ЛИТЕРАТУРА

1. **Rhodes W. T.** Incoherent spatial filtering.— Opt. Eng., 1980, v. 3, N 3, p. 323—330.
2. **Иванченков В. П., Посконный Г. И.** Спектральный анализ сигналов в оптико-электронных системах с пространственно-некогерентным источником излучения.— Автометрия, 1983, № 2, с. 52—57.
3. **Потатуркин О. И., Хоцкин В. И.** Голографический метод обработки изображений в пространственно-некогерентном монохроматическом свете.— В кн.: Оптическая обработка информации. Л.: ФТИ, 1979, с. 61—66.
4. **Nazarathy M., Shamir J.** Fourier optics described by operator algebra.— JOSA, 1980, v. 70, N 2, p. 150—159.
5. **Вандер Люгт.** Когерентная обработка информации.— ТИИЭР, 1977, т. 62, № 10, с. 5—28.
6. **Bonnet G.** Coherence partielle polychromatique: filtrage spatiotemporel et transformation de Fourier.— Nouvell Revue d'Optique Appliquec, 1976, t. 7, N 4, p. 235—258.
7. **Папулис А.** Теория систем и преобразований в оптике.— М.: Мир, 1971.
8. **Гудмен Дж.** Введение в фурье-оптику.— М.: Мир, 1970.
9. **Ахманов С. А., Дьячков Ю. Е., Чиркин А. С.** Введение в статистическую радиофизику и оптику.— М.: Наука, 1981.

Поступила в редакцию 13 сентября 1984 г.

УДК 535.36 : 535.33

В. Н. НАРВЕР, В. С. СКОБЛО

(Ленинград)

ОЦЕНКА МОЩНОСТИ СВЕТОВОГО СИГНАЛА, РАССЕЯННОГО СФЕРИЧЕСКОЙ ЧАСТИЦЕЙ ОТ ДВУХ КОГЕРЕНТНЫХ ПУЧКОВ, В МАЛОУГЛОВОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Как известно, индикатриса рассеяния сферического объекта, сравнимого с длиной волны λ падающего поля, описывается медленно сходящимися рядами, полученными в теории Ми [1]. Эффективное суммирование таких рядов возможно либо в случае малых по сравнению с λ частиц (рассеяние Рэлея [2]), либо в случае больших «оптически мягких» частиц [3, 4]. Кусочно-линейная аппроксимация табличных значений индикатрис с последующим двойным интегрированием (для расчета принимаемой мощности сигнала) [5] требует больших ресурсов ЭВМ, не обеспечивая в то же время высокой точности.

В работе рассмотрена предложенная авторами аналитическая аппроксимация индикатрисы рассеяния сферической частицы с размерами, соизмеримыми с длиной волны, позволившая получить аналитические выражения для рассеянной мощности.

Пусть на сферическую частицу О радиусом a с относительным показателем преломления m_0 падают под углами θ и $-\theta$ к оси визирования z два гауссовых световых пучка *1* и *2* (рис. 1). Введем обозначения: ρ_i — радиус i-го пучка на уровне e^{-1} по интенсивности; j_i — интенсивность i-го пучка $(i=1,\ 2)$; λ — длина световой волны. Рассеянный свет принимается в угле 2β, биссектриса которого составляет угол φ с осью z.

В случае симметрии системы, изображенной на рис. 1 (т. е. $\varphi=0$ — рассеяние «вперед» или $\varphi=\pi$ — рассеяние «назад»), мощность, рассеянная в угол 2β, охватываемый приемной оптикой, будет равна

$$P=G(|U_1|^2+|U_2|^2)(1+\mathrm{M}f), \qquad (1)$$

где $G=G_i=\int\limits_{s_0}\int I_i\,ds_0$; I_i — индикатриса рассеяния частицы О при паде-

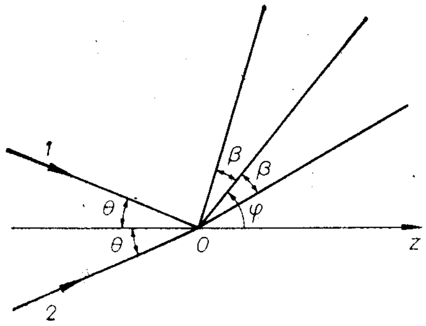

Рис. 1.

