

В. В. Веретенников

ВЛИЯНИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ И ПРОСТРАНСТВЕННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ДИСПЕРСНОЙ СРЕДЫ НА ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИ МНОГОКРАТНОМ РАССЕЯНИИ В МАЛОУГЛОВОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

В приближении метода малых углов численно исследованы основные закономерности поведения ОПФ и ФРТ рассеивающего слоя, обусловленные изменением его положения, оптической и геометрической толщины. Особенностью метода решения является представление трансформанты Фурье малоугловой индикатрисы рассеяния в виде автокорреляционной функции тени частиц, что позволило установить связь оптических характеристик среды с ее дисперсным составом.

1. Введение

В связи с проблемой зондирования плотных аэрозольных образований в настоящее время большое внимание уделяется решению обратных задач оптики дисперсных сред в условиях многократного рассеяния света. Эффективность решения таких задач в значительной степени зависит от структуры и объема измерительной информации, схемы и условий проведения экспериментов. Одно из перспективных направлений в данной области основано на малоугловом приближении теории переноса излучения. В [1] это приближение было использовано при разработке алгоритмов восстановления дисперсного состава рассеивающих сред по данным об угловом распределении многократно рассеянной плоской волны.

Применение узких лазерных пучков для задач зондирования определило интерес к изучению пространственного распределения освещенности в поперечном сечении пучка в зависимости от оптической плотности и микроструктурных параметров рассеивающей среды. В определении освещенности, создаваемой световым полем, фундаментальную роль играет функция рассеяния точки (ФРТ) [2,3].

Целью настоящей статьи является исследование основных закономерностей поведения ФРТ и ее трансформанты Фурье – оптической передаточной функции (ОПФ) – в малоугловом приближении в зависимости от дисперсной структуры среды, характеризуемой функцией распределения частиц по размерам и полем концентрации частиц, однозначно связанным с пространственным распределением коэффициента ослабления. Указанные вопросы не получили достаточного отражения в работах, посвященных анализу ФТР в рассеивающих средах, поскольку в них, как правило, рассматриваются решения УПИ, не содержащие в явном виде зависимостей от дисперсных характеристик среды. Это относится прежде всего к представлению индикатрисы рассеяния среды, которая в малоугловом приближении обычно аппроксимируется быстро спадающей экспоненциальной функцией $a^2 \exp(-a\theta)$ [4], гауссовой функцией $a \exp(-a\theta^2)$ [5] либо функцией $a\theta^{-1} \exp(-a\theta)$ [2], где θ – угол рассеяния.

Полученные в статье результаты могут быть полезны при планировании экспериментов и оценке информативности обратных задач по восстановлению макро- и микроструктурных параметров дисперсных сред при многократном рассеянии света.

Данная задача представляет также интерес в связи с проблемами передачи оптических сигналов через плотные рассеивающие среды и оценкой влияния структурных свойств среды на параметры передаваемых сигналов (оптическая связь, перенос изображения в мутных средах).

2. Исходные соотношения

При решении поставленной задачи будем исходить из представления трансформанты Фурье малоугловой индикатрисы рассеяния в виде средней по размерам автокорреляционной функции тени частиц [6]:

$$\varphi(\rho) = \int_{\rho/2}^R G(\rho/2r) f(r) dr, \quad 0 \leq \rho \leq 2R, \quad (1)$$

где $f(r) = s(r) / S$; $s(r) = \pi r^2 n(r)$; $n(r)$ – функция распределения счетной концентрации частиц по размерам; $S = \int_0^R s(r) dr$ – суммарное геометрическое сечение частиц в единичном объеме рассеивающей среды; $G(\rho/2r)$ – коэффициент автокорреляции тени сферической частицы радиуса r ,

$$G(t) = \begin{cases} 2\pi^{-1} [\arccos(t) - t(1-t^2)^{1/2}], & t \leq 1, \\ 0, & t > 1. \end{cases} \quad (2)$$

Выражение (1) соответствует приближению дифракции Фраунгофера при замене ансамбля частиц системой независимых непрозрачных плоских экранов, что допустимо при условии $kr|m-1| \gg 1$, где m – комплексный показатель преломления частиц; $k = 2\pi/\lambda$; λ – длина волны.

