

УДК 535.21

©1994

## ЭЛЕКТРОДИНАМИКА ДЕФЕКТОВ И ЛОКАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ МОД В ОПТИЧЕСКОЙ МИКРОСКОПИИ БЛИЖНЕГО ПОЛЯ

*В.А. Кособукин*

Обсуждаются электродинамические аспекты теории сканирующей оптической микроскопии ближнего поля. Методом функций Грина исследовано возбуждение ближнего электрического поля малой диэлектрической неоднородности внешней плоской световой волной, испытывающей полное внутреннее отражение. В квазистатическом приближении найдено общее выражение для этого поля, которое конкретизировано для моделей одного и двух локальных центров в предположении, что эти центры и плоские границы раздела сред могут обладать собственными поверхностными электромагнитными модами (плазменными резонансами). На модели металлического шара изучен размерный эффект в поляризуемости неоднородности. Показано, что он может привести к существенному подавлению резонансного вклада в интенсивность ближнего поля неоднородности при малых и больших размерах за счет соответственно эффектов пространственной дисперсии и электромагнитного запаздывания.

Диэлектрические микронеоднородности и электромагнитные моды, радиус локализации которых мал по сравнению с длиной волны света  $\sim c/\omega$  ( $c$  — скорость света,  $\omega$  — частота), играют важную роль в процессах преобразования света и в спектроскопии поверхности. В качестве примеров можно отметить процессы формирования поверхностных периодических структур [1,2] и гигантское комбинационное рассеяние [3,4]. Во всех этих случаях детектируется оптическое поле в дальней (волновой) зоне, т.е. на расстоянии многих длин волны света от дефекта. При этом изучение индивидуальных особенностей отдельных дефектов и связанных с ними локальных мод существенно ограничено из-за наличия дифракционного предела разрешения  $\sim c/\omega$  [5].

Новые возможности в оптическом зондировании неоднородностей нанометрового масштаба в пленках и на поверхности твердых тел связываются с появлением методов сканирующей оптической микроскопии ближнего поля [6-17]. В этих методах высокое пространственное разрешение достигается путем использования зондов (в частности, световодов), имеющих размеры, значительно меньшие  $c/\omega$ . В настоящее время экспериментально продемонстрированы возможности ближнеполевой микроскопии давать разрешение с масштабом, который на один-два порядка меньше длины волны света [6-13]. Таким образом, приближаясь по разрешению к электронной туннельной микроскопии,

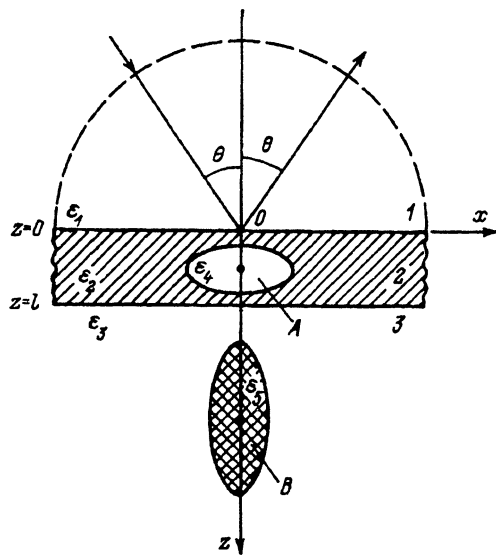
новые методы оптической микроскопии дают возможность получать качественно новую информацию о микрообъектах.

С теоретической точки зрения проблема оптической микроскопии ближнего поля включает в себя два типа задач: I — анализ истинной (не искаженной наличием зонда) структуры ближнего поля микрообъектов, II — изучение роли искажений ближнего поля зондом и условий сопряжения этого поля с регистрирующей системой (световодом). Существует ряд подходов к этой проблеме. Среди них отметим попытки расчета квазистатического поля на основе уравнения Лапласа со стандартными граничными условиями [15], что возможно только для специальных конфигураций поверхности, допускающих хотя бы приближенное решение. Проводится также численное моделирование диэлектрических структур системами «микроскопических» взаимодействующих диполей [16,17], однако этот подход представляется ограниченным и концептуально, и практически. В целом же, хотя в литературе рассматривались задачи типов I и II, это не привело пока к созданию простых и/или в достаточной мере универсальных моделей.

Цель данной работы — анализ принципов построения общей электродинамической теории ближнего поля неоднородностей (дефектов) нанометрового масштаба применительно к новым возможностям оптической микроскопии. Предполагается, что поляризующиеся дефекты могут обладать собственными электромагнитными модами, существенно повышающими интенсивность ближнего поля. Мы ограничиваемся в основном исследованием задачи I, т.е. моделированием ближнего поля дефекта в отсутствие внешнего зонда (разделы 1-3). Эта задача представляется фундаментальной, не зависящей от способа практической реализации микроскопии ближнего поля; в то же время она служит основной для решения задачи типа II, постановка которой схематически дана в разделе 3. В разделе 4 обсуждается вопрос о зависимости интенсивности ближнего поля от размера резонансно-поляризующих дефектов. Заметим, что родственные задачи являются предметом теории ван-дер-ваальсовых сил в конденсированных средах [18,19], которая имеет дело с флуктуациями электромагнитного поля, обладающими широким пространственно-временным спектром. В оптической микроскопии ближнего поля возбуждается волной, имеющей заданные частоту и поляризацию. В этом случае должны проявляться определенные «правила отбора» для возбуждения мод из указанного пространственно-временного спектра, причем существенными оказываются резонансные и поляризационные эффекты, изучаемые в этой работе.

## 1. Модель и общая постановка задачи

Принципиальной особенностью большинства методов сканирующей оптической микроскопии ближнего поля является реализация полного внутреннего отражения света с помощью призмы (среда 1 на рис. 1). Частично прозрачная для света исследуемая пленка (среда 2) находится в оптическом контакте с призмой, при этом в вакууме (среда 3) световое поле экспоненциально затухает при удалении от призмы. Свойства этого (макроскопического) поля хорошо известны; в частности, экспоненциальный закон его затухания, одинаковый для волн  $TM$



**Рис. 1.** Геометрия задачи, соответствующая сканирующей оптической микроскопии ближнего поля.

1 — призма полного внутреннего отражения, 2 — тонкая пленка, 3 — вакуум, А и В — малые диэлектрические неоднородности.

( $p$ -поляризация) и  $TE$  ( $s$ -поляризация) типов, используется на практике для контроля расстояния между поверхностью пленки и зондом, находящимся в вакууме. В процессе сканирования зондом вдоль поверхности пленки регистрируется пространственная модуляция светового поля, связанная с нарушением однородности приповерхностной области, причем измерения носят локальный характер в масштабе  $c/\omega$ .

