

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 535.39

ТУННЕЛИРОВАНИЕ СВЕТА
ЧЕРЕЗ СИММЕТРИЧНЫЙ ЗАЗОР СО СЛАБЫМ ПОГЛОЩЕНИЕМ

Усоскин А. И.

Явление нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) в поглощающем зазоре представляет интерес для ряда задач оптики тонких пленок [1-3], задач, связанных с модуляцией лазерного излучения [4], а также в связи с исследованием неоднородных диэлектриков, содержащих плоские включения инородной фазы [5, 6].

НПВО в непоглощающем зазоре неоднократно рассматривалось в литературе [1, 4, 7]. При наличии поглощения точное решение задачи о распространении излучения становится очень громоздким и малоприменимым для анализа экспериментальных данных [8, 9]. В то же время приближенные методы, используемые как в оптике тонких пленок [3], так и при исследованиях НПВО [1], не позволяют получить адекватного решения, для которого требуется учесть одновременно эффекты взаимодействия экспоненциально затухающей волны с поглощающим зазором и эффекты интерференции [8].

В настоящей работе предпринята попытка получить простые соотношения, позволяющие с достаточной точностью описать явление туннелирования света в широкой области углов падения света и толщин зазора.

Рассмотрим прозрачный диэлектрик с показателем преломления n_1 , в котором имеется зазор толщиной t , заполненный веществом с показателями преломления n_2 и поглощения k_2 , причем положим, что $n_1 > n_2$. При углах падения света θ_1 , больших критического, определяемого в данном случае из условия [8] $n_2^2 - k_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1 = 0$, для комплексной величины $\tilde{n}_2 \cos \tilde{\theta}_2$ (где $\tilde{n}_2 = n_2 - ik_2$, а $\tilde{\theta}_2$ — комплексный угол, определяющий характер распространения волны в зазоре) в первом приближении по малому параметру k_2 может быть получено следующее соотношение:

$$\tilde{n}_2 \cos \tilde{\theta}_2 = \frac{n_2 k_2}{\sigma} - i\sigma, \quad (1)$$

где $\sigma = \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2}$. В этом случае френелевские коэффициенты отражения света на границе диэлектрик—зазор для s - и p -поляризованного света принимают вид

$$r_s = \frac{n_1 \sigma \cos \theta_1 - n_2 k_2 + i\sigma^2}{n_1 \sigma \cos \theta_1 + n_2 k_2 - i\sigma^2}, \quad (2)$$

$$r_p = \frac{n_1 n_2 k_2 - n_2^2 \sigma \cos \theta_1 + i(2n_2 k_2 \sigma \cos \theta_1 - n_1 \sigma^2)}{n_1 n_2 k_2 + n_2^2 \sigma \cos \theta_1 - i(2n_2 k_2 \sigma \cos \theta_1 + n_1 \sigma^2)}. \quad (3)$$

Заметим, что приближенное соотношение (1) теряет справедливость в окрестности критического угла, где перестает выполняться условие $2n_2 k_2 \ll \sigma$. Однако, как следует из приведенных ниже расчетов, эта область углов весьма узка и диапазон применимости соотношений (1)–(3) страдает от этого сравнительно мало.

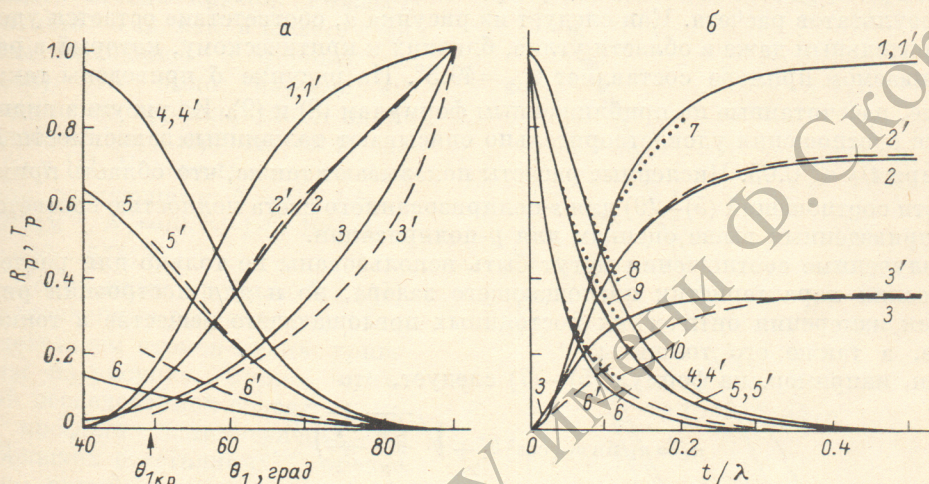
При получении адекватного приближения для экспоненциального множителя $\exp(-i(2\pi t/\lambda)\tilde{n}_2 \cos \tilde{\theta}_2) = \exp(-(2\pi t/\lambda)\sigma) \exp(-i2\pi n_2 k_2 t/\lambda \sigma)$, определяющего изменение амплитуды и фазы волны в зазоре, учтем, что затухание волны в данном

