

07

## Распространение света через однорядный слой диэлектрических частиц

© И.Л. Вольхин, Н.Н. Коротаев

Пермский государственный университет

E-mail: volkhin@psu.ru

Поступило в Редакцию 2 февраля 2000 г.

Методом физического моделирования на СВЧ исследовано прохождение света через слой диэлектрических частиц кубической формы. Обнаружен эффект просветления слоя при увеличении плотности упаковки частиц. Найдены условия, при которых коэффициент направленного пропускания однорядного слоя обращается в нуль.

Физическая картина прохождения света через однорядный слой модисперсных слабопоглощающих диэлектрических частиц сферической формы с размерами, сравнимыми с длиной волны падающего света, в приближении однократного рассеяния описана в [1,2]. При облучении слоя частиц параллельным пучком света часть волны проходит через слой по частицам, а часть — по воздушным промежуткам между ними. Интенсивности падающего  $I_0$  и прямопрошедшего  $I$  излучения измеряются в эксперименте и рассчитывается коэффициент направленного пропускания слоя  $T = I/I_0$ .

Согласно [2], для сферических частиц коэффициент направленного пропускания однорядного слоя  $T$  связан с оптическими характеристиками частицы уравнением

$$T = 1 - Q\eta + LQ^2\eta^2/2. \quad (1)$$

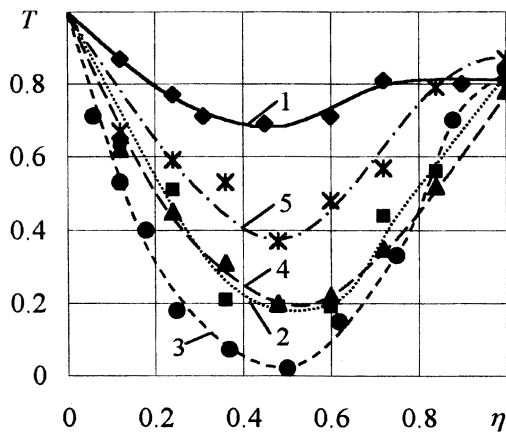
Здесь  $Q$  — фактор рассеяния частицы;  $\eta = S_p/S$  — коэффициент перекрытия слоя;  $S_p$  — сумма проекций всех частиц на плоскость, перпендикулярную направлению распространения излучения;  $S$  — площадь слоя;  $L = 8\pi\Lambda x(0)/Q\rho^2$ ;  $\Lambda$  — вероятность выживания фотона,  $x(0)$  — величина индикатрисы рассеяния частицы в направлении распространения излучения,  $\rho = \pi a/\lambda$  — параметр дифракции,  $a$  — размер частиц,  $\lambda$  — длина волны излучения. Для диэлектрических частиц, размеры которых  $a$  соизмеримы с  $\lambda$ , величины  $Q$  и  $L$  рассчитываются по формулам Ми. При  $LQ \leq 1/\eta_{\max}$  ( $\eta_{\max}$  — максимально возможное значение коэффициента перекрытия однорядного слоя сферических частиц) величина  $T$  монотонно падает. При  $LQ > 1/\eta_{\max}$  величина  $T$  меняется немонотонно. В этом случае по мере увеличения  $\eta$  пропускание  $T$  вначале убывает, достигает минимума при  $\eta_{\min} = 1/LQ$ , а затем возрастает. В точке минимума направленное пропускание

$$T_{\min} = 1 - 1/2L. \quad (2)$$

Таким образом, увеличение количества рассеивающих частиц при  $\eta < \eta_{\min}$  приводит к затемнению слоя, а при  $\eta > \eta_{\min}$  — к его просветлению. Из уравнения (2) также следует, что при  $L = 0.5$  коэффициент направленного пропускания  $T$  обращается в нуль. Это означает, что волны, прошедшие через слой по частицам и по воздуху, равны по амплитуде и противоположны по фазе.

Для частиц несферической формы теоретический расчет параметров  $Q$  и  $L$  оказывается сложным, а наличие эффектов многократного рассеяния при большой плотности упаковки рассеивающих частиц может изменить интерференционную картину и соответственно коэффициент направленного пропускания  $T$ .

