

01;06

Поверхностные колебания в средах с искусственной и естественной неоднородностью

© В.М. Дубовик, Е.П. Фетисов

Московский инженерно-физический институт (государственный университет),
115409 Москва, Россия
e-mail: vdubovik44@mail.ru

(Поступило в Редакцию 15 декабря 2006 г.)

Рассмотрены колебания на поверхности искусственно и естественно неоднородных сред, а именно: электромагнитных кристаллов, неупорядоченных перколяционных систем, поликристаллических веществ и многокомпонентных диэлектриков. Особое внимание обращено на влияние корреляционных и флуктуационных эффектов на спектры поверхностных волн в последних трех случаях. Например, в спектре колебаний на границе композита „металл–диэлектрик“ с обычным диэлектриком обнаружена псевдощель вблизи порога перколяции. В случае границы композит „металл–диэлектрик“–металл изучено влияние ферми-жидкостного взаимодействия электронов в металле на спектр поверхностных возбуждений; показано, что учет этого взаимодействия дает сдвиг частоты поверхностной волны, пропорциональный коэффициенту Ландау A_0 . Для поликристаллов получен сдвиг частоты поверхностных колебаний, обусловленный флуктуациями анизотропии отдельных кристаллитов; аналогичный сдвиг в случае многокомпонентного диэлектрика связан с флуктуациями поляризуемости молекул.

PACS: 81.05.-t, 62.30.+d

Введение

В последнее время интенсивно изучаются искусственно создаваемые материалы: фотонные и электромагнитные кристаллы, неупорядоченные композитные системы „диэлектрик–диэлектрик“, „металл–диэлектрик“ и т.д. [1–4]. Они состоят из малых структурных элементов, в частности, с характерными размерами порядка 1 nm, что обуславливает их необычные свойства и возможность применения в электронике и оптоэлектронике. Искусственные кристаллы представляют собой периодически расположенные в пространстве элементы, включенные в диэлектрическую матрицу. Если эти элементы тоже являются диэлектриками, то кристалл носит название фотонного, в случае металлических включений мы имеем дело с электромагнитным кристаллом. Заметим, что включения могут иметь разную форму — металлические проволоочки, колечки и т.д. (см., например, [1–4]), что позволяет, в частности, получать искусственные магнитные среды, среды с отрицательными диэлектрическими и магнитными проницаемостями и с отрицательным коэффициентом преломления. В полупроводниках малая концентрация металлических включений приводит к эффекту, на шесть порядков превышающему эффект допирования примесями. Электромагнитные кристаллы могут найти применение в оптике, электронной микроскопии, низкочастотных волноводах и т.д. Использование сверхпроводящих материалов позволяет обойти проблему диссипации.

Следует заметить, что искусственные кристаллы исследовались и применялись в микроволновом диапазоне с целью создания резонаторов, линий передач, фильтров,

делителей сигналов и т.д., а также в оптике начиная с 1950-х гг. Тогда же впервые были рассмотрены и искусственные кристаллы с отрицательным коэффициентом преломления — „левые среды“ (см. обзор [5] и приведенную в нем литературу).

Многие из указанных выше свойств могут быть реализованы и в неупорядоченных перколяционных системах — композитах, выполненных, в частности, в виде случайно распределенных в диэлектрической матрице металлических или диэлектрических включений, часто для простоты сферической формы. При достижении определенной концентрации металлических частиц p_c такая система испытывает перколяционный фазовый переход в металлическое состояние (переход диэлектрик–металл).

Специальный случай естественной макроскопической неоднородности представляют собой поликристаллы, неоднородность которых обусловлена разупорядоченностью направлений осей отдельных зерен — кристаллитов. Некоторые вопросы электродинамики поликристаллических веществ, например статическая проводимость поликристалла, были рассмотрены в работе [6].