Предположим, что направление падающего на среду излучения совпадает с положительным направлением оси OZ , а объемные коэффициенты ослабления $\varepsilon(z)$ и рассеяния $\sigma(z)$ являются функциями только одной координаты z . Тогда с учетом того, что при рассеянии на больших частицах ($r \gg \lambda$) выполняются соотношения $\varepsilon = 2S$, $\sigma = S$, ОПФ среды $F(v)$ в малоугловом приближении выражается непосредственно через геометрические параметры частиц в виде [7]

$$F(v) = \exp \{ -\tau(z) + g(v) \}, \quad (3)$$

где

$$\tau(z) = \int_0^z \varepsilon(t) dt; \quad (4)$$

$$g(v) = \int_0^z S(z-t) \varphi(v t/k) dt; \quad (5)$$

v – пространственная частота; τ – оптическая толщина среды на интервале $[0, z]$. ФРТ среды $E(r)$ есть преобразование Ганкеля от функции $F(v)$ (3):

$$E(r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty v J_0(vr) F(v) dv. \quad (6)$$

Помимо ФРТ $E(r)$, описывающей пространственное распределение освещенности в плоскости $z = \text{const}$, будем также рассматривать величину потока излучения $P(r)$, проходящего через круговую площадку с центром на оси OZ , расположенную перпендикулярно к направлению распространения падающего излучения,

$$P(r) = r \int_0^\infty J_1(rv) F(v) dv. \quad (7)$$

ФРТ среды $E(r)$ выражается через производную от $P(r)$

$$E(r) = dP(r) / 2\pi r dr. \quad (8)$$

Рассматриваемые оптические характеристики среды $F(v)$, $E(r)$ и $P(r)$ можно представить в виде суммы компонент, соответствующих прямо прошедшему ослабленному (0) и рассеянному (sc) излучению:

$$F(v) = F_0 + F_{sc}(v), \quad (9)$$

$$E(r) = F_0(r) + F_{sc}(r), \quad (10)$$

$$P(r) = P_0(r) + P_{sc}(r), \quad (11)$$

где

$$F_0 = F_0 = e^{-\tau}; \quad (12)$$

$$F_{sc}(v) = \exp\{-\tau + g(v)\} - \exp(-\tau). \quad (13)$$

Для прямо прошедшего излучения $E_0(r) = \delta(r)e^{-\tau}$, а функции $E_{sc}(r)$ и $P_{sc}(r)$ определяются выражениями, аналогичными (6) и (7) с заменой $F(v)$ на $F_{sc}(v)$, причем всюду, кроме точки $r = 0$, $E_{sc}(r) = E(r)$. При $r \rightarrow \infty$ формула (11) переходит в соотношение для интегральных потоков через плоскость $z = \text{const}$

$$B(\tau) = B_0 + B_{sc} = \exp(-\tau/2),$$

$$B_0(\tau) = e^{-\tau}, \quad B_{sc}(\tau) = \exp(-\tau/2) - \exp(-\tau). \quad (14)$$

3. Качественный анализ оптических характеристик

Если излучение распространяется в монодисперсных средах, то ОПФ и ФРТ для двух сред с различными радиусами частиц R_1 и R_2 будут удовлетворять соотношениям подобия:

$$F_2(v) = F_1(v/q), \quad E_2(r) = q^2 E_1(qr), \quad (15)$$

где $q = R_2/R_1$. Соотношения (15) могут быть обобщены на полидисперсные ансамбли частиц, имеющие подобные функции распределения $f(\eta)$ по относительному размеру $\eta = r/R_e$, с заменой R на эффективный радиус R_e , в качестве которого можно принять, например, средний, среднеквадратический радиус и т.п.

Из свойства монотонности функции $F(v)$ и соотношения (15) следует, что $F_2(v) > F_1(v)$ при $R_{e2} > R_{e1}$, т.е. с увеличением эффективного размера рассеивателей происходит уширение ОПФ среды. В приосевой области, где функция $E(r)$ монотонно убывает, при $R_{e2} > R_{e1}$ выполняется неравенство

$$\frac{E_{sc,2}(r)}{E_{sc,2}(0)} < \frac{E_{sc,1}(r)}{E_{sc,1}(0)}, \quad (16)$$

показывающее, что с ростом эффективного размера рассеивателей поперечный масштаб светового пучка будет уменьшаться.

