

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТА ВНУТРИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗЕРКАЛА

В. В. Веремей и И. М. Минков

Получено выражение для усредненного во времени квадрата электрического вектора световой волны, распространяющейся в слоях диэлектрического зеркала. Приведены результаты численных расчетов для четвертьволновых зеркал при нормальном и наклонном падении луча.

Применение диэлектрических зеркал для отражения мощных световых потоков сделало актуальным вопрос о распределении интенсивности светового поля в слоях зеркала. Это обусловлено тем, что удельные тепловые потери пропорциональны усредненному во времени квадрату электрического вектора световой волны [1].

Ниже выводятся формулы для вычисления изменения интенсивности светового поля по толщине слоя, а также приводятся результаты вычислений по этим формулам для четвертьволновых зеркал.

Нумерация слоев зеркала и границ между средами принята такой, как это показано на рис. 1. Пусть на зеркало падает плоская, линейно поляризованная волна

$$E_0^+ = q_0^+ E_0^+ e^{-i\omega t} = q_0^+ A_0^+ e^{i\left(\frac{2\pi n_0}{\lambda} I_0^+ r - \omega t\right)} \quad (1)$$

Здесь E_0^+ — световой (электрический) вектор; E_0^+ — комплексная амплитуда волны (A_0^+ — действительное число); q_0^+ — орт светового вектора; I_0^+ — нормаль к фронту волны ($I_0^+ = \sin \theta_0 e_x + \cos \theta_0 e_z$); r — радиус-вектор; n_0 , λ , ω , θ_0 — показатель преломления, длина волны в пустоте, угловая частота и угол падения. Разложим световой вектор падающей волны на две составляющие: одна из них пусть будет нормальной к плоскости падения (s -составляющая), а другая лежит в плоскости падения (p -составляющая). В дальнейшем под E_0^+ будем понимать одну из этих составляющих. При отражении света в каждом из слоев зеркала возникает прямая и обратная волны

$$E_j^+ = q_j^+ E_j^+ e^{-i\omega t}, \quad E_j^- = q_j^- E_j^- e^{-i\omega t}. \quad (2)$$

В (2) и далее верхний индекс плюс относится к прямой волне, минус — к обратной. На ближайшей к подложке границе j -го слоя ($j = 1, 2, 3 \dots m$) имеют место соотношения [2, 4]

$$\frac{E_j^-(z_j, x)}{E_j^+(z_j, x)} = R_{j, m+1}, \quad \frac{E_{m+1}^+(z_m, x)}{E_j^+(z_j, x)} = D_{j, m+1}. \quad (3)$$

Здесь $R_{j, m+1}$ и $D_{j, m+1}$ — обобщенные френелевские коэффициенты отражения и пропускания тонкослойного покрытия, ограниченного средами j



Рис. 1.

и $m + 1$. R и D вычисляются по известным рекуррентным формулам [2, 4].
Используя соотношение

$$\frac{E_{m+1}^+(z_m, x)}{E_0^+(0, x)} = D_{0, m+1}, \quad (4)$$

получаем из (3)

$$\frac{E_j^+(z_j, x)}{E_0^+(0, x)} = \frac{D_{0, m+1}}{D_{j, m+1}}, \quad \frac{E_j^-(z_j, x)}{E_0^+(0, x)} = \frac{D_{0, m+1}}{D_{j, m+1}} R_{j, m+1}. \quad (5)$$

Для нахождения распределения комплексной амплитуды учтем зависимость фазы от координаты z

$$\left. \begin{aligned} \frac{E_j^+(z, x)}{E_0^+(0, x)} &= \frac{D_{0, m+1}}{D_{j, m+1}} e^{-i(z-z_j) \frac{2\pi}{\lambda} \hat{n}_j l_{jz}^+} \\ \frac{E_j^-(z, x)}{E_0^+(0, x)} &= \frac{D_{0, m+1}}{D_{j, m+1}} R_{j, m+1} e^{i(z-z_j) \frac{2\pi}{\lambda} \hat{n}_j l_{jz}^+} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Здесь l_{jz}^+ — проекция нормали на ось z , а \hat{n}_j — показатель преломления j -го слоя. При наличии поглощения в слое \hat{n}_j комплексно и равно $\hat{n}_j = v_j - ik_j$. Подставляя в (6) вместо $D_{0, m+1}$ его значение из [2, 4], вместо $E_0^+(0, x)$ его значение из (1) и полагая при этом $A_0^+ = 1$, получаем окончательное выражение для комплексных амплитуд прямой и обратных волн

$$\left. \begin{aligned} E_j^+(z, x) &= \frac{D_{0, j} e^{-i \frac{2\pi}{\lambda} [\hat{n}_j l_{jz}^+ (z-z_{j-1}) - n_0 l_{0x}^+ x]}}{1 - R_{j, 0} R_{j, m+1} e^{-i \frac{4\pi}{\lambda} \hat{n}_j l_{jz}^+ d_j}}, \\ E_j^-(z, x) &= \frac{R_{j, m+1} D_{0, j} e^{i \frac{2\pi}{\lambda} [\hat{n}_j l_{jz}^+ (z-z_j - d_j) + n_0 l_{0x}^+ x]}}{1 - R_{j, 0} R_{j, m+1} e^{-i \frac{4\pi}{\lambda} \hat{n}_j l_{jz}^+ d_j}}, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