Из сред с естественной микроскопической неоднородностью можно выделить, прежде всего, многокомпонентные вещества — растворы, в частности, твердые. Их можно представить в виде сред с флуктуирующей поляризуемостью молекул. Представляет интерес рассмотреть колебания на поверхности указанных веществ, что позволяет, как будет видно из дальнейшего, найти целый ряд их параметров, например параметр анизотропии поликристалла и т.д.

Колебания на поверхности электромагнитных кристаллов

Рассмотрим колебания на поверхности раздела электромагнитного кристалла с диэлектриком. Спектр волны на поверхности раздела двух сред с диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_1(\mathbf{q}, \omega)$ и $\varepsilon_2(\mathbf{q}, \omega)$ в случае слабого запаздывания и зеркального закона отражения электронов определяется интегральным соотношением (см., например, [7]):

$$\int_{-\infty}^{+\infty} (dq_z/q^2)^2 \{\varepsilon_1^{-1}(\mathbf{q}, \omega) + \varepsilon_2^{-1}(\mathbf{q}, \omega)\} = 0. \quad (1)$$

В пренебрежении пространственной дисперсией это соотношение значительно упрощается и принимает хорошо известный вид:

$$\varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2(\omega) = 0. \quad (2)$$

Рассмотрим электромагнитный кристалл, представляющий собой трехмерную кубическую решетку из тонких проволок радиуса r , заполненного диэлектрической средой с проницаемостью ε_d . Период решетки равен a . Если длина волны значительно превосходит характерный масштаб неоднородности среды, то можно воспользоваться уравнениями макроскопической электродинамики, введя эффективную диэлектрическую проницаемость среды. Для квазистатического случая она приведена, например, в работах [8–10]. В работе [8] учтено запаздывание при выводе диэлектрической проницаемости электромагнитного кристалла и рассмотрен наиболее интересный случай сильного скин-эффекта для металлической составляющей кристалла. Так как для металла характерна диссипация энергии волны, то ниже рассматриваются волны с частотой, значительно превышающей частоту столкновений электронов в металле.

Воспользуемся выражением для диэлектрической проницаемости рассматриваемого кристалла, полученной в работе [8]. Полагая толщину проволок малой по сравнению с длиной волны и периодом решетки $r \ll \lambda = c/\omega$, $r \ll a$, в случае малой концентрации металлической составляющей кристалла $p = 3\pi/(r/a)^2 \ll 1$ имеем следующее выражение для эффективной диэлектрической проницаемости кристалла ε_1 :

$$\varepsilon_1(\omega) = \varepsilon_d + \varepsilon_m(\omega) \{(2/3)p - (r\omega/c)^2 \varepsilon_d \ln(a/r)\}, \quad (3)$$

где $\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_0 - [\omega_p^2/\omega(\omega + i\nu)]$ — диэлектрическая проницаемость металла, из которого сделаны проволоочки, ω_p и ν — частота плазменных колебаний и частота столкновений электронов в металле.

Из соотношения (2) получим дисперсионное уравнение поверхностных колебаний на границе раздела кристалла с диэлектрической средой ε_2 :

$$\varepsilon_2 + \varepsilon_d + \varepsilon_m(\omega) \{(2/3)p - (r\omega/c)^2 \varepsilon_d \ln(a/r)\} = 0. \quad (4)$$

В низкочастотной области $\nu \ll \omega \ll \omega_p$ из уравнения (4) нетрудно получить частоту колебаний на поверхности электромагнитного кристалла, которая оказывается не зависящей от параметров его металлической составляющей, а лишь от ее концентрации p :

$$\omega^2 = (2/3)p(c/r)^2 \{\varepsilon_d \ln(a/r)\}^{-1}, \quad (5)$$

что дает в условиях работы [1] оценку $\omega \sim 10^{10} \text{ s}^{-1}$. В области более высоких частот $\omega < \omega_p$ и по-прежнему низкой концентрации p в спектре фигурирует характеристика металла ω_p :

$$\omega^2 = \{\omega_p^2 + (c/r)^2(\varepsilon_2 + \varepsilon_d)[\varepsilon_d \ln(a/r)]^{-1}\}/\varepsilon_0. \quad (6)$$

В случае сильного скин-эффекта, $\delta \ll r$, где δ — глубина скин-слоя, диэлектрическая проницаемость кристалла может быть записана в виде [8]:

$$\varepsilon_1(\omega) = \varepsilon_d - (\omega_p^*)^2/\omega^2, \quad (7)$$

где $(\omega_p^*)^2 = 2\pi(c/a)^2[\ln(a/r)]^{-1}$.