случае происходит быстрее, чем изменение ее фазы. Действительно, в условиях НПВО при наличии слабого поглощения затухание волны определяется соотношением показателей преломления (т. е. величиной σ), а изменение фазы — величиной поглощения в зазоре, которая является малым параметром. В этом случае, поскольку нас не интересует область очень малых амплитуд, достаточно ограничиться приближением

$$\exp\left(-i \frac{2\pi t}{\lambda} \tilde{n}_2 \cos \tilde{\theta}_2\right) = \exp\left(-\frac{\Delta}{2}\right) \left(1 - i \frac{\Delta n_2 k_2}{2\sigma^2}\right), \quad (4)$$

где $\Delta = 4\pi t \sigma / \lambda$.

Учет «многолучевой» интерференции в зазоре с использованием того же приближения по малому параметру k_2 позволяет из формул (2)–(4) получить



Зависимости коэффициентов R_p и T_p от θ_1 (а) и t/λ (б), рассчитанные по [8] (кривые 1–6), по соотношениям (5), (6) (кривые 1'–6') по соотношениям (8), (9) (кривые 7–10).

Кривые 1, 1', 2, 2', 3, 3', 7 соответствуют зависимостям для R_p , кривые 4, 4', 5, 5', 6, 6', 8, 9, 10 — зависимостям для T_p . $n_1 = 1.82$, $n_2 = 1.38$. Кривые 1, 1', 4, 4', 8 соответствуют $k_2 = 0.01$, кривые 2, 2', 5, 5', 9 — $k_2 = 0.1$, кривые 3, 3', 6, 6', 10 — $k_2 = 0.5$. Зависимости на рисунке а рассчитаны для $t/\lambda = 0.2$, на рисунке б — для $\theta_1 = 70^\circ$.

следующие соотношения для энергетических коэффициентов отражения R_s , R_p , пропускания T_s , T_p и поглощения A_s , A_p :

$$R_{s,p} = \frac{a_{s,p} \sigma \operatorname{sh}^2 \frac{\Delta}{2}}{a_{s,p} \sigma \operatorname{sh}^2 \frac{\Delta}{2} + 4b_{s,p} \sigma^3 n_1^2 \cos^2 \theta_1 + 2c_{s,p} n_1 n_2 k_2 \cos \theta_1}, \quad (5)$$

$$T_{s,p} = \frac{4b_{s,p} \sigma^3 n_1^2 \cos^2 \theta_1}{a_{s,p} \sigma \operatorname{sh}^2 \frac{\Delta}{2} + 4b_{s,p} \sigma^3 n_1^2 \cos^2 \theta_1 + 2c_{s,p} n_1 n_2 k_2 \cos \theta_1}, \quad (6)$$

$$A_{s,p} = \frac{2c_{s,p} n_1 n_2 k_2 \cos \theta_1}{a_{s,p} \sigma \operatorname{sh}^2 \frac{\Delta}{2} + 4b_{s,p} \sigma^3 n_1^2 \cos^2 \theta_1 + 2c_{s,p} n_1 n_2 k_2 \cos \theta_1}, \quad (7)$$

где $a_s = (n_1^2 - n_2^2)^2$, $b_s = 1$, $c_s = (n_1^2 - n_2^2) \operatorname{sh} \Delta - \Delta (n_1^2 \cos 2\theta_1 + n_2^2)$, $a_p = (n_1^2 \sigma^2 + n_2^4 \cos^2 \theta_1)^2$, $b_p = n_1^4$, $c_p = (n_2^2 + 2\sigma^2)(n_1^2 \sigma^2 + n_2^4 \cos^2 \theta_1) \operatorname{sh} \Delta + \Delta n_2^2 (n_1^2 \sigma^2 - n_2^4 \cos^2 \theta_1)$.

