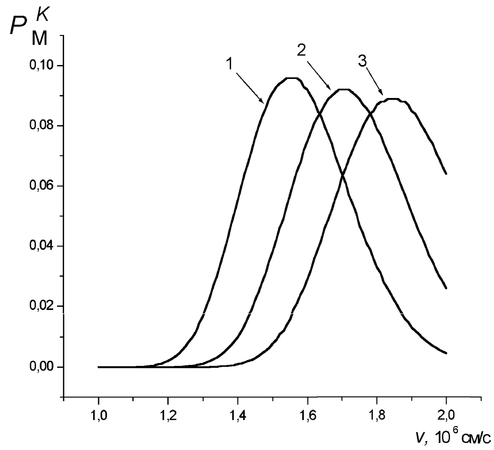
молекулы и фрагментов диссоциации полиатомной молекулы, входящей в мишень.

Как пример, была рассчитана вероятность $P_M^K(v)$ возбуждения $K = 30$ эксимолей как функция скорости в подструктуре молекулы, содержащей диполи вида C—H, для $M = 70,\ 80,\ 90$. Интервал скоростей движения полиатомной молекулы был выбран равным $v = (1–2) \cdot 10^6$ см/с. Предполагалось, что молекула скользит на расстоянии около 1 Å вдоль поверхности, представляющей собой пленку, формируемую молекулами перфлюорина. Результаты расчета приведены на рисунке.

Выбор $K = 30$ эксимолей соответствует разрыву одной связи-ловушки в цепи молекулы при $E_d = 2.5$ эВ. Как видно из рисунка, вероятность разрыва такой связи является резонансной функцией скорости относительного движения молекул.



Функция вероятности P_M^K возбуждения $K = 30$ эксимолей в цепи молекулы, содержащей диполи вида C—H для $M = 70$ (*1*), 80 (*2*) и 90 (*3*)

Кроме того, проведенный анализ показал, что значение скорости скольжения $v_{\|}$, при которой происходит разрыв определенной связи-ловушки с максимальной вероятностью, зависит от числа диполей M в подструктуре молекулы. Это означает, что существует зависимость вероятности фрагментации полиатомных молекул от числа эквивалентных степеней свободы при их низкоэнергетичном рассеянии.

Литература

1. *Schmidt L., Popova A.M., Komarov V.V., Jungclas H.* // Z. Naturforsch. 1996. **A51**. P. 1144.
2. *Wu Q., Hanley L.* // J. Phys. Chem. 1993. **97**. P. 2677.
3. *Pradeep T., Ast T., Cooks R.G., Feng B.* // J. Phys. Chem. 1994. **98**. P. 9301.
4. *Jungclas H., Wieghaus A., Schmidt L., Popova A.M., Komarov V.V.* // J. Am. Soc. Mass Spectrom. 1999. **10**. P. 471.
5. *Jungclas H., Komarov V.V., Popova A.M., Schmidt L.* // Eur. Phys. J. 1998. **D1**. P. 193.
6. *Комаров В.В., Попова А.М., Юнгклас Х.* и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1998. № 3. С. 3 (Moscow University Phys. Bull. 1998. No. 3. P. 1).
7. *Fritsch H.W., Jungclas H., Komarov V.V., Schmidt L.* // J. Phys. II France. 1994. **4**. P. 567.

Поступила в редакцию
19.09.01

УДК 539.2:535.3

ВЛИЯНИЕ ШЕРОХОВАТОСТЕЙ РАЗЛИЧНЫХ МАСШТАБОВ НА КОЭФФИЦИЕНТ ОТРАЖЕНИЯ ОТ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД

А.Н. Боголюбов, А.А. Тихонравов

(*кафедра математики*)

E-mail: atikhonravov@rbcmail.ru

Проведено качественное исследование вопроса о влиянии шероховатостей различных масштабов на спектральные свойства коэффициентов отражения и пропускания для шероховатой границы раздела двух сред. Рассмотрены предельные случаи крупномасштабных и мелкомасштабных шероховатостей.