В этих условиях спектр определяется только диэлектриком и геометрическими параметрами

$$\omega^2 = (\omega_p^*)^2/(\varepsilon_2 + \varepsilon_d). \quad (8)$$

Если принять для параметров электромагнитного кристалла значения $a \sim 0.5 \text{ mm}$, $r \sim 1 \mu\text{m}$, то частота колебаний оказывается в микроволновой области:

$$\omega \sim \omega_p^* \sim 10^{12} \text{ s}^{-1}.$$

Колебания на поверхности композитных сред

Найдем частоту плазменных колебаний на поверхности раздела обычного диэлектрика ε_2 с композитной системой. Пусть ε_d — диэлектрическая проницаемость наполнителя (матрицы) композита, а ε_m — диэлектрическая проницаемость металлических частиц диаметра D . Если относительный объем включений p мал, то согласно работе [10], диэлектрическая проницаемость композита ε_1 (с точностью до слагаемых второго порядка по малому параметру p) может быть представлена в следующем виде:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_d + [3p\varepsilon_d(\varepsilon_m - \varepsilon_d)/(\varepsilon_m + 2\varepsilon_d)]. \quad (9)$$

Используя уравнение (2) и соотношение (9) и учитывая малость концентрации p , получим следующий спектр колебаний:

$$\omega^2 = \omega_p^2 \{1 + [9p\varepsilon_d^2/(\varepsilon_0 + 2\varepsilon_d)(\varepsilon_2 + \varepsilon_d)]\}/(\varepsilon_0 + 2\varepsilon_d). \quad (10)$$

При конечных значениях концентрации $p \sim 1$ диэлектрическая проницаемость композита представляется в виде (см. [10]):

$$\varepsilon_1 = (1/4)\{3\varepsilon_{av} - \varepsilon_m - \varepsilon_d\} + [(3\varepsilon_{av} - \varepsilon_m - \varepsilon_d)^2 + 8\varepsilon_m\varepsilon_d]^{1/2}, \quad (11)$$

где

$$\varepsilon_{av} = p\varepsilon_m + (1-p)\varepsilon_d.$$

В этом случае после несложных преобразований легко получить следующее выражение для частоты поверхностных колебаний:

$$\omega^2 = \omega_p^2/(\varepsilon_0 + \varepsilon_2^*), \quad (12)$$

где

$$\varepsilon_2^* = \varepsilon_2[(\varepsilon_d/\varepsilon_2)(3p-2) - 2]/[1 + (\varepsilon_d/\varepsilon_2) - 3p].$$

Вблизи перколяционного перехода, $0 < p - p_c \ll 1$, в рамках приближения средней эффективной среды [8], справедливого в длинноволновом пределе, можно воспользоваться следующим выражением для диэлектрической проницаемости композита в случае сильного скин-эффекта:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon'_d - [(\omega'_2)^2/\omega^2], \quad (\omega'_p)^2 = 2\pi c^2/\xi^2 \ln(\xi D), \quad (13)$$

Здесь ε'_d — перенормированная диэлектрическая проницаемость матрицы, что связано с наличием в ней вблизи порога перколяции относительно большого количества металлических частиц и относительно малого числа проводящих каналов (ξ — перколяционная длина корреляции). В соответствии с результатами работы [8] вблизи перехода $\varepsilon'_d \sim |p - p_c|^{-1}$, а $\xi \sim D|p - p_c|^{-\nu}$, $\nu \approx 0.88$, поэтому для частоты колебаний получим следующий результат:

$$\omega^2 = (\omega'_p)^2/(\varepsilon_2 + \varepsilon'_d) \sim |p - p_c|^{1+2\nu} \approx |p - p_c|^3, \quad (14)$$

т.е. частота поверхностных колебаний испытывает провал $\sim |p - p_c|^{3/2}$. Естественно, что в реальных металлах вследствие диссипации частота не обращается в нуль вблизи перколяционного перехода, но имеет тем не менее глубокий минимум (своего рода псевдощель).