Для зазоров очень малых толщин, когда $\Delta \ll 1$, эти соотношения могут быть существенно упрощены. Соответствующие выражения для $R_{s,p}$ и $T_{s,p}$ приобретают вид

$$R_{s,p} = \left[1 + \left(\frac{\lambda}{\pi t}\right)^2 \frac{b_{s,p}}{a_{s,p}} n_1^2 \cos^2 \theta_1\right]^{-1}, \quad (8)$$

$$T_{s,p} = \left[1 + \left(\frac{\pi t}{\lambda} \right)^2 \frac{a_{s,p}}{b_{s,p} n_1^2 \cos^2 \theta_1} + \frac{4\pi t n_2 k_2}{\lambda n_1 \cos \theta_1} \cdot \frac{d_{s,p}}{b_{s,p}} \right]^{-1}, \quad (9)$$

где $d_s = 1$, $d_p = n_1^4 \sin^2 \theta_1 + n_2^4 \cos^2 \theta_1$.

Из этих соотношений следует, что при $t \ll \lambda$ наличие поглощения существенно влияет на коэффициент пропускания, в то время как коэффициент отражения от величины k_2 вообще не зависит.

На рисунках *a*, *б* приведены угловые и толщинные зависимости R_p и T_p , рассчитанные по формулам (5), (6), а также аналогичные зависимости, полученные с помощью ЭВМ без использования каких-либо приближений [8]. Из сопоставления кривых следует, что соотношения (5), (6) достаточно хорошо описывают процесс взаимодействия излучения с поглощающим зазором при $k_2 \leq 0.1$; при $k_2 \geq 0.5$, как видно из рисунка, наблюдается существенное искажение результатов расчета. Как следует из рисунка *a*, соответствие остается удовлетворительным даже в области углов, близких к критическому, который в рассматриваемом примере составляет $\theta_{\text{кр}} = 49.3^\circ$. На рисунке *б* приведены также кривые, рассчитанные по приближенным формулам (8) и (9). Из рисунка видно, что эти соотношения удовлетворительно описывают толщинные зависимости R_p и T_p при $t/\lambda \leq 0.05$. Численные расчеты показывают также, что область применимости соотношений (5)–(9) для *s*-поляризованного света полностью соответствует приведенным выше оценкам для *p*-поляризации.

Полученные соотношения могут быть использованы не только для расчета оптических характеристик поглощающего зазора, но и для построения ряда методик измерения оптических постоянных поглощающего вещества в тонком зазоре, а также его толщины.

Так, например, из формул (5)–(7) следует, что

$$n_2 = n_1 \sin \theta_1 \left(\cos^2 \theta_1 + \sqrt{\frac{R_p}{T_p} \frac{T_s}{R_s}} \right)^{-1/2}, \quad (10)$$

$$t = \frac{\lambda}{2\pi\sigma} \operatorname{arsh} \left(\frac{2\sigma n_1 \cos \theta_1}{n_1^2 - n_2^2} \cdot \sqrt{\frac{R_s}{T_s}} \right), \quad (11)$$

$$k_2 = \frac{2\sigma^2 n_1 \cos \theta_1}{n_2 c_s} \cdot \frac{A_s}{T_s}. \quad (12)$$

Нетрудно видеть, что последние соотношения позволяют определять оптические постоянные поглощающего вещества и толщину зазора на основании трех измеренных параметров: коэффициентов отражения R_s , пропускания T_s и отношения R_p/T_p (напомним, что $A_s = 1 - R_s - T_s$). В случае малых толщин выражения (11) и (12) упрощаются

$$t = \frac{\lambda}{\pi} \frac{n_1 \cos \theta_1}{(n_1^2 - n_2^2)} \sqrt{\frac{R_s}{T_s}}, \quad (13)$$

$$k_2 = \frac{\lambda}{4\pi t} \frac{n_1 \cos \theta_1}{n_2} \cdot \frac{A_s}{T_s}, \quad (14)$$

и также могут быть использованы для получения быстрых оценок.

Литература

- [1] Харрик Н. Спектроскопия внутреннего отражения. М., 1970.
- [2] Кизель В. А. Отражение света. М., 1973.
- [3] Розенберг Г. В. Оптика тонкослойных покрытий. М., 1958.
- [4] Steele E. L., Davis W. C., Treuthart P. L. — Appl. Opt., 1966, v. 5, p. 5.
- [5] Якобсон Р. — В кн.: Физика тонких пленок. М., 1978, т. 8, с. 61.
- [6] Палатник Л. С., Черемской П. Г., Фукс М. Я. Поры в пленках. М., 1982.
- [7] Court I. N., Willisen F. K. — Appl. Opt., 1964, v. 3, N 6, p. 719.
- [8] Бори М., Вольф Э. Основы оптики. М., 1970.
- [9] Абелес Ф. — В кн.: Физика тонких пленок. М., 1973, т. 6, с. 171.

Поступило в Редакцию 11 апреля 1984 г.