Исходя из свойств функции $G(t)$ (2) и неотрицательности коэффициента ослабления $\varepsilon(z)$, можно показать для функции $g(v)$ (5), что

$$0 \leq g(v) \leq \tau/2, \quad g'(v) \leq 0, \quad g''(v) \geq 0, \quad (17)$$

откуда следуют аналогичные свойства ОПФ $F(v)$ (3) среды

$$0 < F(v) \leq F(0), \quad F'(v) \leq 0, \quad F''(v) \geq 0, \quad (18)$$

где $F(0) = B(\tau)$ определяет полный поток излучения через плоскость $z = \text{const}$. Причем если дополнительно предположить, что рассеивающий слой находится на расстоянии H от точки наблюдения, то $g(v) = 0$ и, следовательно, $F_{sc}(v) = 0$ при $v > v_{max} = 2kR/H$. Таким образом, ОПФ среды $F(v)$ в малоугловом приближении есть ограниченная монотонно убывающая и выпуклая вниз функция.

О широте функции $F_{sc}(v)$ можно судить по положению точки пересечения с осью абсцисс касательной к $F_{sc}(v)$ в нуле, которая определяется из соотношения

$$v^* = \mu/|g'(0)|. \quad (19)$$

Величина v^* также определяет частоту, на которой ОПФ $F_{sc}(v)$ убывает в e раз по отношению к максимальному значению в случае экспоненциальной аппроксимации $F_{sc}(v)$:

$$F_{sc}(v) = F_{sc}(0) \exp(-v/v^*). \quad (20)$$

Коэффициент μ характеризует долю рассеянной радиации в суммарном потоке и монотонно возрастает от 0 до 1 в зависимости от оптической толщины τ :

$$\mu(\tau) = B_{sc}/B = 1 - \exp(-\tau/2), \quad (21)$$

где B, B_{sc} и определяется из (14). Величина $g'(0)$ согласно [7] равна

$$|g'(0)| = \frac{L\tau}{\pi k R_e}, \quad (22)$$

где L – расстояние от точки наблюдения до <центра тяжести> рассеивающего слоя ($L = z/2$ при $\varepsilon = \text{const}$), а R_e – эффективный размер рассеивателей, определяемый по формуле

$$R_e = \left[\int_0^R f(r) r^{-1} dr \right]^{-1}. \quad (23)$$

Из (19) – (23) окончательно получим следующую оценку частоты v^* :

$$v^* = v_1 \omega(\tau), \quad (24)$$

где

$$v_1 = \frac{\pi k R_e}{2L}. \quad (25)$$

Величина v_1 характеризует ширину ОПФ среды $F_{sc}(v)$ в приближении однократного рассеяния, а множитель

$$\omega(\tau) = \frac{1 - \exp(-\tau/2)}{\tau/2} \quad (26)$$

есть монотонно убывающая функция с областью изменения $0 < \omega(\tau) \leq 1$, причем $\omega(\tau) \rightarrow 1$ и $v^* \rightarrow v_1$ при $\tau \rightarrow 0$. Функция $\omega(\tau)$ описывает влияние многократного рассеяния на ширину частотного спектра $F_{sc}(v)$. Таким образом, как видно из (24)–(26), ширина ОПФ $F_{sc}(v)$ монотонно уменьшается с ростом оптической плотности среды. Частота v^* пропорциональна эффективному размеру частиц R_e (23) и убывает с ростом дальности до слоя L .

В качестве примера в табл. 1 представлены значения v^* , полученные по формуле (19) с численной оценкой производной функции $g(v)$ (5) в нуле для длины волны $\lambda = 0,55$ мкм при различном положении рассеивающего слоя, который моделировался гауссовой кривой со средним значением z_m и дисперсией σ^2 при фиксированных значениях параметров среды: $R_e = 10$ мкм, $\tau = 1$ и $\sigma = 0,5$ км.