Введение

Создание многослойных оптических покрытий [1–3] является важным элементом современных оптоэлектронных технологий. В последнее время возрастает интерес к оптическим покрытиям, предназначенным для работы в дальней ультрафиолетовой области (длина волны более 120–150 нм). Это связано, в частности, с потребностями полупроводниковой литографии, а именно со стремлением достигнуть пространственного разрешения существенно лучшего, чем 100 нм. Для этой цели могут использоваться эксимерные лазеры с длиной волны 157 и 193 нм. Эффективность применения подобных лазеров непосредственно зависит от качества многослойных диэлектрических покрытий, являющихся компонентами лазеров. Для создания таких компонентов используются наиболее совершенные технологические процессы, тем не менее в коротковолновой области спектра эффекты, связанные с рассеянием света на границах диэлектрических слоев, могут оказаться чрезвычайно существенными.

Исследованию рассеяния на шероховатостях поверхностей посвящено огромное количество работ. Хороший обзор по данной тематике можно найти в монографии [4]. В ряде работ исследовалось и рассеяние на многослойных оптических покрытиях [5–7], однако полученные соотношения оказались громоздкими и неудобными для эффективного анализа влияния рассеяния на спектральные характеристики реальных оптических покрытий. Важным для практики является качественное понимание влияния шероховатостей различных масштабов на спектральные свойства коэффициентов отражения и пропускания для шероховатой границы. Этому вопросу посвящена данная работа.

1. Постановка задачи. Нахождение рассеянных мод

Рассмотрим две непоглощающие среды с диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2. Будем предполагать, что возмущение границы раздела двух сред описывается периодической функцией одной переменной $h(x)$:

$$h(x+2a)=h(x).$$

Пусть ось OY направлена перпендикулярно невозмущенной границе раздела сред, совпадающей с плоскостью $y=0$ (рис. 1).

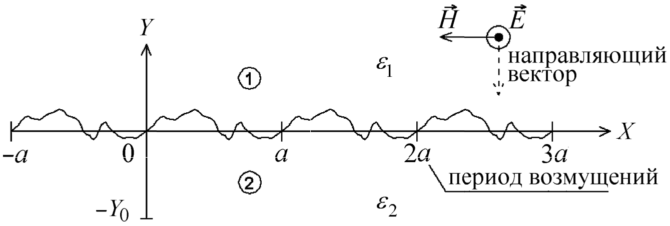


Рис. 1. К постановке задачи: нормальное падение плоской волны на шероховатую границу

Из условия периодичности следует, что функция $h(x)$ разлагается в ряд Фурье. Предположим, что число гармоник этого ряда конечно и не превосходит N. Тогда

$$h\left(x+2a\right)=h\left(x\right)=\sum_{n=-N}^{N}h_n\,\mathrm{e}^{i\lambda_n x},$$

где $\lambda_n=\pi n/\alpha$, $h_0=0$.

Рассмотрим случай нормального падения плоской ТЕ-поляризованной электромагнитной волны из верхней среды с $\varepsilon=\varepsilon_1$ на границу раздела сред.

Обозначим амплитуды электрического поля в верхней и нижней средах соответственно E_u и E_l. Тогда из уравнений Максвелла следует, что в верхней среде амплитуда электрического поля E удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 E}{\partial y^2}+k^2\varepsilon_1 E=0, \tag{1}$$

а в нижней — уравнению

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 E}{\partial y^2}+k^2\varepsilon_2 E=0. \tag{2}$$

Поскольку электрическое поле для ТЕ-волны имеет только тангенциальную составляющую, на границе имеет место равенство

$$E_u|_\Gamma=E_l|_\Gamma. \tag{3}$$

Условие равенства тангенциальных составляющих поля H приобретает вид

$$\left.\frac{\partial E_u}{\partial n}\right|_\Gamma=\left.\frac{\partial E_l}{\partial n}\right|_\Gamma, \tag{4}$$

где $\mathbf{n}$ — единичный вектор, направленный по нормали к границе раздела в некоторой ее точке.

Функции, удовлетворяющие граничным условиям (3), (4), вычисляются при аргументах $(x,h(x))$. Удобно преобразовать эти граничные условия так, чтобы в них входили значения функций на невозмущенной границе, т. е. при $y=0$.