Описанную оптическую систему (среды 1–3) характеризуем диэлектрическим тензором с компонентами  $\delta_{\alpha\beta}\varepsilon^0(z, \omega)$ , где  $\delta_{\alpha\beta}$  — символ Кронекера. Функция  $\varepsilon^0(z, \omega)$  равна  $\varepsilon_1$  при  $z < 0$  (призма),  $\varepsilon_2$  при  $0 < z < l$  (пленка) и  $\varepsilon_3 (= 1)$  при  $z > l$  (вакуум). Поле в этой системе возбуждается плоской волной с поляризациями  $p$  или  $s$ , падающей в призме под углом  $\theta$ , превышающим угол полного внутреннего отражения  $\theta_{TR} = \arcsin \sqrt{\varepsilon_3/\varepsilon_1}$  (далее  $\text{Im } \varepsilon_1 = \text{Im } \varepsilon_3 = 0, \varepsilon_1 > \varepsilon_3$ ). Нашей задачей будет вычисление для указанных условий ближнего поля диэлектрической неоднородности (области А или/и В на рис. 1), которую будем характеризовать вкладом в диэлектрическую поляризацию  $\mathbf{P}(\omega, \mathbf{r})$ . Уравнение связи  $\mathbf{P}(\omega, \mathbf{r})$  с монохроматическим электрическим полем  $\mathbf{E}(\omega, \mathbf{r})$  пока не конкретизируем, но считаем, что поляризация  $\mathbf{P}(\omega, \mathbf{r})$  может быть микроскопической (т.е. усредненной квантостатистически, но не по макроскопически малым объемам [19]).

Электрическое поле в системе определяется уравнением Максвелла

$$\text{rot rot } \mathbf{E}(\omega, \mathbf{r}) - k_0^2 \varepsilon^0(z, \omega) \mathbf{E}(\omega, \mathbf{r}) = 4\pi k_0^2 \mathbf{P}(\omega, \mathbf{r}), \quad (1)$$

где  $k_0 = \omega/c$ .

Введем также тензорные электродинамические функции Грина  $\hat{D}$  входящего в (1) оператора уравнением

$$\sum_{\gamma} \left\{ \delta_{\alpha\gamma} [\nabla^2 + \varepsilon^0(z, \omega) k_0^2] - \frac{\partial^2}{\partial r_{\alpha} \partial r_{\gamma}} \right\} D_{\gamma\beta}(\omega; \mathbf{r}, \mathbf{r}') = \delta_{\alpha\beta} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'). \quad (2)$$

Теперь, рассматривая  $\mathbf{P}$  как возмущение, можно записать (1) в интегральной форме

$$E_{\alpha}(\omega, \mathbf{r}) - E_{\alpha}^0(\omega, \mathbf{r}) = - \sum_{\beta} \int d^3 r' K_{\alpha\beta}(\omega; \mathbf{r}, \mathbf{r}') P_{\beta}(\omega, \mathbf{r}'). \quad (3)$$

Здесь введено ядро  $K_{\alpha\beta}(\omega; \mathbf{r}, \mathbf{r}') = 4\pi k_0^2 D_{\alpha\beta}(\omega; \mathbf{r}, \mathbf{r}')$ , а  $\mathbf{E}^0(\omega, \mathbf{r})$  обозначает решение однородного (с  $\mathbf{P} = 0$ ) уравнения (1) при наличии внешней плоскополяризованной волны. Функции  $D_{\alpha\beta}(\omega; \mathbf{r}, \mathbf{r}')$ , так же как  $E_{\alpha}^0(\omega, \mathbf{r})$ , удовлетворяют при  $z = 0$  и  $z = l$  максвелловским граничным условиям по переменной  $z$  и индексу  $\alpha$ . Из (3) видно, что поправка  $\mathbf{E}' = \mathbf{E} - \mathbf{E}^0$ , определяющая ближнее поле возмущения  $\mathbf{P}$ , описывается зависимостью от  $\mathbf{r}$  ядра  $K_{\alpha\beta}(\omega; \mathbf{r}, \mathbf{r}')$ , вычисленного с функцией  $\epsilon^0(z, \omega)$ . Пересмотр этого положения может потребоваться на атомном расстоянии от границ раздела, где вместо разрывного поля  $E_z$  следует использовать быстро меняющееся микроскопическое поле [20].

Найдем поле (3) используя Фурье-представление [2]

$$D_{\alpha\beta}(\omega; \mathbf{r}, \mathbf{r}') = \int \frac{d^2 \boldsymbol{\kappa}}{(2\pi)^2} e^{i\boldsymbol{\kappa}(\mathbf{r}_{\parallel} - \mathbf{r}'_{\parallel})} \sum_{\mu\nu} T_{\alpha\mu}(\boldsymbol{\kappa}) d_{\mu\nu}(z, z'; \omega\boldsymbol{\kappa}) T_{\beta\nu}(\boldsymbol{\kappa}), \quad (4)$$

где  $\mathbf{r}_{\parallel} = (x, y)$ ,  $\boldsymbol{\kappa} = \kappa(\mathbf{e}_x \cos \phi + \mathbf{e}_y \sin \phi)$  — двумерный волновой вектор в плоскости поверхности,  $\mathbf{e}_{\alpha}$  — орт  $\alpha$ -й декартовой оси координат, а ненулевые элементы матрицы поворота системы координат равны  $T_{xx} = T_{yy} = \cos \phi$ ,  $-T_{xy} = T_{yx} = \sin \phi$ ,  $T_{zz} = 1$ . Входящие в (4) Фурье-компоненты  $d_{\alpha\beta}(z, z'; \omega\boldsymbol{\kappa})$  функций Грина  $D_{\alpha\beta}(\omega; \mathbf{r}, \mathbf{r}')$  являются решением уравнения вида (2) с  $(\partial/\partial \mathbf{r}) = (i\boldsymbol{\kappa}, 0, d/dz)$  и функцией источника  $\delta(z - z')$  вместо  $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$  в правой части [2, 19].

Интегрируя в (4) по углу  $\phi$  поворота волнового вектора  $\boldsymbol{\kappa}$  с использованием соотношений

$$\int_{-\pi}^{\pi} d\phi e^{i\boldsymbol{\kappa}|\mathbf{r}_{\parallel} - \mathbf{r}'_{\parallel}| \cos(\phi - \varphi) + im\phi} = 2\pi e^{im(\varphi + \pi/2)} J_m(\boldsymbol{\kappa}|\mathbf{r}_{\parallel} - \mathbf{r}'_{\parallel}|), \quad (5)$$

$$J_{-m}(x) = (-1)^m J_m(x),$$

получаем

$$(K_{\alpha\beta}(\omega; \mathbf{r}, \mathbf{r}')) = k_0^2 \int_0^{\infty} d\boldsymbol{\kappa} \boldsymbol{\kappa} \times \begin{pmatrix} d_+ J_0 - d_- J_2 \cos 2\varphi & -d_- J_2 \sin 2\varphi & 2id_{zx} J_1 \cos \varphi \\ -d_- J_2 \sin 2\varphi & d_+ J_0 + d_- J_2 \cos 2\varphi & 2id_{zx} J_1 \sin \varphi \\ 2id_{zx} J_1 \cos \varphi & 2id_{zx} J_1 \sin \varphi & 2d_{zz} J_0 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Здесь  $J_m \equiv J_m(\boldsymbol{\kappa}|\mathbf{r}_{\parallel} - \mathbf{r}'_{\parallel}|)$  — функция Бесселя  $m$ -го порядка,  $\varphi$  — угол между вектором  $\mathbf{r}_{\parallel} - \mathbf{r}'_{\parallel}$  и осью  $x$ ,  $d_{\pm} = d_{xx} \pm d_{yy}$ ,  $d_{\alpha\beta} \equiv d_{\alpha\beta}(z, z'; \omega\boldsymbol{\kappa})$ .