Таблица 1

$z_m, \text{ км}$	$v^*, \text{ км}^{-1}$	$r^*, \text{ км}$	
		$\varepsilon = 0,1$	$\varepsilon = 0,2$
2	17,6	0,565	0,278
5	28,36	0,351	0,173
8	70,96	0,140	0,069

Пространственную протяженность ФРТ $E(r)$ можно характеризовать радиусом площадки r^* , на которую попадает заданная часть рассеянного светового потока $(1 - \varepsilon)$:

$$\frac{P_{sc}(r^*)}{B_{sc}} \equiv \frac{2\pi}{F_{sc}(0)} \int_0^{r^*} F_{sc}(r) r dr = (1 - \varepsilon). \quad (27)$$

При экспоненциальной аппроксимации ОПФ $F_{sc}(v)$ (20) решение r^* уравнения (27) имеет вид $r^* = 1/v^*(1/\varepsilon^2 - 1)^{1/2}$, (28)

где v^* находится из (19). Для вышерассмотренного примера оценки r^* ширины ФРТ $E(r)$ по формуле (28) при $\varepsilon = 0,1$ и $0,2$ приведены в табл. 1.

4. Результаты численного моделирования

В численных экспериментах рассеивающий слой на трассе длиной $z = 10$ км моделировался нормальным распределением со средним значением $2 \leq z_m \leq 8$ км, дисперсией σ^2 ($0,1 \leq \sigma \leq 1$) и оптической толщиной $1 \leq \tau \leq 8$. Зависимости, рассматриваемые ниже, получены для длины волны $\lambda = 0,55$ мкм и эффективного размера частиц $R_e = 10$ мкм. Переход к аналогичным зависимостям для других длин волн и эффективных размеров частиц осуществляется в соответствии с преобразованиями подобия по формулам (15).

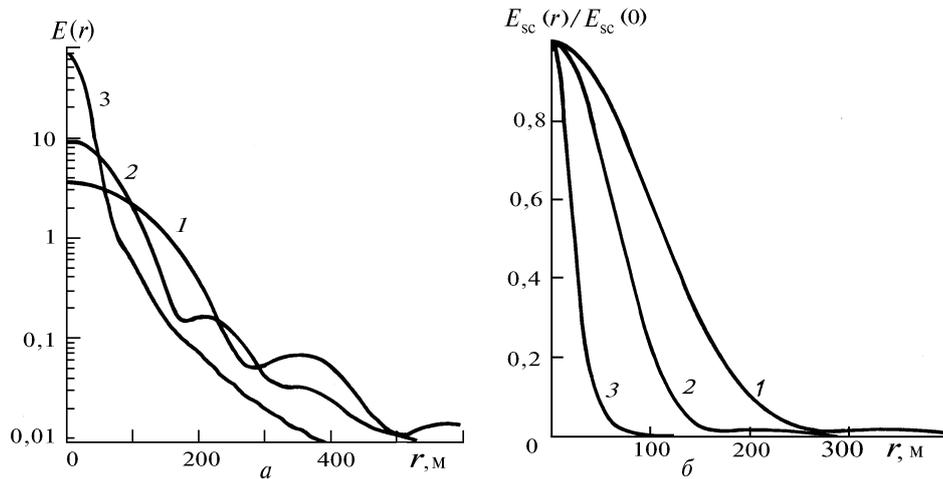


Рис. 1. Распределение освещенности $E(r)$ (а) и отношения $E_{sc}(r)/E_{sc}(0)$ (б) в плоскости $z = 10$ км при различном положении рассеивающего слоя и постоянных значениях его геометрической ширины ($\sigma = 0,5$ км) и оптической толщины ($\tau = 1$): 1 - $z_m = 2$ км; 2 - $z_m = 5$ км; 3 - $z_m = 8$ км

На рис.1, а изображены зависимости ФРТ $E(r)$, полученные при различных положениях рассеивающего слоя, определяемых различными значениями z_m , и фиксированных значениях параметров τ и σ . Из рис.1, а видно, что на поведение функции $E(r)$ значительное влияние оказывает пространственная структура профиля коэффициента ослабления $\varepsilon(z)$. Как следует из рис. 1, б, на котором представлены нормированные зависимости $E_{sc}(r)/E_{sc}(0)$, по мере удаления рассеивающего слоя от точки наблюдения (т.е. при уменьшении z_m) происходит пространственное перераспределение светового потока по возрастающей площади. Поскольку при этом полный поток в поперечном сечении $B(\tau)$ (14) остается неизменным, то уширение пучка влечет за собой уменьшение освещенности в приосевой области (см. рис.1, а).