В первом порядке малости по $h(x)$ граничное условие (3) можно записать в виде

$$E_u\left(x,0\right)+h(x)\frac{\partial E_u}{\partial y}(x,0)=E_l(x,0)+h(x)\frac{\partial E_l}{\partial y}(x,0). \tag{5}$$

Преобразуем также граничное условие (4).

Пренебрегая членами порядка $h(x)h'(x)$, получим

$$\begin{gathered}\frac{\partial E_u}{\partial y}(x,0)+h(x)\frac{\partial^2 E_u}{\partial y^2}(x,0)-h'(x)\frac{\partial E_u}{\partial x}(x,0)=\\=\frac{\partial E_l}{\partial y}(x,0)+h(x)\frac{\partial^2 E_l}{\partial y^2}(x,0)-h'(x)\frac{\partial E_l}{\partial x}(x,0).\end{gathered} \tag{6}$$

Заметим, что граничные условия (5), (6) — приближенные, причем точность аппроксимации имеет порядок малости $h(x)$.

Поля в верхней и нижней средах будем искать соответственно в виде

$$E_u\left(x,y\right)=\mathrm{e}^{-ik\sqrt{\varepsilon_1}\,y}+\sum_{n=-N}^{N}u_n\,\mathrm{e}^{i\lambda_n x}\,\mathrm{e}^{i\gamma_{n,1}y}\quad\left(y>0\right), \tag{7}$$

$$E_l\left(x,y\right)=\sum_{n=-N}^{N}v_n\,\mathrm{e}^{i\lambda_n x}\,\mathrm{e}^{-i\gamma_{n,2}y}\quad\left(y<0\right), \tag{8}$$

где u_0 является амплитудой волны, отраженной в обратном направлении в верхней среде, а v_0 — амплитудой проходящей волны. Остальные члены рядов в (7), (8) представляют собой распространяющиеся и затухающие рассеянные моды в верхней и нижней средах.

Подставляя (7), (8) в уравнения (1), (2), получим, что эти уравнения выполняются при условиях

$$(\gamma_{n,1})^2+\lambda_n^2=k^2\varepsilon_1,\quad (\gamma_{n,2})^2+\lambda_n^2=k^2\varepsilon_2.$$

Систему линейных уравнений для определения коэффициентов u_n, v_n получим, подставляя (7), (8) в граничные условия (5), (6), умножая полученные уравнения на $\mathrm{e}^{-i\lambda_m x}$ и интегрируя по периоду.

В результате приходим к следующим уравнениям:

$$1+u_0-v_0+\sum_{n=-N}^{N} h_{-n}\left(i\gamma_{n,1}u_n+i\gamma_{n,2}v_n\right)=0, \quad (9)$$

$$-ik\sqrt{\varepsilon_1}+ik\sqrt{\varepsilon_1}\,u_0+ik\sqrt{\varepsilon_2}\,v_0+ + \sum_{n=-N}^{N} h_{-n}\left(-k^2\varepsilon_1 u_n+k^2\varepsilon_2 v_n\right)=0, \quad (10)$$

$$u_m-v_m-ik\varepsilon_1 h_m+\sum_{n=-N}^{N} h_{m-n}\left(i\gamma_{n,1}u_n+i\gamma_{n,2}v_n\right)=0, \quad (11)$$

$$i\gamma_{m,1}u_m+i\gamma_{m,2}v_m-k^2\varepsilon_1 h_m+ + \sum_{n=-N}^{N} h_{m-n}\left[\left(-\gamma_{n,1}^2+\lambda_n\lambda_{m-n}\right)u_n+ + \left(\gamma_{n,2}^2+\lambda_n\lambda_{m-n}\right)v_n\right]=0. \quad (12)$$

Введем вектор неизвестных X следующим образом:

$$X=\left\{u_0,v_0,u_{-N},v_{-N},\ldots,u_N,v_N\right\}^T. \quad (13)$$

При этом уравнения (9)–(12) запишутся в матричном виде: $AX=B$.

Матрица системы A может быть представлена как сумма матриц: $A=A^0+A^h$, где A^0 не содержит членов с h_n, а A^h объединяет все такие члены. Аналогичным образом представим вектор правых частей: $B=B^0+B^h$.

Обозначим через h норму вектора $\{h_n\}$. Будем рассматривать h как малый параметр. Напомним, что граничные условия (5), (6), из которых получена система (13), были записаны с точностью порядка $O(h)$. Поэтому A^h B^h имеют соответствующий порядок точности.