Пределы интегрирования в (6) учитывают, что ближнее поле радиуса  $\bar{r}$  определяется Фурье-компонентами с характерными значениями  $\bar{\kappa} \sim 1/\bar{r}$ , причем  $k_0 \ll \bar{\kappa} \ll 1/\bar{a}$ , где  $\bar{a}$  — межатомное расстояние. Это неравенство позволяет разложить в (6) функции Грина по параметру  $k_0/\kappa \ll 1$  и ограничиться главными членами  $\bar{d}_{\alpha\beta} \equiv \lim_{k_0/\kappa \rightarrow 0} (k_0^2 d_{\alpha\beta})$ . При

этом обращаются в нуль функции  $\bar{d}_{yy}$ , имеющие малость  $(k_0/\kappa)^2$  по сравнению с функциями  $\bar{d}_{\alpha\beta}$ , у которых индексы  $\alpha$  и  $\beta$  равны  $x$  или  $z$ . Ненулевые функции описывают поле  $p$ -поляризованной волны, которое в кулоновском пределе  $k_0/\kappa \rightarrow 0$  ( $1/c \rightarrow 0$ ) переходит в электростатическое; функции  $\bar{d}_{\alpha\beta}$  приведены в Приложении.

Найдем ближнее поле, создаваемое в среде  $\mathcal{Z}$  ( $z > l$  на рис. 1) единственным дефектом  $A$  ( $0 < z' < l$ ). В этом случае из формул (П. 5), (П. 6), (П. 8) следует, что

$$\{\bar{d}_{xx}, \bar{d}_{xz}\} = \frac{\kappa}{\varepsilon_2 + \varepsilon_3} \frac{1}{\Delta_p(\kappa, \omega)} \{f_+, if_-\}, \quad (7)$$

$$\Delta_p(\kappa, \omega) = 1 - b(\omega) \exp(-2\kappa l) = 1 - \rho_{21}\rho_{23} \exp(-2\kappa l), \quad (8)$$

$$\rho_{mn} = (\varepsilon_m - \varepsilon_n)/(\varepsilon_m + \varepsilon_n), \quad (9)$$

$$f_{\pm}(z, z'; \omega\kappa) = \exp[-\kappa(z - z')] \pm \rho_{21} \exp[-\kappa(z + z')] \quad (10)$$

и  $\bar{d}_{z\beta} = i\bar{d}_{x\beta}$  ( $\beta = x, z$ ), связь между величинами  $b$  и  $\rho_{mn}$  определяется формулой (8). Подстановка (7)–(10) в (3), (6) приводит к замене ядра в формуле (3) его квазистатическим пределом

$$(K_{\alpha\beta}(\omega, \mathbf{r}, \mathbf{r}')) = \frac{1}{\varepsilon_2 + \varepsilon_3} \begin{pmatrix} I_0^+ - I_2^+ \cos 2\varphi & -I_2^+ \sin 2\varphi & -2I_1^- \cos \varphi \\ -I_2^+ \sin 2\varphi & I_0^+ + I_2^+ \cos 2\varphi & -2I_1^- \sin \varphi \\ -2I_1^+ \cos \varphi & -2I_1^+ \sin \varphi & -2I_0^- \end{pmatrix}, \quad (11)$$

где радиус-вектор  $\mathbf{r}'$  возмущения  $\mathbf{P}(\omega, \mathbf{r}')$  ограничивается средой  $\mathcal{Z}$  ( $0 < z' < l$ ), а интегралы даются формулой

$$I_m^{\pm}(z, z'; \Delta \mathbf{r}_{\parallel}) = \int_0^{\infty} d\kappa \kappa^2 J_m(\kappa |\Delta \mathbf{r}_{\parallel}|) \frac{1}{\Delta_p(\kappa, \omega)} f_{\pm}(z, z'; \omega, \kappa). \quad (12)$$

В случае  $|b| < 1$  в (12) можно использовать разложение

$$\frac{1}{\Delta_p(\kappa, \omega)} = \sum_{s=0}^{\infty} b^s(\omega) \exp(-2\kappa ls). \quad (13)$$

Это дает

$$I_m^{\pm} = \sum_{s=0}^{\infty} b^s(\omega) \{F_m(z_s^-; \Delta \mathbf{r}_{\parallel}) \pm \rho_{21} F_m(z_s^+; \Delta \mathbf{r}_{\parallel})\}, \quad (14)$$

где

$$F_m(Z, \Delta \mathbf{r}_{\parallel}) = \int_0^{\infty} dx x^2 e^{-xZ} J_m(x|\Delta \mathbf{r}_{\parallel}|) =$$

$$= \frac{1}{(Z^2 + |\Delta \mathbf{r}_{\parallel}|^2)^{5/2}} \begin{cases} 2Z^2 - |\Delta \mathbf{r}_{\parallel}|^2, & m = 0, \\ 3Z|\Delta \mathbf{r}_{\parallel}|, & m = 1, \\ 3|\Delta \mathbf{r}_{\parallel}|^2, & m = 2, \end{cases} \quad (15)$$

$$z_s^{\pm} = z \pm z' + 2ls, \quad (16)$$

причем  $z_s^{\pm} > 0$ , так как  $0 < z' < l$ ,  $z > l$ .

## 2. Модель локального центра

Обсудим физический смысл результатов раздела 1, используя модель (приближение) локального центра [2,21]. Этому в предыдущих формулах соответствует представление поля индуцированной поляризации в форме

$$P_{\alpha}(\omega, \mathbf{r}) = p_{\alpha}(\omega) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0). \quad (17)$$

Здесь  $\delta$ -функция выражает малость размеров дефекта на масштабе  $\sim k_0^{-1}$  изменения поля  $\mathbf{E}^0(\omega, \mathbf{r})$ , которое по отношению к дефекту может считаться квазиоднородным. С другой стороны, сам дефект (локальный центр), будучи макроскопическим объектом на атомном масштабе, может характеризоваться диэлектрической проницаемостью.

Подстановка (17) в (3) дает

$$E'_{\alpha}(\omega, \mathbf{r}) = - \sum_{\beta} K_{\alpha\beta}(\omega; \mathbf{r}, \mathbf{r}_0) p_{\beta}(\omega), \quad (18)$$

причем члены в разложении ядра (11), определяемом формулами (13)–(16), при  $s = 0$  описывают «прямое» действие диполя  $\mathbf{p}$  из (17) и действие его «изображения» границей раздела  $z = 0$ . Члены разложения с  $s \geq 1$  учитывают многократные отражения [22], что эквивалентно действию бесконечного числа диполей, расположенных на расстояниях от точки наблюдения  $z$ , которые получаются из (16) при  $z' = z_0$ .