Семейству зависимостей ФРТ $E(r)$, представленных на рис. 1, а, б, соответствуют результаты расчета нормированных потоков рассеянной радиации $P_{sc}(r)/B_{sc}$, приведенные на рис. 2. Как видно из рис.2 и табл. 1, размеры поперечного сечения пучка, в пределах которого распространяется определенная доля рассеянной световой энергии, вполне удовлетворительно согласуются с оценками r^* по формулам (27), (28).

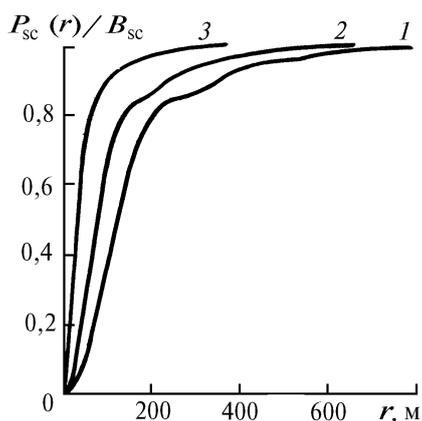


Рис. 2. Поток рассеянного излучения $P_{sc}(r)$, проходящий через круговую площадку радиуса r , относенный к полному рассеянию потока B_{sc} , при различном положении слоя: 1 – $z_m = 2$ км; 2 – $z_m = 5$ км; 3 – $z_m = 8$ км. Остальные параметры слоя те же, что и на рис. 1

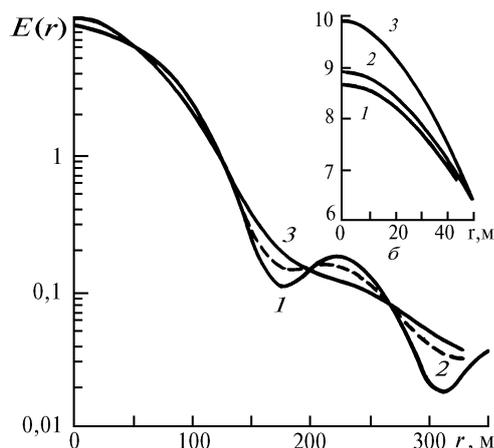


Рис. 3. Распределение освещенности $E(r)$ при различной геометрической ширине слоя и фиксированном положении его центра ($z_m = 5$ км; $\tau = 1$): 1 – $\sigma = 0,1$; 2 – $\sigma = 0,5$; 3 – $\sigma = 1$ км

Рис. 3 иллюстрирует влияние ширины рассеивающего слоя при фиксированном положении его центра на поведение ФРТ $E(r)$. Кривым 1 – 3 на рис. 3 соответствуют значения параметра $\sigma = 0,1; 0,5$ и $1,0$ км при $z_m = 5$ км. Функции $E(r)$, изображенные на рис. 3, имеют одинаковую эффективную ширину, а характерные различия проявляются в приосевой области (см. рис. 3, б) и на периферии пучка. Увеличение освещенности в центре пучка с ростом ширины слоя в рассматриваемом случае связано с возрастанием граничной частоты ν_{max} , при которой ОПФ $F_{sc}(\nu)$ обращается в нуль, а также со свойствами монотонности и выпуклости функции $F_{sc}(\nu)$. Величина частоты ν_{max} обратно пропорциональна расстоянию H от точки наблюдения до ближней границы слоя, которая смещается к точке наблюдения при увеличении ширины слоя.

Зависимость ФРТ $E(r)$ на периферии пучка (см. рис. 3, б) содержит периодические осцилляции, которые сглаживаются с ростом геометрической протяженности слоя. Эти колебания обусловлены индикатрисным эффектом, суть которого состоит в следующем. Используя разложение экспоненты $\exp g(\nu)$ в степенной ряд и ограничиваясь линейным членом, а также учитывая связь между функцией корреляции тени $\phi(\rho)$ и малоугловой индикатрисой рассеяния $x(\theta)$ [1], в приближении однократного рассеяния получим выражения для ОПФ $F_1(\nu) = e^{-S} g(\nu)$ и ФТР среды

$$E_1(r) = \frac{1}{4\pi} e^{-\tau} \int_0^z \sigma(z-t) x(r/t) t^{-2} dt. \quad (29)$$