В общем случае, если граничные условия записаны с более высокой точностью по h, матрица A^h и вектор B^h будут иметь вид

$$A^h=hA^{(1)}+h^2A^{(2)}+\ldots,\quad B^h=hB^{(1)}+h^2B^{(2)}+\ldots$$

Вектор X в этом случае также будем искать в виде

$$X=X^0+hX^{(1)}+h^2X^{(2)}+\ldots$$

Подставляя эти выражения в (13) и приравнивая члены одного порядка по h, получим следующую цепочку линейных алгебраических систем:

$$A^0X^0=B^0, \quad (14)$$

$$A^0X^{(1)}=B^{(1)}-A^{(1)}X^0,$$

$$A^0X^{(2)}=B^{(2)}-A^{(2)}X^0-A^{(1)}X^{(1)},$$

....

Заметим, что точность граничных условий (5), (6) достаточна для рассмотрения первых двух из этих систем. Рассмотрим их более подробно.

Первая система $A^0X^0=B^0$ сводится к простейшей системе из двух линейных уравнений, решение которой имеет вид

$$u_0=\frac{\sqrt{\varepsilon_1}-\sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_1}+\sqrt{\varepsilon_2}},\quad v_0=\frac{2\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_1}+\sqrt{\varepsilon_2}}. \quad (15)$$

Формулы (15) — это не что иное, как известные френелевские коэффициенты отражения для плоской границы раздела двух сред в случае нормального падения плоской волны.

Перейдем к рассмотрению второй системы:

$$A^0X^{(1)}=B^{(1)}-A^{(1)}X^0, \quad (16)$$

где $B^{(1)}=\frac{1}{h}B^h$, $A^{(1)}=\frac{1}{h}A^h$.

Первые две координаты вектора правых частей в системе (16) — нулевые. Поэтому будут равны нулю и первые две координаты вектора $X^{(1)}$. Отсюда сразу же следует важный вывод: амплитудные коэффициенты отражения и пропускания в случае возмущенной границы не имеют поправок порядка h; для нахождения поправок к этим коэффициентам необходимо производить исследования с точностью порядка h^2.

Запишем вектор $X^{(1)}$ в виде

$$X^{(1)}=\left\{0,0,\left(X_{-N}^1\right)^T,\ldots,\left(X_N^1\right)^T\right\}^T,$$

где

$$X_{-N}^1=\begin{pmatrix}u_{-N}\\ v_{-N}\end{pmatrix},\ldots,X_N^1=\begin{pmatrix}u_N\\ v_N\end{pmatrix}.$$

Система (16) сводится к следующей цепочке уравнений с матрицами размерности 2×2:

$$\Gamma_{-N}X_{-N}^1=B_{-N}-H_{0,-N}X_0^0,$$

....

$$\Gamma_N X_N^1=B_N-H_{0,N}X_0^0.$$

Здесь X_0^0 — вектор с координатами u_0, v_0, $\Gamma_{-N},\ldots,\Gamma_N$ — квадратные матрицы второго порядка вида

$$\Gamma_m=\begin{pmatrix}1 & -1\\ i\gamma_{m,1} & i\gamma_{m,2}\end{pmatrix},\quad m=-N,\ldots,-1,1,\ldots,N,$$

$B_{-N},\ldots,B_N$ — двумерные векторы вида

$$B_m=\frac{h_m}{h}\begin{pmatrix}ik\sqrt{\varepsilon_1}\\ k^2\varepsilon_1\end{pmatrix},\quad m=-N,\ldots,-1,1,\ldots,N,$$

а $H_{0,-N}, \ldots, H_{0,N}$ — квадратные матрицы второго порядка, имеющие вид

$$H_{0,m} = \frac{h_m}{h} \begin{pmatrix} ik\sqrt{\varepsilon_1} & ik\sqrt{\varepsilon_2} \\ -k^2\varepsilon_1 & k^2\varepsilon_1 \end{pmatrix}, \quad m = -N, \ldots, -1, 1, \ldots, N.$$

В общем случае вектор X_m^1 ненулевой, если соответствующие вектор B_m и матрица $X_{0,m}$ ненулевые.