Используя результаты работы [8], можно выяснить характер спектра на границе композита „диэлектрик–диэлектрик“ с электромагнитным кристаллом. Результаты численного расчета для сантиметровых волн показывают, что действительная (ε'_1) и мнимая (ε''_1) части эффективной диэлектрической проницаемости композита с параметрами компонент $\varepsilon_a = 100 + 0.01i$, $p_a = 0.33$ и $\varepsilon_b = 1$, $p_b = 1 - p_a$ представляются в виде серии довольно резких пиков, при этом амплитуда пиков ε'_1 и ε''_1 одного порядка. Пренебрегая некоторой асимметрией пиков, можно для выяснения качественной картины спектра аппроксимировать диэлектрическую

проницаемость серией лоренцианов. Вблизи одной из характерных частот ω_i можно представить ε'_1 , ε''_1 в виде

$$\varepsilon'_1 = \alpha_i\omega_i/\{(\omega - \omega_i)^2 + \gamma^2\}, \quad (15)$$

$$\varepsilon''_1 = \beta_i\gamma/\{(\omega - \omega_i)^2 + \gamma^2\}, \quad \omega > \omega_i;$$

$$\varepsilon''_1 = 0, \quad \omega < \omega_i,$$

где $\alpha_i\omega_i/\gamma^2 \sim \beta_i/\gamma \sim 10^2$ и $\gamma \ll \omega_i$.

В той же области длин волн действительная часть эффективной диэлектрической проницаемости электромагнитного кристалла в случае сильного скин-эффекта оказывается отрицательной, $\varepsilon'_2 < 0$, и большой по модулю, а мнимая ε''_2 — малой [8], которой можно пренебречь. В результате вблизи одного из пиков дисперсионное уравнение поверхностных колебаний в соответствии с (2) принимает следующий вид:

$$-|\varepsilon_2| + (\alpha_i\omega_i + i\beta_i\gamma)[(\omega - \omega_i)^2 + \gamma^2]^{-1} = 0, \quad \omega > \omega_i,$$

$$-|\varepsilon_2| + \alpha_i\omega_i[(\omega - \omega_i)^2 + \gamma^2]^{-1} = 0, \quad \omega < \omega_i. \quad (16)$$

Решение уравнения (16) находится тривиально:

$$\omega = \omega_i + \{(\alpha_i\omega_i/|\varepsilon_2|) - \gamma^2 + i(\beta_i\gamma/|\varepsilon_2|)\}^{1/2}, \quad \omega > \omega_i, \quad (17)$$

$$\omega = \omega_i - \{(\alpha_i\omega_i/|\varepsilon_2|) - \gamma^2\}^{1/2}, \quad \omega < \omega_i. \quad (18)$$

Так как $\alpha_i\omega_i \sim 10^2\gamma^2$, то $|\varepsilon_2|$ не может быть слишком велик, а именно $|\varepsilon_2| \lesssim 10^2$. Таким образом, спектр частот поверхностных мод представляет собой набор резонансов, при этом смещение относительно характерных частот ω_i относительно невелико.

Рассмотрим влияние ферми-жидкостного взаимодействия электронов на спектр поверхностной волны в случае границы металла с композитом „металл–диэлектрик“. Известно, что учет ферми-жидкостного (обменно-корреляционного) взаимодействия электронов существенно сказывается на сжимаемости электронной жидкости металла и, как следствие, на дебаевском радиусе экранирования [11,12]:

$$r_D^{-1} \equiv \kappa_D = \kappa_0(1 + A_0)^{1/2}, \quad (19)$$

где $\kappa_0 = \sqrt{3}\omega_p/v_0$, A_0 — „нулевой“ коэффициент Ландау, $|A_0| \lesssim 1$.