Формула (29) имеет простой физический смысл. Освещенность в точке r формируется из вкладов, которые вносят элементарные объемы, расположенные вдоль оси OZ на различных расстояниях t от плоскости наблюдения и рассеивающие излучение в направлениях $\theta = r/t$. С уменьшением геометрической ширины рассеивающего слоя при сохранении неизменной оптической толщины τ получим в пределе

$$E_1(r) = \tau e^{-\tau} / 8\pi L^2 x(r/L), \quad (30)$$

где L – расстояние от бесконечно тонкого слоя до точки наблюдения. В частном случае для среды, состоящей из частиц одинакового радиуса R , как известно, $x(\theta) = 4J_1^2(kR\theta)/\theta^2$, где $J_1(\nu)$ – функция Бесселя первого порядка. Нулям y_i функции Бесселя $J_1(\nu)$ соответствуют положения минимумов

$$r_i(r) = Ly_i/kR_e, \quad (31)$$

на кривых 1, 2 на рис. 3, а. Увеличение геометрической толщины слоя приводит к тому, что минимумы индикатрисы рассеяния $x(r/t)$ в подынтегральном выражении (29) при различных t оказываются смещенными относительно друг друга. Это влечет за собой сглаживание наблюдаемых осцилляций в распределении освещенности $E(r)$. К сглаживанию осцилляций функции $E_1(r)$ приводит также усреднение индикатрисы рассеяния $x(\theta)$ по спектру размеров частиц. На рис. 3, а обращает на себя внимание существование на кривых $E(r)$ точек $r_j \approx 196; 272; 342$ м, расположенных между соответствующими экстремумами функции Бесселя $J_1(y)$, в окрестности которых освещенность практически не меняется при изменении толщины рассеивающего слоя. Эти области, естественно, будут неинформативными относительно геометрической толщины слоя.

В заключение рассмотрим влияние оптической толщины τ на поведение ФРТ среды. Величина полного потока рассеянного излучения, проходящего через плоскость $z = \text{const}$, описывается функцией $B_{sc}(\tau)$ (14), имеющей при $\tau = 2 \ln 2 \approx 1,39$ максимум, равный 0,25, а составляющая потока, образованная за счет рассеяния k -й кратности, достигает своего наибольшего значения при $\tau = k$. В частности, величина потока однократного рассеяния максимальна при $\tau = 1$. Относительная доля потока, обусловленная однократным рассеянием, определяется выражением

$$\frac{B_1(\tau)}{B_{sc}(\tau)} = \frac{\tau/2}{\exp(\tau/2) - 1} = \delta_1(\tau). \quad (32)$$

Функция $\delta_1(\tau)$ равна 1 при $\tau = 0$ и монотонно убывает при возрастании τ , достигая уровня 0,5 при $\tau \approx 2,48$. Следовательно, даже убывая по абсолютной величине при $\tau > 1$, компонента однократного рассеяния остается преобладающей в суммарном рассеянном потоке до величины оптической толщины $\tau \approx 2,48$, и только при больших значениях τ вклад многократного рассеяния превышает вклад, обусловленный однократным рассеянием.

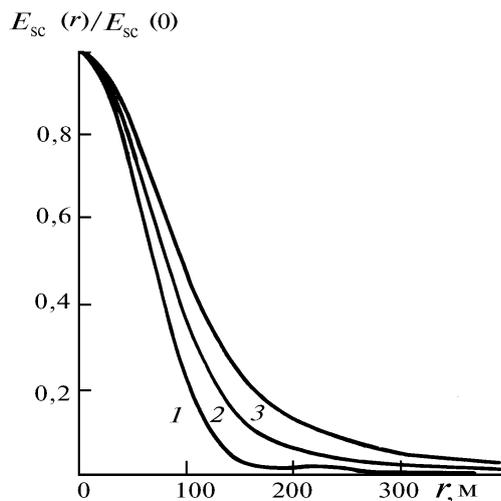


Рис. 4. Нормированное распределение освещенности $E_{sc}(r)/E_{sc}(0)$ в поперечном сечении пучка для гауссова профиля коэффициента ослабления с параметрами $z_m = 5$ км, $\sigma = 0,5$ км в зависимости от оптической толщины слоя: 1 — $\tau = 1$; 2 — $\tau = 5$; 3 — $\tau = 8$