Все формулы, начиная с (6), существенно упрощаются при  $\Delta \mathbf{r}_{\parallel} \ll l$ , где  $\Delta \mathbf{r}_{\parallel} = \mathbf{r}_{\parallel} - \mathbf{r}_{0,\parallel}$ , причем из (14) следует, что

$$I_m^{\pm}(z, z'; 0) = \delta_{m,0} \frac{1}{4l^3} \left\{ \Phi \left( b, 3, \frac{z - z'}{2l} \right) \pm \rho_{21} \Phi \left( b, 3, \frac{z + z'}{2l} \right) \right\}, \quad (19)$$

$$\Phi(b, n, \xi) = \sum_{s=0}^{\infty} b^s \frac{1}{(s + \xi)^n}.$$

В результате ядро (11) с  $\mathbf{r} = (\mathbf{r}_{0,\parallel}, z)$  и  $\mathbf{r}_0 = (\mathbf{r}_{0,\parallel}, z_0)$  становится диагональным.

$$K_{\alpha\beta}(\omega; \mathbf{r}, \mathbf{r}_0) = \delta_{\alpha\beta} \frac{1}{\varepsilon_2 + \varepsilon_3} \left\{ (\delta_{\alpha x} + \delta_{\alpha y}) I_0^+(z, z_0; 0) - 2\delta_{\alpha z} I_0^-(z, z_0; 0) \right\}. \quad (20)$$

Таким образом, информация о ближнем поле локального дефекта с поляризацией (17) содержится в ядре (11) интегрального уравнения электростатики. Качественно структура этого поля не зависит от резонансных свойств центра. Однако случай его резонансной поляризации представляет собой интерес в связи с возможностью повысить чувствительность метода за счет резонансного возбуждения ближнего поля. В нашей модели резонансные оптические эффекты могут быть обусловлены возбуждением поверхностных плазмонов в пленке (среда 2 на рис. 1) [23] или/и наличием собственных электромагнитных мод у локального центра (например, А).

В квазистатическом приближении ( $k_0/\kappa \rightarrow 0$ ) условие возбуждения поверхностных плазмонов на плоских поверхностях пленки  $\tilde{\Delta}_p(\kappa, \omega) = \Delta_p(\kappa, \omega) \times (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)(\varepsilon_2 + \varepsilon_3) = 0$  [23] включает в себя знаменатель  $\Delta_p$  из (8). Действительная  $\kappa'(\omega)$  и мнимая  $\kappa''(\omega)$  части волнового числа  $\kappa(\omega)$ , являющегося решением указанного дисперсионного уравнения  $\tilde{\Delta}_p(\kappa, \omega) = 0$ , описывают соответственно дисперсию и затухание поверхностных плазмонов (при  $\exp(-\kappa' l) \ll 1$  можно использовать зависимость  $\kappa(\omega)$  из работы [2]). Заметим, что условие  $|b| < 1$  разрешимости уравнения дисперсии  $\tilde{\Delta}_p(\kappa, \omega) = 0$  делает разложение (13) формальным, поэтому при учете поверхностных плазмонов может потребоваться численное интегрирование выражения (12) (ср. с [24]).

Все сказанное относится к области частот, в которой не проявляются собственные резонансные частоты локального центра. Последние удобно ввести с помощью компонент  $\tilde{\chi}_{\alpha\beta}(\omega)$  тензора поляризуемости локального центра, входящих в соотношение

$$p_\alpha(\omega) = \sum_{\beta} \tilde{\chi}_{\alpha\beta}(\omega) E_\beta^0(\omega, \mathbf{r}_0), \quad (21)$$

где  $E^0(\omega, \mathbf{r}_0)$  — электрическое поле световой волны в рассматриваемой оптической системе (рис. 1) при отсутствии локальных центров.

Вместе с тем в электродинамике [25] обычно вычисляют компоненты  $\chi_{\alpha\beta}$  тензора поляризуемости, характеризующего отклик (21) локального центра на однородное внешнее поле в однородной среде. Для наших целей удобна поляризуемость эквивалентного диэлектрического эллипсоида, для которой  $\chi_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} \chi^{(\alpha)}$  с диагональными компонентами [25]

$$\chi^{(\alpha)} = \frac{V}{4\pi} \frac{\varepsilon^< - \varepsilon^>}{\varepsilon^< n^{(\alpha)} + \varepsilon^> (1 - n^{(\alpha)})}. \quad (22)$$

Здесь  $V = 4\pi a^{(x)} a^{(y)} a^{(z)} / 3$  — объем эллипсоида с длинами полуосей  $a^{(x)}$ ,  $n^{(\alpha)}$  — факторы деполяризации вдоль главных осей эллипсоида, зависящие только от отношения длин  $a^{(\alpha)}$ ,  $\varepsilon^<$  и  $\varepsilon^>$  — диэлектрические функции внутри и вне эллипсоида. Переход от  $\hat{\chi}$  к поляризуемости  $\hat{\tilde{\chi}}$ , учитывающей взаимодействие между электромагнитными резонансами в системе, мы рассмотрим далее для модели двух локальных центров.

### 3. Модель двух центров

Модель двух центров, расположенных в разных средах, имеет особое значение для сканирующей оптической микроскопии, так как она позволяет оценить влияние зонда ( $B$  на рис. 1) на поляризационные и спектральные характеристики ближнего поля неоднородности  $A$ . В этом случае для поляризации вместо (17), (21) используем уравнение

$$P_{\alpha}(\omega, \mathbf{r}) = \sum_i \tilde{\chi}_i^{(\alpha)}(\omega) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0^{(i)}) E_{\alpha}^0(\omega, \mathbf{r}_0^{(i)}), \quad (23)$$

где  $i$  — индекс центра, принимающий значения  $A$  и  $B$ , а  $\mathbf{r}_0^{(i)}$  характеризует положение центра  $i$ . Для определенности исходные поляризуемости  $\hat{\chi}$  обоих центров принимаем в форме (22). При этом входящие в формулу (23) перенормированные компоненты тензора поляризуемости локальных центров определяются системой двух уравнений [2]

$$\tilde{\chi}_i^{(\alpha)} = \chi_i^{(\alpha)} - 4\pi k_0^2 \sum_j \sum_{\beta} \chi_j^{(\alpha)} \Delta D_{\alpha\beta}(\omega; \mathbf{r}_0^{(i)}, \mathbf{r}_0^{(j)}) \tilde{\chi}_j^{(\beta)}, \quad (24)$$

в которой  $0 < z_0^A < l$ ,  $z_0^B > l$ . Зависящая от граничных условий часть функции Грина  $\Delta \tilde{D}$  — это разность функции  $\tilde{D}$ , являющейся решением уравнения (2), и функции Грина однородной среды, относительно которой определяется поляризуемость (22). Величины  $\Delta \tilde{D}$  описывают эффекты «изображения» локальных центров.