В области сильной пространственной дисперсии ($qv_0 \gg \omega$) диэлектрическая проницаемость металла (ε_2) имеет вид:

$$\varepsilon_2(q) = 1 + (\kappa_D^2/q^2). \quad (20)$$

Используя выражения (13) и (20) для диэлектрических проницаемостей композита и металла, из (1) нетрудно получить следующее уравнение для спектра поверхностной волны:

$$\varepsilon'_d - [(\omega'_p)^2/\omega^2] + [1 + (\kappa_D^2/q_x^2)]^{1/2} = 0, \quad (21)$$

где $q_x = (q^2 - q_z^2)^{1/2}$ — компонента волнового вектора, параллельная поверхности раздела двух сред. Полагая

$q_x \ll \kappa_0$, из условия сильной пространственной дисперсии $q_x v_0 \gg \omega$ приходим к неравенству для частоты волны

$$\omega \ll \kappa_0 v_0 \sim \omega_p \sim 10^{15} \text{ с}^{-1},$$

справедливого в ИК- и микроволновой областях частот. Учитывая большую величину отношения κ_D/q_x , из (21) получим:

$$\omega^2 = (\omega'_p)^2 / \{ \varepsilon'_d + (\kappa_0/q_x)(1 + A_0)^{1/2} \}. \quad (22)$$

Если $\varepsilon'_d \sim |p - p_c|^{-1} \gg \kappa_0/q_x$, то из (22) имеем

$$\omega^2 \approx (\omega'_p)^2 / \varepsilon'_d.$$

Если $\kappa_0/q_x \gg \varepsilon'_d \gg 1$, то для частоты поверхностной волны получим выражение:

$$\begin{aligned} \omega^2 &= (\omega'_p)^2 q_x / \kappa_0 (1 + A_0)^{1/2} \\ &\approx (\omega'_p)^2 (q_x / \kappa_0) [1 - (A_0/2)]. \end{aligned} \quad (23)$$

Из (23) видно, что в этом случае учет фермижидкостного взаимодействия электронов в металле дает поправку к частоте поверхностной волны, пропорциональную коэффициенту Ландау A_0 , модуль которого порядка 10^{-1} . Заметим, что, согласно (13),

$$(\omega'_p)^2 \sim \xi^{-2} \sim |p - p_c|^{2\nu} \approx |p - p_c|^2.$$

Колебания на поверхности поликристаллов и многокомпонентных диэлектриков

Рассмотрим поликристалл, состоящий из отдельных зерен, кристаллитов, с тензором диэлектрической проницаемости ε_{ik}^0 . Пусть распределение в пространстве ориентаций кристаллитов изотропно, тогда тензор диэлектрической проницаемости поликристалла, зависящий от координаты точки \mathbf{r} , можно записать в виде:

$$\varepsilon_{ik}(\mathbf{r}) = \langle \varepsilon_{ik} \rangle + \delta \varepsilon_{ik}(\mathbf{r}), \quad (24)$$

где $\langle \varepsilon_{ik} \rangle = \varepsilon \delta_{ik}$ — среднее от тензора ε_{ik} по \mathbf{r} , или по направлениям ориентации кристаллитов; $\delta \varepsilon_{ik}(\mathbf{r})$ — флуктуация диэлектрической проницаемости поликристалла вблизи данного кристаллита ($\langle \delta \varepsilon_{ik}(\mathbf{r}) \rangle = 0$), причем будем считать, что $|\delta \varepsilon_{ik}| \ll \varepsilon$.