Соотношение между компонентами рассеяния различной кратности изменяется в поперечном сечении светового пучка при переходе от центра к периферии. Рассмотрим влияние плотности среды на пространственное распределение освещенности в плоскости $z = \text{const}$. На рис. 4 представлены нормированные зависимости ФРТ $E_{sc}(r)/E_{sc}(0)$ для гауссова профиля коэффициента ослабления с параметрами $z_m = 5$ и $\sigma = 0,5$ км для трех значений оптической толщины $\tau \approx 1; 5$ и 8 (кривые 1–3 соответственно). За счет увеличения вклада многократного рассеяния с ростом τ происходит перераспределение потока рассеянной энергии по возрастающей площади с одновременным уменьшением суммарного рассеянного потока (при $\tau > 1,39$ согласно (14)). При этом относительная доля многократно рассеянного излучения

увеличивается при переходе от центра пучка к краю. При малых оптических толщах, когда существенна доля однократно рассеянного света ($\delta_1(1) \simeq 0,77$), в поведении функции $E_{sc}(r)$ (кривая 1, рис. 4) на периферии пучка наблюдаются осцилляции, обусловленные упомянутым выше индикатрисным эффектом. Эти осцилляции сглаживаются при добавлении многократно рассеянной компоненты (кривые 2, 3, рис. 4).

На рис. 5 представлены зависимости нормированных потоков $P_{sc}(r)/B_{sc}$ при различной оптической толщине среды. Кривым 1–4 соответствуют значения $\tau = 1; 2; 5$ и 8. Значения остальных параметров среды те же, что и для рис. 4. На кривых, изображенных на рис. 5, можно выделить центральную область с быстрым нарастанием величины рассеянного потока $P_{sc}(r)$, переходящую в область насыщения с плавным стремлением $P_{sc}(r)$ к B_{sc} . По данным рис. 5, в соответствии с (27) для $\epsilon = 0,1$ получены оценки r^* ширины ФРТ $E_{sc}(r)$ при различной оптической толщине τ , приведенные в табл. 2, где представлены также значения функции $c/\omega(\tau)$, аппроксимирующей зависимость r^* от τ и $c = \text{const}$, а $\omega(\tau)$ определяется по формуле (26). Средняя относительная погрешность аппроксимации около 4%.

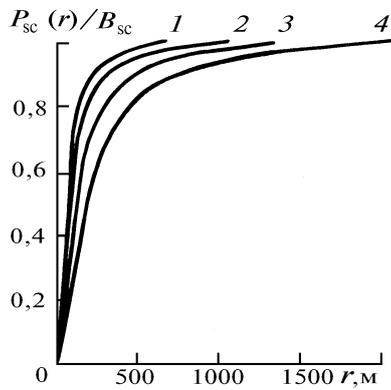


Рис. 5. Поток рассеянного излучения $P_{sc}(r)$, проходящий через круговую площадку радиуса r , отнесенный к полному рассеянному потоку $B_{sc}(r)$, при различной оптической толщине слоя: 1 – $\tau = 1$; 2 – $\tau = 2$; 3 – $\tau = 5$; 4 – $\tau = 8$. Остальные параметры слоя те же, что и на рис. 4

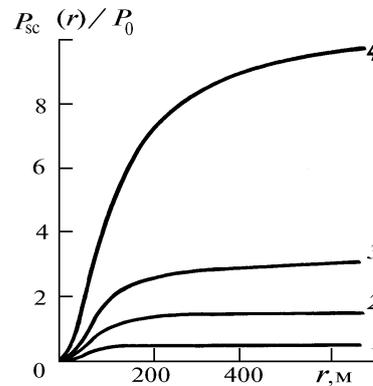


Рис. 6. Отношение потока рассеянного излучения $P_{sc}(r)$, проходящего через круговую площадку с радиусом r , к нерассеянному потоку P_0 при различной оптической толщине слоя: 1 – $\tau = 1$; 2 – $\tau = 2$; 3 – $\tau = 3$; 4 – $\tau = 5$. Остальные параметры слоя те же, что и на рис. 4 и 5

На рис. 6 представлено семейство зависимостей $h(\tau, r) = P_{sc}(r)/P_0$, описывающих поведение потока рассеянной радиации $P_{sc}(r)$, отнесенного к нерассеянному потоку P_0 , для значений $\tau = 1; 2; 3$ и 5 (кривые 1 – 4 соответственно). Очевидно, что при $r \rightarrow \infty$ функция $h(\tau, r)$ стремится к пределу $(\tau) = B_{sc}/B_0 = e^{\tau^2} - 1$. Функция $h(\tau)$ – монотонно возрастающая и неограниченная, т.е. с ростом оптической толщины τ доля рассеянного излучения в суммарном потоке непрерывно растет, а доля потока прямо прошедшего излучения монотонно убывает и в момент, когда оба потока становятся равными ($h(\tau) = 1$, при $\tau \simeq 1,39$), суммарный поток рассеянного излучения достигает своего максимального значения ($B_{sc} = 0,25$).