Проведенное рассмотрение приводит еще к одному важному выводу: амплитуды рассеянных мод имеют первый по h порядок малости, причем ненулевыми в этом порядке являются только амплитуды, соответствующие ненулевым членам разложения функции $h(x)$ в ряд.

Каждое из уравнений цепочки (16) можно решать по отдельности. Все они имеют одинаковый вид. Поэтому рассмотрим уравнение

$$\Gamma_m X_m^1 = B_m - H_{0,m} X_0^0, \quad m = -N, \ldots, -1, 1, \ldots, N.$$

Решение этого уравнения записывается следующим образом:

$$X_m^1 = \begin{pmatrix} u_m^1 \\ v_m^1 \end{pmatrix} = \frac{h_m}{h} \frac{k^2(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) v_0^0}{i(\gamma_{m,1} + \gamma_{m,2})} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}. \tag{17}$$

Из (17) следует, что амплитуды u_m^1 и v_m^1 совпадают.

Моды, рассеянные в верхней среде, являются распространяющимися при выполнении условия $\left(\frac{\pi m}{\alpha}\right)^2 < k^2\varepsilon_1$, а в нижней — при выполнении условия $\left(\frac{\pi m}{\alpha}\right)^2 < k^2\varepsilon_2$.

2. Поправки к амплитудным коэффициентам отражения и пропускания

Как было отмечено, поправки к амплитудным коэффициентам отражения и пропускания имеют порядок малости h^2. Поэтому той точности, с которой записаны граничные условия в (5), (6), недостаточно для их нахождения. Для вычисления поправок к u_0, v_0 рассмотрим третье матричное уравнение в цепочке (14).

Так как нас интересуют только $u_0^{(2)}$ и $v_0^{(2)}$, достаточно рассмотреть только первые две строки этого уравнения. Для интересующих нас поправок получим систему второго порядка вида

$$\Gamma_0 \begin{pmatrix} u_0^{(2)} \\ v_0^{(2)} \end{pmatrix} B_0^{(2)} - A_0^{(2)} X_0^0 - \left(A^{(1)} X^{(1)}\right)_0. \tag{18}$$

Вычислим сначала $\left(A^{(1)} X^{(1)}\right)_0$. Из выражения для $A^{(1)}$ следует, что

$$\left(A^{(1)} X^{(1)}\right)_0 = \sum_{\substack{m=-N \\ m\neq 0}}^{N} H_{m,-m} X_m^1, \tag{19}$$

где

$$H_{m,-m} = \frac{h_{-m}}{h} \begin{pmatrix} i\gamma_{m,1} & i\gamma_{m,2} \\ -k^2\varepsilon_1 & k^2\varepsilon_1 \end{pmatrix}, \quad m = -N, \ldots, -1, 1, \ldots, N.$$

Подставляя сюда выражение для $H_{m,-m}$ и формулу (17) для X_m^1, получим

$$\left(A^{(1)} X^{(1)}\right)_0 = \frac{k^2}{h^2} \sum_{\substack{m=-N \\ m\neq 0}}^{N} |h_m|^2 (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) v_0^0 \begin{pmatrix} 1 \\ i(\gamma_{m,1} - \gamma_{m,2}) \end{pmatrix}. \tag{20}$$

Перейдем к вычислению $B_0^{(2)} - A_0^{(2)} X_0^0$ в формуле (18). Для этого необходимо использовать граничные условия, полученные из (3), (4) с точностью порядка h^2. Причем для нахождения указанных членов достаточно рассмотреть в граничных условиях именно члены порядка h^2.