Аналогичным образом можно записать для поля $E_i(\mathbf{r})$ вблизи данного кристаллита

$$E_i(\mathbf{r}) = \langle E_i \rangle + \delta E_i(\mathbf{r}), \quad (25)$$

где $\langle E_i \rangle$ — среднее макроскопическое поле, δE_i — флуктуация поля, обусловленная разбросом направлений ориентаций кристаллитов, причем $\langle \delta E_i \rangle = 0$. Введем макроскопическую диэлектрическую проницаемость ε_{ik}^m поликристалла с помощью соотношения для средней индукции электрического поля

$$\langle D_i \rangle = \varepsilon_{ik}^m \langle E_k \rangle. \quad (26)$$

Используя (24) и (25), для $\langle D_i \rangle$ имеем

$$\langle D_i \rangle = \langle \varepsilon_{ik} E_k \rangle = \langle \varepsilon_{ik} \rangle \langle E_k \rangle + \langle \delta \varepsilon_{ik} \delta E_k \rangle. \quad (27)$$

В работе [13] была найдена связь δE_k с $\delta \varepsilon_{ik}$ и $\langle E_k \rangle$, а также показано, что тензор макроскопической диэлектрической проницаемости поликристалла ε_{ik}^m имеет следующий вид:

$$\varepsilon_{ik}^m = \langle \varepsilon_{ik} \rangle + \gamma_{ik} = \varepsilon \delta_{ik} + \gamma_{ik}, \quad (28)$$

где γ_{ik} пропорционально среднему от произведения флуктуаций диэлектрической проницаемости поликристалла $\langle \delta \varepsilon_{ik} \delta \varepsilon_{lm} \rangle$. В длинноволновом пределе, $\lambda \gg a$, где a — характерный размер кристаллита, и в предположении отсутствия корреляции между ориентациями соседних кристаллитов с точностью до малых порядка $(a/\lambda)^2$ в [13] было получено, что

$$\varepsilon_{ik}^m = (\varepsilon + \gamma) \delta_{ik}, \quad (29)$$

где $\gamma = -v/9\varepsilon$,

$$v = \text{Sp}(\varepsilon_{ik}^0)^2 - (1/3)(\text{Sp} \varepsilon_{ik}^0)^2 = \text{Sp}(\varepsilon_{ik}^0)^2 - 3\varepsilon^2$$

— параметр анизотропии кристаллитов. Для одноосного тензора

$$\varepsilon_{ik}^0 = \varepsilon_i^0 (\delta_{ik} - s_i s_k) + \varepsilon_l^0 s_i s_k,$$

(s — единичный вектор оси кристаллита), нетрудно получить, что

$$v = 2(\Delta\varepsilon)^2/3,$$

где $\Delta\varepsilon = \varepsilon_i^0 - \varepsilon_l^0$.

Рассмотрим колебания на границе раздела поликристалла с металлом, диэлектрическую проницаемость которого запишем в известном виде:

$$\varepsilon_m(\omega) = 1 - \omega_p^2/\omega^2, \quad (30)$$

где ω_p — частота плазменных колебаний электронов металла. Подставив (29) и (30) в (2), получим для частоты поверхностных колебаний

$$\omega = \omega_p / (1 + \varepsilon + \gamma)^{1/2}. \quad (31)$$

Если γ мало (мал параметр анизотропии v), то

$$\omega = \{ \omega_p / (1 + \varepsilon)^{1/2} \} \{ 1 - [\gamma/2(1 + \varepsilon)] \}, \quad (32)$$

и сдвиг частоты $\Delta\omega$ поверхностной волны, обусловленный учетом флуктуаций диэлектрической проницаемости поликристалла, пропорционален γ , а следовательно, и параметру анизотропии v .

Далее рассмотрим диэлектрик (раствор), состоящий из молекул нескольких сортов $s \neq 1$. Взаимная перемена мест двух молекул разных сортов не меняет полной плотности числа молекул n_0 , но меняет локальное значение поляризуемости молекулы. Поэтому в многокомпонентном диэлектрике флуктуации поляризуемости

молекул более существенными, чем флуктуации плотности, так что в первом приближении его можно считать однородной средой с флуктуирующей поляризуемостью молекул

$$\alpha^s(\omega) = \alpha(\omega) + \delta\alpha^s(\omega),$$

где $\alpha(\omega)$ — средняя по сортам поляризуемость молекулы, $\delta\alpha^s(\omega)$ — ее флуктуация.