Используя представление (4), находим решение уравнения (24) при  $\mathbf{r}_{0,\parallel}^A = \mathbf{r}_{0,\parallel}^B$ .

$$\tilde{\chi}_i^{(\alpha)} = \chi_i^{(\alpha)} \frac{1 + (\sigma_{jj}^{(\alpha)} - \sigma_{ij}^{(\alpha)}) \chi_j^{(\alpha)}}{1 + \sigma_{ii}^{(\alpha)} \chi_i^{(\alpha)} + \sigma_{jj}^{(\alpha)} \chi_j^{(\alpha)} + (\sigma_{ii}^{(\alpha)} \sigma_{jj}^{(\alpha)} - \sigma_{ij}^{(\alpha)} \sigma_{ji}^{(\alpha)}) \chi_i^{(\alpha)} \chi_j^{(\alpha)}}, \quad (25)$$

где

$$\sigma_{ij}^{(x)} = \sigma_{ij}^{(y)} = \sigma_{ij}''(\omega) = k_0^2 \int_0^{\infty} d\kappa \kappa \left\{ \Delta d_{xx}(z_0^{(i)}, z_0^{(j)}; \kappa \omega) + \Delta d_{yy}(z_0^{(i)}, z_0^{(j)}; \kappa \omega) \right\}, \quad (26)$$

$$\sigma_{ij}^{(z)} = \sigma_{ij}^{\perp}(\omega) = 2k_0^2 \int_0^{\infty} d\kappa \kappa \Delta d_{zz}(z_0^{(i)}, z_0^{(j)}; \kappa \omega). \quad (27)$$

Здесь

$$\Delta d_{\alpha\alpha}(z, z'; \kappa \omega) = d_{\alpha\alpha}(z, z'; \kappa \omega) - d_{\alpha\alpha}^0(z, z'; \kappa \omega),$$

причем  $d_{\alpha\alpha}$  и  $d_{\alpha\alpha}^0$  — Фурье-компоненты функций Грина слоистой и однородной сред в случае  $\boldsymbol{\kappa} = (\kappa, 0)$ .



При  $|\chi_B^{(\alpha)}| \rightarrow 0$  из (25)–(27) получается поляризуемость  $\tilde{\chi}_A^{(\alpha)}$  отдельного локального центра в пленке [1,2].

Входящие в (26) и (27) функции  $k_0^2 \Delta d_{xx}$  и  $k_0^2 \Delta d_{zz}$  вычислены в квазистатическом пределе ( $k_0/\kappa \rightarrow 0$ ) в Приложении. При их подстановке находим, что (26), (27) выражаются через интегралы вида (12), которые могут учитывать резонансные эффекты поверхностных плазмонов пленки через знаменатель  $\Delta_p(\kappa, \omega)$ . При этом резонансная структура электромагнитного поля в системе описывается эффективной поляризуемостью (25), включающей в себя электромагнитные моды пленки и локальных центров  $A$  и  $B$ . Весьма трудоемкий анализ спектра этих коллективных мод и их вклада в ближнее поле целесообразно проводить для конкретной конфигурации неоднородностей в схеме ближне-полевого оптического микроскопа. Заметим, что для учета электромагнитного запаздывания в описанной выше теории следует вернуться к уравнениям с точным ядром и использовать при вычислении величин (26), (27) функции Грина, учитывающие запаздывание в соответствующем приближении.

#### 4. Размерный эффект

Мы нашли выражения для ближнего поля локальных неоднородностей, включающие в себя члены нулевого порядка по параметру  $\omega \bar{r}/c \ll 1$ , где  $\bar{r}$  — характерная длина. Это относится и к поляризуемости дефекта, которую обсудим теперь для модели металлического шара радиуса  $a$  с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon^< = \varepsilon(\omega)$ , где

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \Gamma^2} + i \frac{\omega_p^2 \Gamma}{(\omega^2 + \Gamma^2)\omega}, \quad (28)$$

$\omega_p$  — плазменная частота вырожденного электронного газа,  $\varepsilon_\infty$  — фоновая диэлектрическая постоянная,  $\Gamma$  — параметр затухания. Шар помещен в диэлектрическую среду с проницаемостью  $\varepsilon^> = \varepsilon_d$ . Из (22) при  $n^{(\alpha)} = 1/3$  и  $a^{(\alpha)} = a$  находим, что в указанном пределе ( $a\omega_p/c \rightarrow 0$ ) ни резонансная частота  $\omega_1 = \omega_p/\sqrt{\varepsilon_*}$  (где  $\varepsilon_* = \varepsilon_\infty + 2\varepsilon_d$ ), ни затухание  $\gamma = \omega_1 \varepsilon''(\omega_1)/2\varepsilon_* \approx \Gamma/2$  дипольного поверхностного плазмона, определяемые уравнением  $\varepsilon(\omega) + 2\varepsilon_d = 0$ , не зависят от радиуса шара, а поляризуемость (22) принимает вид

$$\chi(\omega) = a^3 (\varepsilon(\omega) - \varepsilon_d) / (\varepsilon(\omega) + 2\varepsilon_d),$$

причем в резонансе

$$|\chi(\omega_1)|/a^3 = 3\varepsilon_d/\varepsilon''(\omega_1) = 3(\omega_1/\Gamma)(\varepsilon_d/\varepsilon_*).$$

Эти оценки справедливы, если  $l_{TF} \ll a \ll c/\omega_p$ ; указанный диапазон для  $a$  в случае металлов составляет два порядка величины, так как  $c/(\omega_p l_{TF}) \sim c/v_F \sim 10^2$ , где  $l_{TF}$  — длина экранирования Томаса–Ферми, а  $v_F$  — скорость Ферми вырожденного электронного газа. Ограничение снизу обусловлено эффектами пространственной дисперсии, которые характеризуются параметром  $l_{TF}/a$ , а ограничение сверху — эффектами электромагнитного запаздывания, определяемые параметром  $a\omega_p/c \sim a\omega_1/c$  [26].

Поскольку размерный эффект в поляризуемости локальных неоднородностей систематически не изучался, несмотря на его теоретическую и практическую важность, мы рассмотрим его для модели металлического шара, находящегося в поле однородной монохроматической световой волны вида

$$\mathcal{E}^0(\omega, \mathbf{r}) = \mathcal{E}^0 \mathbf{e}_x \exp(i\sqrt{\varepsilon_d} k_0 z).$$

Воспользуемся выражениями [26] для поля вблизи шара, учитывающими одновременно эффекты пространственной дисперсии и электромагнитного запаздывания. Разложим сферическую компоненту поля с угловым числом  $L = 1$  по параметру  $\sqrt{\varepsilon_d} k_0 r \ll 1$  в ближней зоне шара ( $\mathbf{r}$  — радиус-вектор точки наблюдения) и сравним результат с формулой для ближнего поля диполя [27]. Для поляризуемости шара вместо (22) имеем  $\chi^{(\alpha)} = \chi$ , где

$$\chi = -\frac{3i}{2} \frac{1}{(\sqrt{\varepsilon_d} k_0)^3} b_1^r, \quad (29)$$

$b_1^r$  — амплитуда отраженной сферической волны с  $L = 1$ , связанной с возбуждением дипольного поверхностного плазмона в шаре.