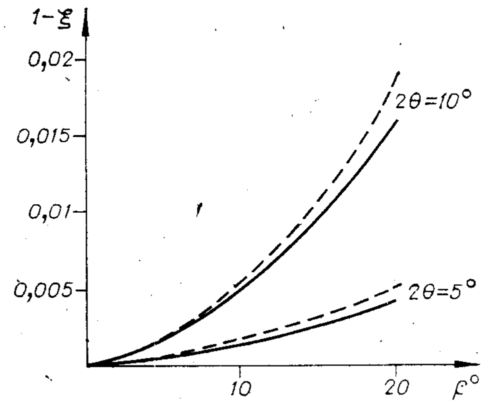

Рис. 2.

нии на нее поля U_i i-го пучка; M — глубина модуляции принимаемого сигнала:

$$M=[2|U_1||U_2|/(|U_1|^2+|U_2|^2)](G_3/G);$$

f — функция, зависящая от положения рассеивателя и угла между пучками; s_0 — поверхность приемной оптики; $G_3=\iint\limits_{s_0}\sqrt{I_1I_2}\,ds_0$.

Согласно [1], индикатриса рассеяния естественного света может быть представлена в виде

$$I_i=j_i\alpha_1(x_i)/(2k^2r^2). \qquad (2)$$

Здесь r — расстояние от точки наблюдения до центра частицы; $k=2\pi/\lambda$; x_i — угол, отсчитываемый от направления падения i-го пучка; α_1 — функция, табулированная в [6]; α_1 является функцией параметров частицы: $\alpha_1(x_i)=\alpha_1(x_i,m_0,\rho)$, где $\rho=ka$.

В случае падения на частицу поляризованного света для $\varphi=0$ и $\varphi=\pi$ при $x_i\leqslant\beta\ll 1$ индикатриса приближенно также может быть описана выражением (2), что подтверждается и расчетами, проведенными в [5] для капель воды в воздухе ($m_0=1{,}33$).

Для частиц с размерами $a\leqslant 0{,}6$ мкм, преобладающих, например, в морской минеральной взвеси [7], $\rho<6$ ($\lambda=0{,}63$ мкм) и $x_i<12°$ разрядка α_1 описывается функцией вида

$$\alpha_1(x)=\alpha_1(\varphi)\cos^{2n}x. \qquad (3)$$

Здесь $\varphi=0$ или $\varphi=\pi$. Отметим, что при малых ρ выражение (3) переходит в известное решение Рэлея для малых частиц: $\lim n(\rho)=1$.

Для $\rho\leqslant 5{,}5$ и $x_i\leqslant 20°$ (3) дает относительную погрешность, не превосходящую 0,3%. В таблице приведены использовавшиеся в расчетах значения $\alpha_1(\varphi)$ и n при $\varphi=\pi$ и $m_0=1{,}15$ (минеральная взвесь в морской воде).

Выберем в качестве области интегрирования в (1) часть поверхности единичной сферы с центром в O, заключенную внутри телесного угла 2β. Полагая $j_1=j_2=j_0$, $\sigma_1=\sigma_2=\sigma_0$ и учитывая (3), получаем для мощности рассеянного света, собираемого приемной апертурой:

$$P=j_0[\lambda^2/(4\pi)]\alpha_1(\varphi)S(1+m\xi f). \qquad (4)$$

Здесь

$$T=\frac{1}{2\pi}\int\limits_0^\beta dx\int\limits_0^\pi \sin x(\cos\theta\cos x+\sin\theta\sin x\sin y)^2\,dy;$$

$$S=\frac{1}{2\pi}\int\limits_0^\beta dx\int\limits_0^\pi \sin x(\cos^2\theta\cos^2 x-\sin^2\theta\sin^2 x\sin^2 y)^n\,dy;$$