В работе [14] было получено выражение для диэлектрической проницаемости многокомпонентного диэлектрика, которое в длинноволновом пределе ($q \ll \omega/c$) имеет вид

$$\varepsilon(\omega) = \{ \varepsilon_0(\omega) - [4/9\varepsilon_0(\omega)]M(\omega) \} / \{ 1 + [2/9\varepsilon_0(\omega)]M(\omega) \}, \quad (33)$$

где $\varepsilon_0(\omega)$ связано со средней поляризуемостью $\alpha(\omega)$ известным соотношением Клаузиуса–Моссотти, а

$$M(\omega) = \{ 4\pi n_0 [\varepsilon_0(\omega) + 2] \delta\alpha_{sq} / 3 \}^2,$$

$(\delta\alpha_{sq})^2$ — средний квадрат флуктуации поляризуемости молекул.

Как и ранее, рассмотрим колебания на границе раздела диэлектрика с металлом. Тогда, считая малой величину $M(\omega)$ (или $n_0\delta\alpha_{sq} < 1$), из (30), (33) и (2) легко получить следующее выражение для частоты поверхностных колебаний на границе раздела металл–диэлектрик:

$$\omega = \{ \omega_p / [\varepsilon_0(\omega) + 1]^{1/2} \} \times \{ 1 + [\varepsilon_0(\omega) + 2]M(\omega) / 9\varepsilon_0(\omega)[\varepsilon_0(\omega) + 1] \}, \quad (34)$$

из которого видно, что сдвиг частоты $\Delta\omega$ поверхностных колебаний, обусловленный флуктуациями поляризуемости молекул многокомпонентного диэлектрика, пропорционален $M(\omega)$, и, следовательно, среднему квадрату флуктуации поляризуемости молекул $(\delta\alpha_{sq})^2$.

Таким образом, по сдвигу частоты колебаний на поверхности раздела поликристалла или многокомпонентного диэлектрика с металлом можно определить (оценить) параметр анизотропии поликристалла и средний квадрат флуктуации поляризуемости молекул многокомпонентного диэлектрика.

Работа выполнена при поддержке Госконтракта 02.445.11.7331 (школа).

Список литературы

- [1] Pendry J.B. et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 76. N 25. P. 4773.
- [2] Sievenpiper D.F. et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 76. N P. 2480.
- [3] Smith D.R. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84. N 18. P. 4184.
- [4] Shelby R.A. et al. // Science. 2001. Vol. 292. N P. 77.
- [5] Силин P.A. // УФН. 2006. Т. 175. № 5. С. 562.
- [6] Dykhne A.M., Kaganova I.M. // Phys. Rep. 1997. Vol. 288. N 1–6. P. 263.

- [7] Александров A.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе A.A. Колебания и волны в плазменных средах. М.: Наука, 1990. 166 с.
- [8] Sarychev A.K. et al. // Phys. Rev. B. 2000. Vol. 62. N 12. P. 8531.
- [9] Bergman D.J. // Phys. Rep. 1978. Vol. 43. N 9. P. 377.
- [10] Shalaev V.M. // Phys. Rep. 1996. Vol. 272. N 2–3. P. 61.
- [11] Silin V.P., Fetisov E.P. // Phys. State Sol. 1970. Vol. 39. P. 49.
- [12] Дубовик В.М., Фетисов Е.П. // ФТТ. 1974. Т. 16. № 1. С. 83.
- [13] Лифшиц И.М. Физика реальных кристаллов и неупорядоченных систем. М.: Наука, 1987. 337 с.
- [14] Дубовик В.М., Рязанов М.И. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 9. С. 1.