Подставим в (29) полученное в [26] явное выражение для  $b_1^r$ , что дает

$$\frac{\chi(\omega)}{a^3} = \frac{3i}{2} \frac{1}{x_d^3} \frac{j_1(x_d) \varepsilon_t B_1^j(x_d) - \varepsilon_d B_1^j(x_t) - 2\beta B_2^j(x_l)}{h_1^{(1)}(x_d) \varepsilon_t B_1^h(x_d) - \varepsilon_d B_1^j(x_t) - 2\beta B_2^j(x_l)}. \quad (30)$$

Здесь  $x_d = \sqrt{\varepsilon_d} k_0 a$ ,  $x_l = k_l a$ ,  $x_t = k_t a$ , причем волновые числа  $k_l$  и  $k_t$  являются решениями дисперсионных уравнений  $\varepsilon_l(\omega, k_l) = 0$  и  $k_t^2 = k_0^2 \varepsilon_t(\omega, k_t)$  соответственно с продольной  $\varepsilon_l$  и поперечной  $\varepsilon_t$  диэлектрическими проницаемостями вырожденного электронного газа [26, 28]. В (30)

$$B_1^z(x) = [x z_1(x)]' / z_1(x), \quad B_2^j(x) = j_1(x) / [x j_1'(x)],$$

$z_1(x)$  обозначает сферическую функцию Бесселя порядка  $L = 1$ , т.е.  $j_1(x)$  или  $h_1^{(1)}(x)$  [26],  $\varepsilon_t \cong \varepsilon(\omega)$  с  $\varepsilon(\omega)$  из (28), являющейся предельным (при  $|k_t|a \ll 1$ ) значением  $\varepsilon_t(\omega, k_t)$ , а  $\beta = (\varepsilon_t - \varepsilon_\infty)\varepsilon_d/\varepsilon_\infty$  или  $\beta = \varepsilon_t - \varepsilon_d$  в зависимости от типа используемого дополнительного граничного условия на поверхности шара [26].

Результаты численного анализа поляризуемости (30) представлены на рис. 2–4 для случая  $\varepsilon_\infty = \varepsilon_d = 1$ , когда проявляются только собственные поляризационные свойства электронного газа. На рис. 2 показаны частотные зависимости величины  $|\chi(\omega)|/a^3$  при различных значениях радиуса шара  $a$ . Эти зависимости имеют резонансный вид, причем частота максимума и ширина резонансного контура существенно зависят от  $a$ . Частота максимума  $\omega_M$  как функция  $a$  показана на рис. 3; предсказывается голубой сдвиг относительно частоты  $\omega_1$  (штриховая прямая), связанный с эффектами пространственной дисперсии при малых  $a$ , и красный сдвиг из-за электромагнитного запаздывания при больших  $a$ . Одновременно по тем же причинам происходит

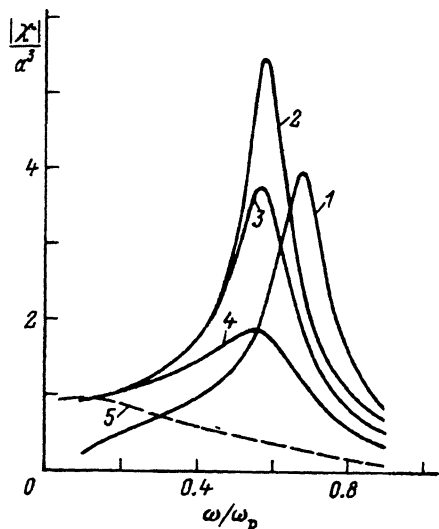


Рис. 2. Частотные зависимости безразмерной полярности  $|\chi(\omega)|/a^3$  металлического шара радиуса  $a = 6$  (1), 36 (2), 180 (3), 300 (4) и 600 Å (5).

Вычислено по формуле (30) при  $\epsilon_\infty = \epsilon_d = 1$  и  $\Gamma/\omega_p = 1/10$ ,  $l_{TF} = 0.6$  Å.

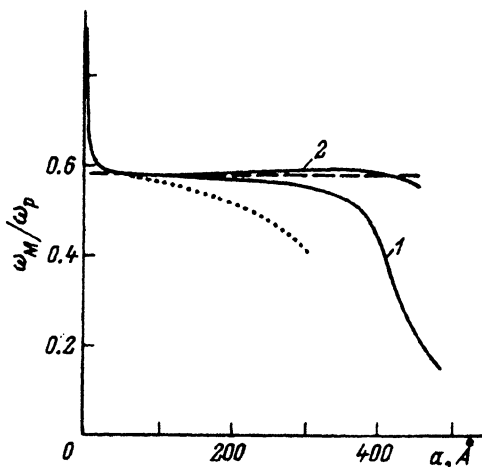


Рис. 3. Сплошные линии — зависимость частоты  $\omega_M$ , соответствующей максимуму функции  $|\chi(\omega)|/a^3$  из (30), от радиуса металлического шара  $a$  при  $\Gamma/\omega_p = 1/10$  (1) и  $1/50$  (2).

Пунктирная линия — расчет по формуле (32); сплошные кривые соответствуют  $l_{TF} = 0.6$  Å, характерному для электронного газа в серебре или золоте; штриховая прямая — частота поверхностного плазмона  $\omega_1$  в квазистатическом приближении без пространственной дисперсии. Принято  $\epsilon_\infty = \epsilon_d = 1$ .

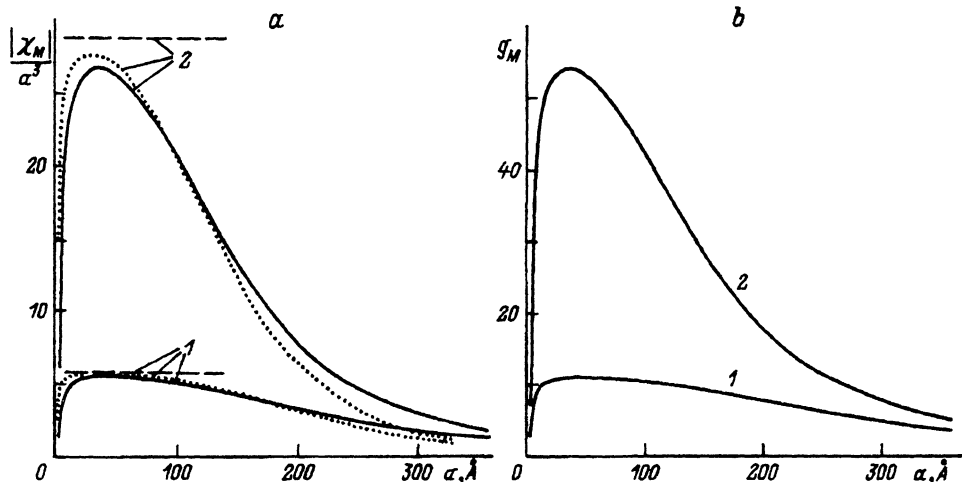


Рис. 4. а) Максимальное по частоте значение полярности  $|\chi_M|/a^3$  и б) коэффициент усиления внешнего электрического поля  $g_M = \max_{\vec{r}_0} |\mathcal{E}(\omega, \vec{r}_0)|/\mathcal{E}^0$  в точке  $\vec{r}_0 = a\vec{e}_x$  как функции радиуса  $a$  металлического шара при  $\Gamma/\omega_p = 1/10$  (1) и  $1/50$  (2) в случае  $\epsilon_\infty = \epsilon_d = 1$  и  $l_{TF} = 0.6$  Å (серебро или золото).

На рис. 4, а показаны также результаты расчета по приближенным формулам (31)–(33) при учете параметров  $l_{TF}/a$  и  $a\omega_1/c$  в нулевом (штриховые прямые) и низшем неисчезающем (точки) порядках.