После некоторых преобразований будем иметь

$$B_0^{(2)} - A_0^{(2)} X_0^{(2)} = \frac{1}{2} k^2 \frac{1}{h^2} \sum_{m=-N}^{N} |h_m|^2 (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) v_0^0 \begin{pmatrix} 1 \\ -ik\sqrt{\varepsilon_2} \end{pmatrix}. \tag{21}$$

Вычитая выражение (20) из (21), получим

$$B_0^{(2)} - A_0^{(2)} X_0^{(2)} - \left(A^1 X^1\right)_0 = \frac{1}{2} k^2 (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) v_0^0 \frac{1}{h^2} \times \sum_{m=-N}^{N} |h_m|^2 \begin{pmatrix} 1 \\ -ik\sqrt{\varepsilon_2} - 2i(\gamma_{m,1} - \gamma_{m,2}) \end{pmatrix}. \tag{22}$$

Из (18) и (22) можно найти $u_0^{(2)}, v_0^{(2)}$:

$$\begin{pmatrix} u_0^{(2)} \\ v_0^{(2)} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \frac{k(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) v_0^0}{2\left(\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}\right) h^2} \times \sum_{m=-N}^{N} |h_m|^2 \begin{pmatrix} -2k\sqrt{\varepsilon_2} - 2(\gamma_{m,1} - \gamma_{m,2}) \\ k\left(\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}\right) - 2(\gamma_{m,1} - \gamma_{m,2}) \end{pmatrix}.$$

Теперь можно записать поправки к амплитудным коэффициентам отражения и пропускания.

В результате получим

$$r = u_0^0 + h^2 u_0^{(2)} = \left[1 + \sum_{m=-N}^{N} |h_m|^2 k\sqrt{\varepsilon_1}\left(-2k\sqrt{\varepsilon_2} - 2\gamma_{m,1} + \gamma_{m,2}\right)\right] v_0^0, \tag{23}$$

$$t = v_0^0 + h^2 v_0^{(2)} = \left[1 + \frac{1}{2} k \left(\sqrt{\varepsilon_1}\sqrt{\varepsilon_2}\right) \times \sum_{m=-N}^{N} |h_m|^2 \left(k\left(\sqrt{\varepsilon_1} - \sqrt{\varepsilon_2}\right) - 2(\gamma_{m,1} - \gamma_{m,2})\right)\right] v_0^0. \tag{24}$$

3. Предельные случаи крупномасштабной и мелкомасштабной шероховатостей

В скалярной теории дифракции (см., напр., [8]) получены следующие выражения для амплитудных коэффициентов отражения и пропускания шероховатой границы раздела двух сред:

$$r = r^0 \left[1 - 2k^2 \varepsilon_1 \sigma^2\right], \tag{25}$$

$$t = t^0 \left[1 - \frac{1}{2} k^2 \left(\sqrt{\varepsilon_1} - \sqrt{\varepsilon_2}\right)^2 \sigma^2\right]. \tag{26}$$

Здесь r^0, t^0 — то же, что u_0^0, v_0^0 в формулах (23), (24), а σ — среднеквадратичное отклонение профиля шероховатой границы от невозмущенной границы.

Выражения (25), (26) получаются в предположении, что $\sigma \ll \lambda$, $\lambda \ll l_c$, где l_c — корреляционный размер шероховатой границы.

Заменим в формулах (23), (24) $\sum\limits_{m=-N}^{N} |h_m|^2$ на σ^2. Далее будем считать, что $a \gg \lambda$. Предположим также, что в сумме $\sum\limits_{m=-N}^{N} |h_m|^2$ основную часть составляют члены, для которых $\lambda_m = \frac{\pi m}{\alpha} \ll k = \frac{2\pi}{\lambda}$. Для этих членов $\gamma_{m,1} \approx k\sqrt{\varepsilon_1}$, $\gamma_{m,2} \approx k\sqrt{\varepsilon_2}$.

Получим

$$r = \left[1 - 2k^2 \varepsilon_1 \sigma^2\right] u_0^0,$$

$$t = \left[1 - \frac{1}{2} k^2 \left(\sqrt{\varepsilon_1} - \sqrt{\varepsilon_2}\right)^2 \sigma^2\right] v_0^0,$$

т. е. выражения, совпадающие с (25), (26).

Таким образом, для крупномасштабной шероховатости полученные формулы переходят в пределе в формулы скалярной теории дифракции.

Рассмотрим теперь другой предельный случай, когда характерный размер пространственной неоднородности много меньше длины волны.

