

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 535.36 : 771.537

О. В. ДУБОВИК, В. А. ЛОЙКО
(Минск)

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ШУМА
МОНОСЛОЯ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

Шумовые характеристики слоя дисперсной среды в значительной степени определяются статистикой распределения частиц. В плотноупакованных дисперсных средах имеет место корреляция расположения неоднородностей и, как следствие, снижение уровня шума. Такая закономерность связана с появлением частичной упорядоченности в распределении рассеивателей в пространстве. Большинство известных моделей статистического описания шумовых свойств дисперсных слоев основаны на использовании распределения Пуассона для функции распределения числа частиц [1—6], справедливого для разреженных сред. При оценке шумовых свойств плотноупакованных слоев это распределение может в лучшем случае дать лишь некоторые ориентировочные данные. В рамках настоящего исследования использована функция распределения числа частиц, учитывающая корреляцию их расположения.

Проанализируем трансформацию отношения среднеквадратического отклонения коэффициента когерентного пропускания σ_T к среднему значению коэффициента когерентного пропускания \bar{T} (т. е. величины, обратной отношению сигнал/шум). Ограничимся случаем монослоя абсолютно твердых однородных сферических частиц. Учитывая интерференцию рассеянных волн, пренебрегая взаимным облучением частиц и используя результаты [7—10] в случае, когда площадь апертуры S заметно больше площади проекции неоднородности s , в рамках приближения однократного рассеяния получим

$$\frac{\sigma_T}{\bar{T}} = \frac{\sqrt{B_1 \frac{s}{S} + B_2 \left(\frac{s}{S}\right)^2 + B_3 \left(\frac{s}{S}\right)^3}}{B_4 + B_5 \frac{s}{S}} \quad (1)$$

Здесь

$$B_1 = Q^2(1 - QL\eta)^2 k_2; \quad B_2 = (Q^4 L^2 / 2) k_2^2 + Q^4 L^2 k_3 \eta - Q^3 L k_3; \quad B_3 = (Q^4 L^2 / 4) k_4;$$

$$B_4 = 1 - Q\eta + (L/2)(Q\eta)^2;$$

$$B_5 = \eta(1 - \beta\eta)^2 (Q^2 L / 2); \quad k_2 = \eta(1 - \beta\eta)^2; \quad k_3 = \eta(1 - 3\beta\eta)(1 - \beta\eta)^3;$$

$$k_4 = \eta(1 - \beta\eta)^4 [15\beta^2 \eta^2 - 10\beta\eta + 1]; \quad \beta = \eta^{-1} [1 - (1 - \eta)^{3/2} (1 + \eta)^{-1/2}]; \quad k_1 = \eta;$$

$s = \pi d^2 / 4$, d — диаметр частицы; Q — фактор эффективности ослабления частицы; $L = 4\pi x(0) \Lambda / Q \rho^2$, $x(0)$ — значение индикатриссы рассеяния при угле рассеяния $\gamma = 0^\circ$, $\Lambda = Q_p / Q$ — вероятность выживания фотона, Q_p — фактор эффективности рассеяния; $\rho = \pi d / \lambda$ — параметр дифракции, λ — длина волны излучения; η — коэффициент заполнения слоя, равный отношению площади проекции всех частиц к площади поверхности, на которой они распределены.

Из формулы (1) следует, что если комплексный показатель преломления вещества частиц $m = n - ik$, размер частиц и коэффициент заполнения слоя таковы, что параметр $QL < 1/\eta_{\max}$, где η_{\max} — максимальный коэффициент заполнения монослоя, то на кривой зависимости σ_T/\bar{T} от η имеет место плавный максимум. Если $QL \geq 1/\eta_{\max}$, то возможна такая ситуация, когда произведение $QL\eta = 1$. В этом случае первый член суммы под корнем исчезает и отношение σ_T/\bar{T} имеет резко выраженный экстремум, причем если $L = 1/2$, то реализуется максимум, а если $L \neq 1/2$, то минимум.

Значения η , при которых реализуется экстремум, имеют место при $\eta' = 1/LQ$, т. е. коэффициент заполнения слоя оказывается жестко связанным со свойствами частиц. Рассмотрим трансформацию параметра LQ на примере непоглощающих ($k = 0$) сферических частиц. Результаты таких расчетов, выполненные по формулам Мн, для сферических частиц приведены на рис. 1. Они позволяют наглядно представить значения ρ и n , при которых возможно создание дисперсного слоя с экстремальными значениями отношения сигнал/шум (ОСШ). Для монодисперсных