где d_j — геометрическая толщина j -го слоя. Суммарный световой вектор E_j определится суперпозицией прямой и обратных волн. Для усредненного во времени квадрата светового вектора ϵ_j имеем, учитывая известные соотношения между векторами \mathbf{q}_j и \mathbf{l}_j [4],

$$\epsilon_j(z) = \frac{1}{2} E_j(z) E_j^*(z) = \begin{cases} \frac{1}{2} |E_j^+(z) + E_j^-(z)|^2 & \text{для света } s\text{-поляризации,} \\ \frac{1}{2} |E_j^+(z) + E_j^-(z)|^2 |l_{jz}^+|^2 + \frac{1}{2} |E_j^+(z) - E_j^-(z)|^2 |l_{jz}^-|^2 & \end{cases} \quad (8)$$

для света p -поляризации. Здесь $E_j^+(z)$ и $E_j^-(z)$ определяются из (7) (зависимость от x выпадает при усреднении во времени).

Отметим, что написанные выше формулы пригодны не только для зеркал, но и для любых покрытий. С их помощью можно вычислить удельные тепловые потери в слоях Q_j

$$Q_j(z) = \sigma_j \epsilon_j(z),$$

где $\sigma_j = \frac{\omega}{2\pi\mu_j} v_j k_j$ — проводимость вещества j -го слоя, μ_j — магнитная проницаемость. Для одного слоя аналогичные формулы, исходя из нескольких соображений, были получены в [1, 3].

Для зеркал из непоглощающих слоев равной оптической толщины по ходу луча и для длины волны λ_0 , для которой зеркало является четверть-волновым ($n_j d_j \cos \theta_j = \frac{\lambda_0}{4}$, $j=1, 2, 3 \dots m$) формулы (8) упрощаются.

В этом случае все R вещественны, а $e^{-i \frac{4\pi d_j}{\lambda} n_j \cos \theta_j} = -1$. Выражение для $\varepsilon_j(z)$ запишется в виде

$$\varepsilon_j(z) = \begin{cases} B_j \left(1 + R_{j,m+1}^2 + 2R_{j,m+1} \cos \frac{\pi}{d_j} (z - z_j) \right) & \text{для света } s\text{-поляризации,} \\ B_j \left(1 + R_{j,m+1}^2 + 2R_{j,m+1} \cos \frac{\pi}{d_j} (z - z_j) \right) \cos^2 \theta_j + \\ + B_j \left(1 + R_{j,m+1}^2 - 2R_{j,m+1} \cos \frac{\pi}{d_j} (z - z_j) \right) \sin^2 \theta_j & \text{для света } p\text{-поляризации,} \end{cases} \quad (9)$$

где

$$B_j = \frac{1}{2} \frac{|D_{0,j}|^2}{(1 + R_{j,0} R_{j,m+1})^2}$$

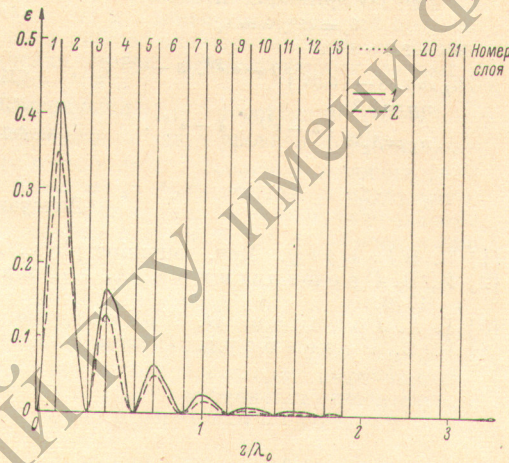
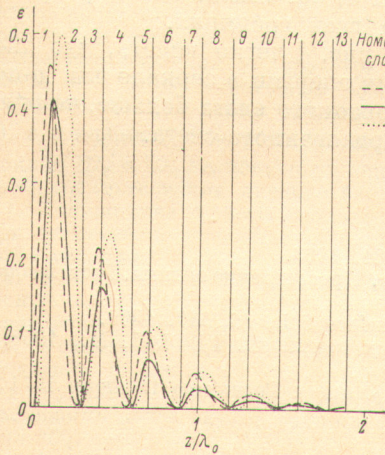


Рис. 2. Распределение интенсивности ε при нормальном падении света на 13-слойное зеркало.