уширение резонансного контура вплоть до исчезновения резонансной структуры при  $a \sim l_{TF}$  и  $a \sim c/\omega_1$  (выше, как в [26], не учтено затухание Ландау для плазмонов [29], поэтому при  $a \sim l_{TF}$  можно ожидать дополнительного уменьшения величины  $|\chi|/a^3$ ). Из рис. 3 видно также, что положение максимума функции  $|\chi|/a^3$  зависит от параметра диссипативного затухания  $\Gamma$ , входящего в (28).

На рис. 4,а приведены значения  $|\chi_M|/a^3$  функции  $|\chi(\omega)|/a^3$  в максимуме резонансного контура при различных значениях  $a$ . Эти кривые показывают сильно выраженный размерный эффект: наличие максимума при  $a = 50 \div 100 \text{ \AA}$  и быстрое подавление коллективных электронных возбуждений эффектами пространственной дисперсии при уменьшении  $a$  и радиационными эффектами при больших  $a$ . Значение  $|\chi_M|/a^3$  в максимуме по  $a$  близко к найденной выше величине  $3\epsilon_d/\epsilon''(\omega_1)$  (штриховые линии на рис. 4,а), но не достигает ее. Область значений  $a$ , где  $|\chi_M|/a^3$  близка к указанной максимальной величине поляризуемости шара, сужается при уменьшении диссипативного затухания  $\Gamma$  (использованные в расчете значения параметра  $\Gamma/\omega_p$  близки к реальности для благородных металлов [30]).

Наибольший интерес представляет величина  $|\chi_M|/a^3$  вблизи максимума по  $a$ ; для нее, разложив (30) по малым параметрам  $l_{TF}/a$  и  $a\omega_1/c$  и сохранив члены низших порядков, получаем приближенное выражение

$$\frac{\chi(\omega)}{a^3} = \frac{3\epsilon_d}{\epsilon_*} \frac{\omega_1^2 [1 - (3/5)\epsilon_d(a\omega_1/c)^2 - l_{TF}/\alpha_1 a]}{\omega_r^2 - \omega^2 - 2i\omega_r\omega_i}, \quad (31)$$

в котором  $\alpha_1 \sim 1$  [26]. Здесь комплексная собственная частота поверхностного плазмона  $\omega_r - i\omega_i$  включает в себя резонансную частоту

$$\omega_r^2 = \omega_1^2 \left\{ 1 + 6 \frac{\epsilon_d}{\epsilon_*} \left[ \frac{l_{TF}}{\alpha_1 a} - \frac{2}{5} \epsilon_d \left( \frac{a\omega_1}{c} \right)^2 \right] \right\} \quad (32)$$

и затухание

$$\omega_i = \frac{\omega_1}{2\epsilon_*} \left\{ \epsilon''(\omega_1) + 2\epsilon_d^{5/2} \left( \frac{a\omega_1}{c} \right)^3 + \nu_1 \frac{l_{TF}}{a} \right\}, \quad (33)$$

в которых нулевыми членами являются введенные выше  $\omega_1$  и  $\gamma$ , а  $\nu_1 \sim 1$  [29]. Приближенные зависимости (32) и  $|\chi(\omega_r)|/a^3$  из (31) показаны точками соответственно на рис. 3 и 4,а для случая  $\epsilon_\infty = \epsilon_d = 1$ .

На рис. 4,б для сравнения приведены зависимости от  $a$  величины

$$g_M = \max_{\omega} |\mathcal{E}(\omega, \bar{\mathbf{r}}_0)|/\mathcal{E}^0,$$

которая характеризует локальное усиление электрического поля поверхностным плазмоном с  $L = 1$  в точке  $\bar{\mathbf{r}}_0 = a\mathbf{e}_x$  вне шара по сравнению с амплитудой внешней плоской волны  $\mathcal{E}^0$ . Видно, что поле  $|\mathcal{E}(\omega, \bar{\mathbf{r}}_0)|$  при  $\omega_p/\Gamma \gg 1$  оказывается существенно больше, чем  $\mathcal{E}^0$ , и этот факт используется обычно для наблюдения усиленных поверхностью оптических явлений [3,4,26]. Зависимости  $|\chi_M|/a^3$  и  $g_M$ , имеющие одинаковую физическую природу, весьма близки по форме, особенно вблизи

их максимумов по  $a$  (при  $a = 50 \div 100 \text{ \AA}$ ), где различие может составить по порядку величины  $\sim a^3/|\chi_M| \ll 1$ . Отсюда следует, в частности, что системы, в которых наблюдаются усиленные поверхностью оптические явления, могут оказаться перспективными тестовыми системами для микроскопии ближнего поля, что, кстати, было продемонстрировано экспериментально в работе [12].

В статье рассмотрена электродинамическая теория формирования светового поля в ближней зоне малых диэлектрических неоднородностей, в том числе и обладающих собственными электромагнитными резонансами. Эта теория и результаты анализа светового поля на плоской поверхности в дальней зоне локальных центров [2] дают практически замкнутое описание поляризационных и резонансных эффектов в приповерхностной области пленки с макроскопическими дефектами. С другой стороны, в предположении, что световое поле возбуждается по схеме полного внутреннего отражения, полученные выше результаты могут составить основу теории сканирующей оптической микроскопии ближнего поля.

Рассмотренная выше задача теории локального поля является весьма сложной, так как требуя учета ряда аспектов не только макроскопической, но и микроскопической электродинамики. Сформулированные модельные представления могут потребовать уточнения и дальнейшего развития; мы укажем некоторые возможности, которые связаны с обращением к численным расчетам. Во-первых, задачей численного моделирования является установление границ применимости модели локального центра путем вычисления интегралов (12); это особенно важно при наличии резонансного вклада поверхностных плазмонов. Во-вторых, представляет интерес обобщение модели локальной неоднородности с учетом анизотропии диэлектрической проницаемости последней; наиболее интересными представляются микронеоднородности (домены), обладающие магнито-оптической поляризацией. Наконец, с точки зрения сканирующей оптической микроскопии ближнего поля принципиально важным в развитии представленной здесь теории было бы включение в нее более реалистичной модели зонда (световода), учитывающей волноводные моды, которые играют определяющую роль в преобразовании оптического сигнала ближнего поля.

Данная работа поддержана частично грантом фонда Сороса, приуроченным Американским физическим обществом.