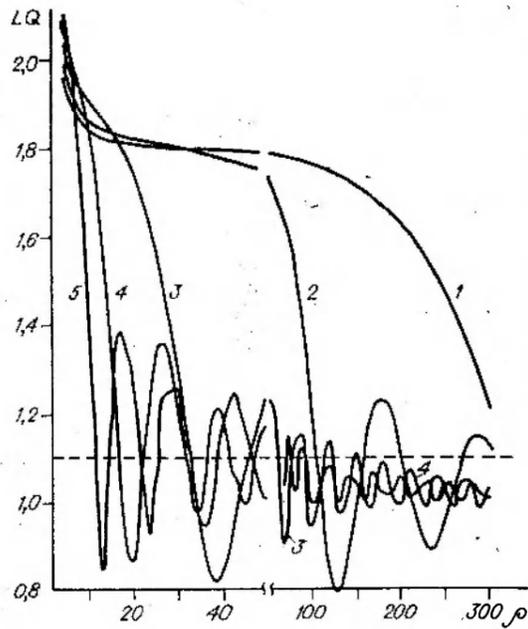


Рис. 1. Зависимость LQ от ρ :
 1 — $n = 1,01$; 2 — $1,03$; 3 — $1,1$; 4 —
 1,2; 5 — 1,3. Штриховая линия соот-
 ветствует значению $LQ = 1/0,907$

сферических частиц (или дисков) $\eta = 0,907$, поэтому для каждой линии на рисунке условие $QL\eta = 1$ имеет место лишь при таких значениях n и ρ , для которых $QL \geq 1/0,907$.

На рис. 2 представлены области значений n и ρ , при которых реализуются названные выше закономерности. Сплошные линии (из [11]) соответствуют условию $L = 1/2$. В заштрихованных областях $QL < 1$. Границы этих областей найдены из условия $QL\eta = 1$, т. е. значение $QL\eta = 1$ выполняется лишь при $\eta = 0,907$. Штриховые линии, представленные на рисунке, выделяют значения параметров n и ρ , при которых условие $QL\eta = 1$ реализуется для меньших значений коэффициента заполнения. Из рис. 2 видно, что при известных оптических постоянных ве-

щества частиц закономерности изменения функции σ_T/\bar{T} в зависимости от η с ростом размера частиц существенно трансформируются. Это связано с тем, что при вариации ρ изменяются параметры L и Q . Рассмотрим трансформацию σ_T/\bar{T} от ρ при заданном n . На рис. 3, а представлены результаты расчета такой зависимости при $\eta = \eta'$. С ростом ρ она проходит через максимумы в точках $\eta' = \eta_m$. В них для больших S/s значения $\sigma_T/\bar{T} = \sqrt{2}$. При η' , мало отличающихся от η_m , значение σ_T/\bar{T} в зависимости от размеров площади апертуры S может соответствовать максимуму или минимуму зависимости $\sigma_T(\eta)/\bar{T}$. В частности, как следует из формулы (1), при выполнении неравенства

$$S \gg Q(1 - \eta')^3(2 - Q\eta')^{-1}(1 + \eta')^{-1} \quad (2)$$

всегда имеет место минимум, а при обратном неравенстве — максимум.

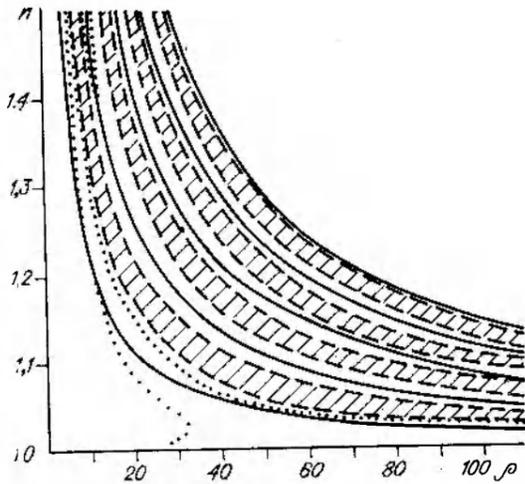
Если η' значительно отличается от η_m , то значение $\sigma_T(\eta')/\bar{T}$ соответствует минимуму функции $\sigma_T(\eta)/\bar{T}$. Значения η' , при которых имеет место экстремум зависимости $\sigma_T(\eta)/\bar{T}$, приведены на рис. 3, б. Очевидно, что для $\rho > 5$ величины $\eta' \geq 0,5$.

Характер изменения σ_T/\bar{T} от η при разных S/s для значений оптических постоянных и размера частиц, при которых для σ_T/\bar{T} реализуется максимум, можно видеть из рис. 4. С ростом апертуры S для всех η величина σ_T/\bar{T} уменьшается, причем экстремум зависимости $\sigma_T(\eta)/\bar{T}$ становится выраженным все более отчетливо. Значение σ_T/\bar{T} при $\eta = \eta'$ с ростом S стремится к $\sqrt{2}$.

Результаты численных расчетов данной работы, иллюстрирующие наличие особенностей в величине ОСШ дисперсных сред, выполнены для слоев из однород-

Рис. 2. Значения n , ρ , соответствующие различным типам зависимости σ_T/\bar{T} от η ; $S/s \rightarrow \infty$.