$n_H = 2.2$, $n_L = 1.38$. 1 — $\lambda = \lambda_0 = 0.913$, 2 — $\lambda = \lambda_0$, 3 — $\lambda = \lambda_0 / 1.087$.

Рис. 3. Распределение интенсивности ε при нормальном падении света на 21-слойное зеркало.

$\lambda = \lambda_0$. 1 — $n_H = 2.2$, $n_L = 1.38$; 2 — $\hat{n}_H = 2.2 - i 0.1$, $\hat{n}_L = 1.38 - i 0.05$.

Расчеты по формулам (8) и (9) проводились для зеркал типа $D(HL)^N H$ при нормальном и наклонном падении на них света. На рис. 2 и 3 приведены графики распределения ε_j при прохождении нормально падающего света через 13- и 21-слойное зеркало. Из рисунков видно, что ε_j экстремально в первых по ходу света слоях, а затем резко спадает, причем изменения поля в первых слоях практически одинаково как в 13-, так и в 21-слойных зеркалах. Отметим, что максимум ε_j достигается на границе 1-го и 2-го слоя и что существует разница в характере изменения ε_j для длины волны λ_0 (для которой зеркало является четвертьволновым) и другой длины волны λ , находящейся в зоне высоких отражений.

Влияние малого поглощения в слоях ($k_H = 0, 1$, $k_L = 0.05$) иллюстрируется рис. 3.

На рис. 4 показано распределение ε_j при наклонном падении света на зеркало ($\theta_0 = 45^\circ$, $\lambda = \lambda_0$). Как видно из рис. 4, $\varepsilon_j^{(p)} > \varepsilon_j^{(s)}$, а влияние

малого поглощения сказывается в некотором уменьшении ϵ_j при сохранении вида кривых. Так же как и при нормальном падении света, максимумы $\epsilon_j^{(s)}$ и $\epsilon_j^{(p)}$ достигаются на границе 1-го и 2-го слоя. Обращают на себя внимание разрывы $\epsilon^{(p)}$ на четных границах слоев и квазинепрерывность $\epsilon^{(p)}$ на нечетных границах.

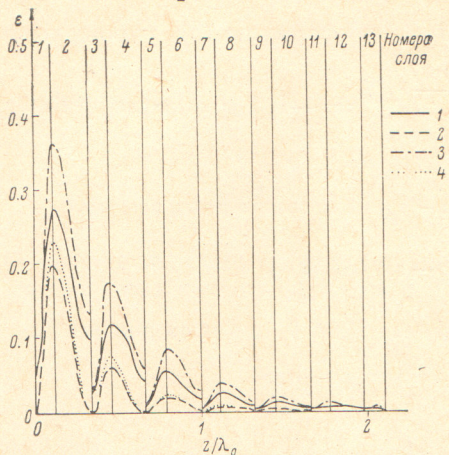


Рис. 4. Распределение интенсивности $\epsilon^{(p)}$ и $\epsilon^{(s)}$ при наклонном падении света на 13-слойное зеркало.

$$\begin{aligned} \theta_0 &= 45^\circ, \lambda = \lambda_0; \\ \left. \begin{aligned} \hat{n}_H &= 2.2 - i 0.1 \\ \hat{n}_L &= 1.38 - i 0.05 \end{aligned} \right\} 1 - \epsilon^{(p)}, 2 - \epsilon^{(s)}; \\ \left. \begin{aligned} n_H &= 2.2 \\ n_L &= 1.38 \end{aligned} \right\} 3 - \epsilon^{(p)}, 4 - \epsilon^{(s)}. \end{aligned}$$

Нетрудно показать, что для непоглощающих слоев это следует непосредственно из формулы (9), если учесть, что $R_{j, m+1}$ при малых четных j и больших m близко к -1 , а при малых нечетных j и больших m близко к 1 (m — нечетно!). С увеличением номера слоя $R_{j, m+1}$ становится заметно меньше 1 и квазинепрерывность $\epsilon^{(p)}$ должна была бы исчезнуть. Однако этот факт маскируется резким уменьшением поля с увеличением номера слоя. Отметим, что при λ , отличных от λ_0 , имеют место разрывы $\epsilon^{(p)}$ на всех границах.

Из рис. 4 легко видеть, что диссипация энергии в зеркале для p -поляризованного света больше, чем для s -поляризованного света.

Литература

- [1] L. Blaquay. Rev. roumaine phys., 13, 281, 1968.
- [2] И. В. Гребенщиков, А. Г. Власов. Просветление оптики. Гостехиздат, 1946.
- [3] J. A. Johnson, D. W. Peterson. Surface Sci., 16, 217, 1969.
- [4] Г. В. Розенберг. Оптика тонкослойных покрытий. ГИФМЛ, М., 1958.

Поступило в Редакцию 12 июня 1971 г.