$m=2|U_1||U_2|/(|U_1|^2+|U_2|^2)$ — коэффициент, учитывающий влияние на

ρ	$\alpha_1(\pi)$	$2n$	ρ	$\alpha_1(\pi)$	$2n$	ρ	$\alpha_1(\pi)$	$2n$
0,5	$2{,}481\cdot10^{-4}$	0,88	3,0	$1{,}294\cdot10^{-1}$	—0,11	4,5	$1{,}504\cdot10^{-1}$	—0,68
1,0	$2{,}778\cdot10^{-3}$	0,55	3,5	$5{,}257\cdot10^{-2}$	10,22	5,0	$3{,}301\cdot10^{-1}$	13,80
2,0	$2{,}716\cdot10^{-3}$	—1,60	4,0	$3{,}955\cdot10^{-1}$	3,88	5,5	$5{,}166\cdot10^{-1}$	2,00

глубину модуляции M неидентичности параметров пучков; $\xi = G_3/G = T/S$ — коэффициент, учитывающий влияние на M параметров светорассеивающей частицы и приемной оптики.

Переходя к относительной мощности $P_{\text{отн}} = P/P_0$, где P_0 — мощность падающего поля: $P_0 = j_0\pi\sigma_0^2$, имеем

$$P_{\text{отн}} = [1/(k\sigma_0)^2]\alpha_1(\varphi)S(1+m\xi f). \quad (5)$$

Введем обозначения: $\varepsilon = n\sin^2\theta$, $a_n = (1-\cos^n\beta)/n$. Как следует из таблицы, $\varepsilon \ll 1$ для $\rho \leqslant 5{,}5$ и $\theta \ll 1$. Ограничиваясь первым порядком в разложении по малому параметру ε, находим

$$T = a_{2n+1} - \varepsilon t; \quad S = a_{2n+1} - \varepsilon s. \quad (6)$$

Здесь $t = (a_{2n+1} + a_{2n-1})/2$; $s = [(2n+1)a_{2n+1} - (2n-1)a_{2n-1}]/2$.

Отметим также, что a_{2n+1} — член, соответствующий случаю $\theta = 0$ и приводящий при $n = 0$ к закону Ламберта.

Для оценки точности приближенного выражения (6) были проведены расчеты для капли воды в воздухе: $m_0 = 1{,}33$, $\rho = 5$, $\varphi = 0$ (пунктирная кривая), которые сравнивались с результатами соответствующих расчетов по точным формулам [5] (сплошная кривая). Результаты такого сравнения приведены на рис. 2. Видно, что достаточно уже одного члена в асимптотическом разложении (6), чтобы получить удовлетворительную точность расчета ξ.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Шифрин К. С.** Рассеяние света в мутной среде.— М.: Гостехиздат, 1951.
2. **Ван де Хюлст Г.** Рассеяние света малыми частицами: Пер. с англ.— М.: ИЛ, 1961.
3. **Дейрменджан Д.** Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами: Пер. с англ.— М.: Мир, 1971.
4. **Гембом Л. Я., Каменев И. В., Кудрявцев М. В.** Особенности рассеяния двух пересекающихся пучков когерентного света на биологической клетке.— Автометрия, 1979, № 2, с. 51.
5. **Адамов Т. А.** Расчет составляющих полезного сигнала дифференциальной схемы ЛДИСа.— Труды ЦАГИ, 1976, вып. 1755, с. 61.
6. **Шифрин К. С., Салганик И. Н.** Таблицы по светорассеянию.— Л.: Гидрометеоиздат, 1973, т. V.
7. **Иванов А. П.** Физические основы гидрооптики.— Минск: Наука и техника, 1975.

Поступила в редакцию 30 марта 1984 г.

УДК 621.378 : 658.562

В. А. ХАНДОГИН

(Новосибирск)

ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ ПОЛЕЙ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ МЕТОДОМ СПЕКЛ-ФОТОГРАФИИ

В настоящее время в экспериментальной механике находит широкое применение способ спекл-фотографии [1, 2]. В статье представлены результаты исследований его метрологических характеристик на примере широко применяемой схемы, позволяющей проводить измерения плоских