Пусть $T_m \ll \lambda$, тогда соответствующие моды являются затухающими. Пусть в формулах (23), (24) для всех h_m выполняется условие $T_m \ll \lambda$, тогда они примут вид

$$r = r^0 \left[1 - 2k^2 n_1 n_2 \sigma^2\right], \tag{27}$$

$$t = t^0 \left[1 + \frac{1}{2} k^2 \left(n_1 - n_2\right)^2 \sigma^2\right]. \tag{28}$$

Заменим шероховатую границу на тонкий слой толщиной 2σ с 50% содержанием материалов с показателями преломления n_1 и n_2. Показатель преломления в этом случае по теории Максвелла–Гарнета [9] находится из следующего соотношения:

$$\varepsilon = \varepsilon_1 \frac{(1+2p)\,\varepsilon_2 + (1-p)\,\varepsilon_1}{(1-p)\,\varepsilon_2 + (2+p)\,\varepsilon_1}. \tag{29}$$

Близость спектральных кривых коэффициента пропускания на рис. 2 дает основание сделать следующий вывод: мелкомасштабные шероховатости

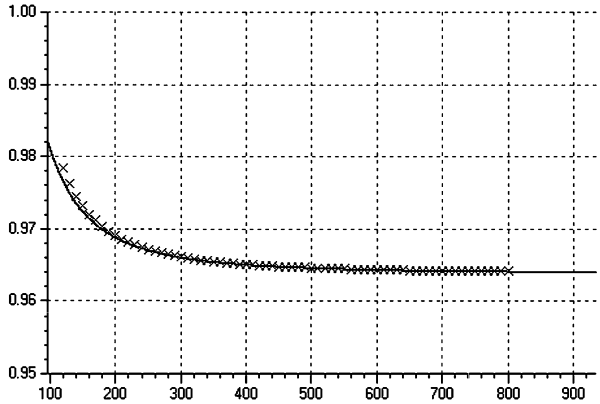


Рис. 2. Сравнение спектральной кривой коэффициента пропускания слоя с показателем преломления, рассчитанным по теории Максвелла–Гарнета (сплошная кривая), с соответствующей спектральной кривой пропускания, рассчитанной с помощью формулы (28) (крестики): $\sigma = 5$ нм, $n_1, n_2 = 1.47$

не приводят к потерям энергии на рассеяние, но вызывают перераспределение энергии между прошедшей и отраженной волнами (см. (27), (28)). Оказывается, что влияние мелкомасштабных неоднородностей может быть учтено путем введения тонкого поверхностного слоя с показателем преломления, найденным по теории Максвелла–Гарнета.

Заключение

Крупномасштабные и мелкомасштабные (по сравнению с длиной волны) неоднородности оказывают принципиально разное влияние на коэффициенты отражения и пропускания. Поэтому одного параметра σ явно недостаточно для адекватного описания отражения на шероховатой границе раздела двух сред. Из результатов работы следует, что для описания эффектов, связанных с шероховатостью границы, необходимо ввести два параметра: σ_L и σ_s — среднеквадратичные шероховатости соответственно для крупномасштабных и мелкомасштабных неоднородностей.

Авторы выражают искреннюю благодарность профессору А.Г. Свешникову за полезное обсуждение темы и помощь в работе.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 00-01-00111) и программы «Университеты России» (грант 015.03.02.001).

Литература

1. *Thelen A.* Design of Optical Interference Filters. N.Y., 1989.
2. *Furman Sh.A., Tikhonravov A.V.* Basics of Optics of Multilayer Systems. Paris, ADAGP, 1992.
3. *Свешников А.Г., Тихонравов А.В., Трубецков М.К.* // Матем. моделирование. 1995. **7**. С. 105.
4. *Беннетт Д.М., Маттсон Л.* Шероховатость поверхности и рассеяние. Вашингтон: Оптическое общество Америки, 1993.
5. *Zavislan James M.* // Appl. Opt. 1991. **30**. P. 2224.
6. *Bahar E., Kubik R.D.* // Appl. Opt. 1997. **36**. P. 2947.

7. *Elson J.M., Rahn J.P., Bennett J.M.* // Appl. Opt. 1983. **22**. P. 3207.

8. *Ogilvy J.A.* Theory of Wave Scattering from Random Rough Surfaces. Bristol (N.Y.): Adam Hilger, 1991.

9. *Hodgkinson I.J., Qi Hong Wu.* Birefringent Thin Films Polarizing Elements. World Sci., 1997.

Поступила в редакцию
31.10.01