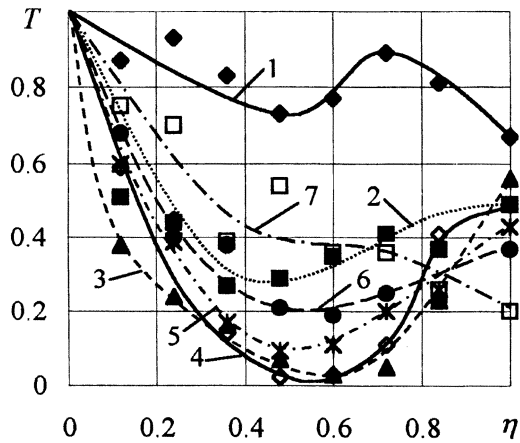
Экспериментальные исследования эффектов затемнения-просветления в оптическом диапазоне затруднены из-за сложности получения монодисперсных препаратов, а результаты, полученные в опытах с полидисперсными ансамблями, сложны в интерпретации. Поэтому измерения были перенесены из оптического диапазона в более длинноволновую область электромагнитных волн. Длина волны электромагнитного излучения и размеры рассеивающих частиц были увеличены пропорционально, примерно в  $10^5$  раз. При этом излучение оказалось в области сверхвысоких частот (СВЧ) с  $\lambda \approx 3$  см, а размеры частиц увеличились до нескольких сантиметров. Используемый нами метод физического моделирования и экспериментальная установка подробно описаны в [3].



**Рис. 1.** Зависимость коэффициента направленного пропускания  $T$  от перекрытия  $\eta$  для слоя слабопоглощающих ( $K \approx 0.029 \text{ м}^{-1}$ ) кубических частиц с  $\rho$ : 1 — 1.6, 2 — 2.9, 3 — 3.6, 4 — 4.9, 5 — 5.8.

В качестве материала для изготовления слабопоглощающих модельных частиц выбран парафин, имеющий в трехсантиметровом СВЧ диапазоне магнитную проницаемость  $\mu = 1$ , показатель преломления  $n = 1.5$  и тангенс угла диэлектрических потерь  $\text{tg } \delta \approx 10^{-4}$  [4]. Это соответствует показателю поглощения материала  $K \approx 0.029 \text{ м}^{-1}$ . Пересчет  $\text{tg } \delta$  в  $K$  производился по формуле  $K = 4\pi\{\varepsilon[(1 + \text{tg}^2 \delta)^{1/2} - 1]/2\}^{1/2}/\lambda$  [5]. Для изготовления поглощающих частиц использовался искусственный диэлектрик парафин-уголь. Концентрация угля в смеси составляла 0.5% по весу. При этом показатель преломления смеси практически не изменялся, а  $\text{tg } \delta$  увеличился до 0.01 ( $K \approx 2.9 \text{ м}^{-1}$ ) [6]. Такие значения  $n$  и  $K$  материала модельной частицы на СВЧ соответствуют  $n$  и  $K$  монокристалла AgBr при  $\lambda = 430 \text{ нм}$  [7].

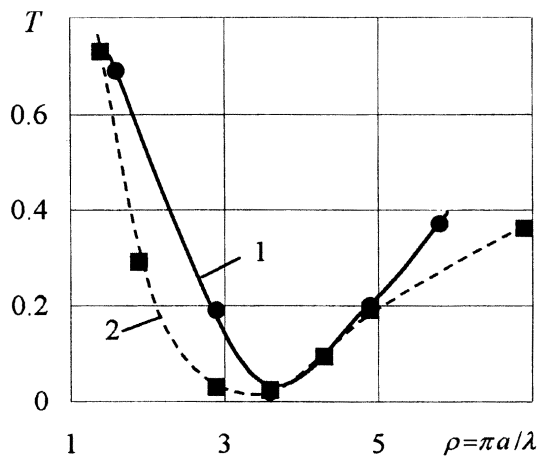
В опытах использованы модельные частицы кубической формы. Размеры ребра основания, выраженные в единицах параметра дифракции  $\rho = \pi a/\lambda$ , изменялись в интервале от 1.4 до 6.9. Модельные частицы в слое располагались случайным образом и имели произвольную ориентацию граней в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения. Верхние и нижние грани кубических частиц были параллельны. При плотной упаковке наличие соседних частиц при-



**Рис. 2.** Зависимость коэффициента направленного пропускания  $T$  от перекрытия  $\eta$  для слоя поглощающих ( $K \approx 2.9 \text{ м}^{-1}$ ) кубических частиц с  $\rho$ : 1 — 1.4, 2 — 1.9, 3 — 2.9, 4 — 3.6, 5 — 4.3, 6 — 4.9, 7 — 6.9.