## Приложение

### Функции Грина в квазистатическом приближении

Приведем (см. также [19]) предельные значения

$$\bar{d}_{\alpha\beta}^{(mn)}(z, z'; \kappa\omega) \equiv \lim_{k_0/\kappa \rightarrow 0} \left( k_0^2 d_{\alpha\beta}^{(mn)}(z, z'; \kappa\omega) \right)$$

Фурье-компонент  $d_{\alpha\beta}$  функций Грина, являющихся решением уравнения (2) для невозмущенной системы (рис. 1 в отсутствие неоднородностей  $A$  и  $B$ ). Здесь  $m$  и  $n$  — номера сред, в пределах которых меняются аргументы  $z$  и  $z'$  соответственно. Представим искомые функции в виде

$$\bar{d}_{\alpha\beta}^{mn}(z, z') = \Delta \bar{d}_{\alpha\beta}^{(mn)}(z, z') + \delta_{mn} \bar{d}_{\alpha\beta}^{0(n)}(z, z'), \quad (\text{П.1})$$

при этом

$$\Delta \bar{d}_{xx}^{(22)} = \frac{1}{\Delta_p} \frac{\kappa}{2\varepsilon_2} \left\{ \rho_{21} e^{-\kappa(z+z')} + \rho_{23} e^{-2\kappa l} e^{\kappa(z+z')} + 2\rho_{21}\rho_{23} e^{-2\kappa l} \operatorname{ch} \kappa(z-z') \right\}, \quad (\text{П.2})$$

$$\Delta \bar{d}_{xz}^{(22)} = -\frac{1}{\Delta_p} \frac{i\kappa}{2\varepsilon_2} \left\{ \rho_{21} e^{-\kappa(z+z')} - \rho_{23} e^{-2\kappa l} e^{\kappa(z+z')} + 2\rho_{21}\rho_{23} e^{-2\kappa l} \operatorname{sh} \kappa(z-z') \right\}, \quad (\text{П.3})$$

$$\Delta \bar{d}_{xx}^{(23)} = \frac{1}{\Delta_p} \frac{\kappa}{\varepsilon_2 + \varepsilon_3} (e^{\kappa z} + \rho_{21} e^{-\kappa z}) e^{-\kappa z'} = i \Delta \bar{d}_{xz}^{(23)}, \quad (\text{П.4})$$

$$\Delta \bar{d}_{xx}^{32} = \frac{1}{\Delta_p} \frac{\kappa}{\varepsilon_2 + \varepsilon_3} e^{-\kappa z} (e^{\kappa z'} + \rho_{21} e^{-\kappa z'}), \quad (\text{П.5})$$

$$\Delta \bar{d}_{xz}^{(32)} = \frac{1}{\Delta_p} \frac{i\kappa}{\varepsilon_2 + \varepsilon_3} e^{-\kappa z} (e^{\kappa z'} - \rho_{21} e^{-\kappa z'}), \quad (\text{П.6})$$

$$\Delta \bar{d}_{xx}^{(33)} = \frac{1}{\Delta_p} \kappa 2\varepsilon_3 (\rho_{21} - \rho_{23} e^{2\kappa l}) e^{-\kappa(z+z')} = i \Delta \bar{d}_{xz}^{(33)}, \quad (\text{П.7})$$

где  $\Delta_p(\kappa, \omega)$  — знаменатель (8), а величины  $\rho_{mn}$  даются формулой (9).  
Другие функции  $\Delta \bar{d}_{\alpha\beta}^{(mn)}$  определяются формулой

$$\Delta \bar{d}_{z\beta}^{(mn)}(z, z') = -\frac{i}{\kappa} \frac{d}{dz} \Delta \bar{d}_{x\beta}^{(mn)}(z, z'), \quad (\text{П.8})$$

в которой индекс  $\beta$  принимает значения  $x$  или  $z$ .

Функции Грина  $\bar{d}_{\alpha\beta}^{0(n)}(z, z')$  относятся к однородной среде с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_n$ , причем

$$\bar{d}_{xx}^{0(n)} = \frac{\kappa}{2\varepsilon_n} e^{-\kappa(z-z')}, \quad (\text{П.9})$$

$$\bar{d}_{xz}^{0(n)} = \frac{i\kappa}{2\varepsilon_n} e^{-\kappa|z-z'|} \operatorname{sgn}(z-z') = \bar{d}_{zx}^{0(n)}, \quad (\text{П.10})$$

$$\bar{d}_{zz}^{0(n)} = -\frac{\kappa}{2\varepsilon_n} e^{-\kappa|z-z'|} + \frac{1}{\varepsilon_n} \delta(z-z'). \quad (\text{П.11})$$

### Список литературы

- [1] Кособукин В.А., Либенсон М.Н. // Опт. и спектр. 1993. Т. 74. № 6. С. 1114-1118.
- [2] Кособукин В.А. // ФТТ. 1993. Т. 35. № 4. С. 884-898.
- [3] Гигантское комбинационное рассеяние. М.: Мир, 1984. 408 с.
- [4] Moskovits M. // Rev. Mod. Phys. 1985. V. 57. N 3. P. 783-826.
- [5] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 855 с.
- [6] Pohl D.W., Denk W., Lanz M. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 44. N 7. P. 651-653.
- [7] Harootunian A., Betzig E., Isaacson M., Lewis A. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. N 11. P. 674-676.
- [8] Betzig E., Isaacson M., Lewis A. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 21. P. 2088-2090.
- [9] During U., Pohl D.W., Rohner F. // J. Appl. Phys. 1986. V. 59. N 10. P. 3318-3327.
- [10] Fisher U.Ch., During U.T., Pohl D.W. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52. N 4. P. 249-251.

- [11] Reddick R.C., Warmack R.J., Ferrell T.L. // Phys. Rev. 1989. V. B39. N 1. P. 767-770.
- [12] Fisher U.Ch., Pohl D.W. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. N 4. P. 458-461.
- [13] Courjon D., Vigoureux J.-M., Spajer M., Sarayeddine K., Leblanc S. // Appl. Optics. 1990. V. 29. N 26. P. 3734-3740.
- [14] Courjon D., Sarayeddine K., Spajer M. // Opt. Commun. 1989. V. 71. N 1/2. P. 23-28.
- [15] Ruppin R. // Sol. St. Comm. 1981. V. 39. N 9. P. 903-906; Lee F.T., Lee K.S., Lai S.K., Cheng Y.S., Hsu T.M. // Sol. St. Comm. 1987. V. 63. N 4. P. 299-302.
- [16] Girard C., Courjon D. // Phys. Rev. 1990. V. B42. N 15. P. 9340-9349.
- [17] Girard C., Bouju X. // J. Chem. Phys. 1991. V. 95. N 3. P. 2056-2064.
- [18] Бараш Ю.С. Силы Ван-дер-Ваальса. М.: Наука, 1988. 344 с.
- [19] Абрикосов А.А., Горьков Л.П., Дзялошинский И.Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике. М.: ГИФМЛ, 1962. 444 с.
- [20] Кособукин В.А. // ЖТФ. 1986. Т. 56. № 8. С. 1481-1488.
- [21] Бродский А.М., Урбах М.И. Электродинамика границы металл/электролит. М.: Наука, 1989. 296 с.
- [22] Морс Ф.М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. М.: ИЛ, 1958. Т. 1. 930 с.
- [23] Поверхностные поляритоны / Под ред. В.М. Аграновича и Д.Л.Миллса. М.: Наука, 1985. 528 с.
- [24] Maradudin A.A., Mazur P. // Phys. Rev. 1980. V. B22. N 4. P. 1677-1686.
- [25] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
- [26] Kosobukin V.A. // Phys. Lett. 1991. V. A160. N 6. P. 584-588.
- [27] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1988. 510 с.
- [28] Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа, 1978. 408 с.
- [29] Tran Thoi D.B., Ekardt W. // Sol. St. Comm. 1982. V. 41. N 9. P. 687-690.
- [30] Johnson P.V., Christy R.W. // Phys. Rev. 1972. V. B6. N 12. P. 4370-4379.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН  
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию  
24 марта 1994 г.