Сплошные линии выделяют значения n и ρ , когда при $\eta = \eta'$ имеет место резко выраженный максимум; заштрихованные области соответствуют значениям n и ρ , в которых таковой экстремум отсутствует; пунктирные линии выделяют значения n и ρ при η' , равных 0,71 (1) и 0,55 (2)



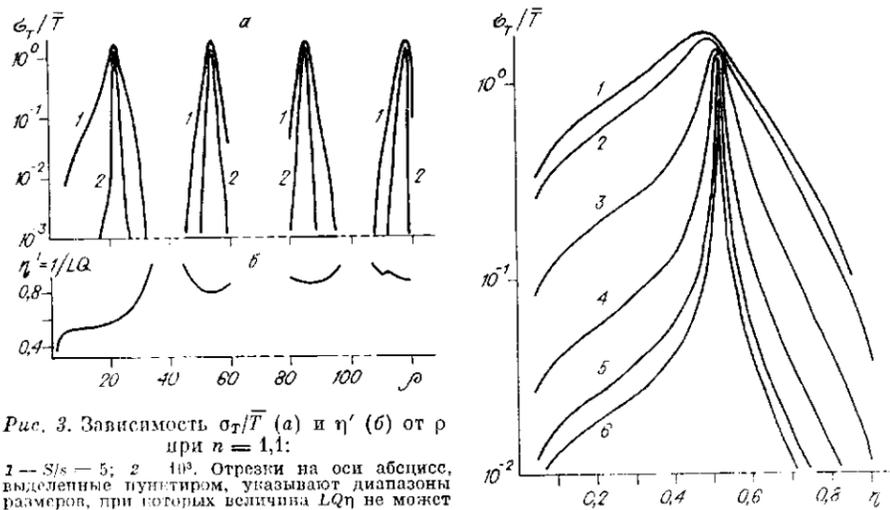


Рис. 3. Зависимость σ_T/\bar{T} (а) и η' (б) от ρ при $n = 1,1$:

1 — $S/s = 5$; 2 — 10^3 . Отрезки на оси абсцисс, выделенные пунктиром, указывают диапазоны размеров, при которых величина $LQ\eta$ не может быть равна единице

Рис. 4. Зависимость σ_T/\bar{T} от η при $n = 1,3$; $\rho = 7$ ($Q = 3,85$; $L = 0,5$):
1 — $S/s = 5$; 2 — 10 ; 3 — 10^2 ; 4 — 10^3 ; 5 — $5 \cdot 10^3$; 6 — 10^4

ных монодисперсных сферических неоглощающих частиц. Они позволяют представить характер трансформации ОСП в зависимости от апертуры считывания, оптических свойств и концентрации неоднородностей. Наличие поглощения, полидисперсности, неоднородности структуры частиц и других факторов приводит к усложнению расчетов параметров Q и L , входящих в формулу (1). Однако если свойства частиц таковы, что возможно выполнение условия $QL\eta = 1$, то характер описанных закономерностей сохраняется.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. О'Нейл. Введение в статистическую оптику.— М.: Мир, 1966.
2. Иванов А. П., Лойко В. А. Оптика фотографического слоя.— Минск: Наука и техника, 1983.
3. Иванов А. П., Предко К. Г. Оптика люминесцентного экрана.— Минск: Наука и техника, 1984.
4. Danty I. C., Shaw R. Density and granularity of clustered distributions of monosized opaque dots // JOSA.— 1982.— 72, N 5.— P. 662.
5. Фризер Х. Воспроизведение фотографического изображения.— М.: Мир, 1978.
6. Вендровский К. В., Вейцман А. И. Фотографическая структурометрия.— М.: Искусство, 1982.
7. Domb C. Statistics of correlated events // Phil. Mag. (7).— 1950.— 41, N 321.— P. 969.
8. Коке Д., Смит В. Теория восстановления.— М.: Сов. радио, 1967.
9. Twersky V. Electromagnetic scattering. In multiple scattering of waves by periodic and by random distributions/Ed. P. L. E. Uslenghi.— N. Y.: Academ. Press, 1978.
10. Twersky V. Transparency of pair-correlated random distributions of small scatterers with applications to the cornea // JOSA.— 1975.— 65, N 5.— P. 524.
11. Дик В. П., Иванов А. П., Лойко В. А. Особенности ослабления излучения моно-слоем дискретных рассеивателей // Журн. прикл. спектроскопии.— 1987.— 47, № 3.

Поступило в редакцию 18 февраля 1988 г.

УДК 681.31.001.8

И. Е. ЛОБОВ, В. Е. МЕЖОВ, Ю. А. ЧЕВЫЧЕЛОВ
(Воронеж)

ПОДГОТОВКА ИСХОДНЫХ ДАННЫХ В ПОДСИСТЕМЕ ФУНКЦИОНАЛЬНО-ЛОГИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Анализ процесса функционально-логического проектирования цифровых схем показывает, что этап подготовки исходных данных является узловым моментом, который во многом определяет качество проектирования. Удобство подготовки и

© 1990 Лобов И. Е., Межов В. Е., Чевычелов Ю. А.