водило к повышению упорядоченности в пространственной ориентации их граней. В пределе при  $\eta = 1$  кубические частицы ориентировались упорядоченно вплотную друг к другу и образовывали слой в виде единой плоскопараллельной пластины.

Результаты экспериментов в виде зависимостей  $T = f(\eta)$  для слоев слабопоглощающих частиц приведены на рис. 1, а для слоев поглощающих частиц — на рис. 2. Из рисунков видно, что для всех кривых с увеличением  $\eta$  пропускание  $T$  вначале падает, проходит через минимум, а затем возрастает. Возрастание  $T$  при увеличении  $\eta$  означает просветление слоя. Таким образом, для слоя частиц кубической формы обнаружен эффект просветления, теоретически рассчитанный для частиц сферической формы. Для слоев слабопоглощающих частиц минимум зависимости  $T = f(\eta)$  расположен в районе  $\eta_{\min} = 0.5$ . В предельном случае при  $\eta = 1$  пропускание возрастает до  $T = 0.78 \div 0.87$ . Поглощение излучения материалом частиц приводит к более быстрому падению пропускания слоя при малых  $\eta$ , уменьшает эффект просветления при больших  $\eta$  и размывает минимум зависимости  $T = f(\eta)$ . При  $\eta = 1$  пропускание  $T$  уменьшается с увеличением  $\rho$ , т.е. толщины слоя.



**Рис. 3.** Зависимость коэффициента направленного пропускания  $T$  в точке минимума функции  $T = f(\eta)$  от параметра дифракции  $\rho$  для слоев, кубических частиц: 1 — слабопоглощающих  $K \approx 0.029 \text{ m}^{-1}$ , 2 — поглощающих  $K \approx 2.9 \text{ m}^{-1}$ .

На рис. 3 представлены зависимости коэффициента направленного пропускания  $T_{\min}$  (значения  $T$  функции  $T = f(\eta)$  в точке минимума) от  $\rho$ , построенные по данным рис. 1 и 2. Из рис. 3 видно, что зависимость  $T_{\min} = f(\rho)$  для слабопоглощающих частиц (кривая 1) проходит через минимум при  $\rho \approx 3.6$ . В точке минимума  $T_{\min} = 0.02$  при  $\eta_{\min} = 0.44$ , что находится в удовлетворительном согласии с теоретическими представлениями [1,2]. Для поглощающих частиц (кривая 2) график зависимости  $T = f(\eta)$  расположен ниже соответствующей кривой для слабопоглощающих частиц.

Методом моделирования оптических явлений на СВЧ получены зависимости коэффициента направленного пропускания  $T$  от перекрытия  $\eta$  для однорядных слабопоглощающих и поглощающих слоев с размерами ребра  $a \sim \lambda$ . Обнаружен эффект просветления слоя при повышении плотности упаковки частиц, рассчитанный ранее для частиц сферической формы. Поглощение излучения материалом частиц уменьшает эффект просветления.

## Список литературы

- [1] *Иванов А.П., Лойко В.А.* Оптика фотографического слоя. Минск: Наука и техника, 1983. 304 с.
- [2] *Иванов А.П., Лойко В.А., Дик В.П.* Распространение света в плотноупакованных дисперсных средах. Минск: Наука и техника, 1988. 343 с.
- [3] *Вольхин И.Л., Коротаев Н.Н.* // ПТЭ. 1999. № 1. С. 80–82.
- [4] *Kelly J.M., Stepien J.O., Isbell D.E.* // J. Appl. Phys. 1953. V. 24. N 3. P. 258–262.
- [5] *Хиппель А.Р.* Диэлектрики и их применение. М.: Госэнергоиздат, 1959. 336 с.
- [6] *Вольхин И.Л., Коротаев Н.Н., Мейкляр П.В.* и др. // Вестн. Перм. ун-та. Физика. 1994. В. 2. С. 203–210.
- [7] *Джеймс Т.Х.* Теория фотографического процесса. Л.: Химия, 1980. 672 с.