Таблица 2

τ	1	2	5	8
r^* , км	0,246	0,315	0,492	0,738
$c/\omega(\tau)$	0,231	0,291	0,499	0,747

Аналогично поведение отношения потоков рассеянного и нерассеянного излучений $h(\tau, r)$, проходящих через ограниченную площадку радиуса r , которое монотонно растет с увеличением τ . Рис. 6 позволяет оценить размер r_1 той области, в которой происходит выравнивание потоков рассеянного $P_{sc}(r)$ и нерассеянного P_0 излучений. Величина r_1 находится из решения

уравнения $h(\tau, r) = 1$. При $\tau = 1$ это уравнение не имеет решения (кривая 1 на рис. 6 не пересекает прямую $h = 1$). При $\tau = 2 \ln 2$ потоки выравниваются лишь в бесконечности $r \rightarrow \infty$. По мере дальнейшего увеличения оптической толщины рассматриваемая область монотонно уменьшается, достигая $r_1 \approx 105$ м при $\tau = 2$ и $r_1 \approx 25$ м при $\tau = 8$.

Из сравнения результатов, приведенных на рис. 1 и 4, видно, что эффекты, обусловленные многократным рассеянием и возрастающими с увеличением оптической толщины τ , могут вызывать изменения в поведении освещенности $E(r)$ в плоскости $z = \text{const}$ (уширение пучка, сглаживание осцилляций), качественно подобные тем, которые связаны с особенностями пространственной структуры коэффициента ослабления (положение слоя, его ширина).

5. Заключение

Подводя итоги, можно выделить три основных фактора, влияющих на поведение ОПФ и ФРТ в рассеивающей среде. Это, во-первых, микроструктура среды, которая определяет вид индикатрисы рассеяния. Затем следует группа параметров, которые описывают пространственное распределение концентрации рассеивателей, т.е. структуру среды в макромасштабе. И наконец, оптическая толщина среды, которая имеет определяющее значение в формировании многократного рассеяния.

В зависимости от перечисленных факторов установлены основные закономерности трансформации ОПФ и ФРТ и получены оценки их эффективных масштабов (область изменения, ширина). Результаты численного моделирования служат основой для оценки влияния параметров дисперсных сред на энергетические характеристики оптических сигналов в задачах локации, связи, видения и т.п.

Показано, что факторы, имеющие различную природу, такие, например, как размер частиц и положение рассеивающего слоя или расстояние до слоя и оптическая толщина, подобным образом влияют на структуру рассмотренных характеристик. Поэтому необходимо учитывать, что совокупное проявление этих факторов в оптических экспериментах может вызывать затруднения при их интерпретации.

1. Вагин Н. И., Веретенников В. В. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1989. Т. 25. N 7. С. 723–731.
2. Браво-Животовский Д. М., Долин Л. Ц., Лучинин А. Г., Савельев В. А. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1969. Т. 5. N 2. С. 160–167.
3. Зега Э. П., Иванов А. П., Кацев И. Л. Перенос изображения в рассеивающей среде. Минск: Наука и техника, 1985. 327 с.
4. Долин Л. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 9. N 1. С. 61–67.
5. Там W. G., Zagdecki A. // J. Opt. Soc. Am. 1979. V. 69. N 1. P. 68–70.
6. Белов В. Ф., Боровой А. Г., Вагин Н. И., Волков С. Н. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1984. Т. 20. N 3. С. 323–327.
7. Веретенников В. В. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. N 4. С. 409–418.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
23 апреля 1993 г.

V. V. Veretennikov. **Influence of Microstructure and Spatial Inhomogeneities of a Disperse Media on optical Characteristics at Multiple Scattering Using Small-Angle Approximation.**

Features of the optical transfer function and the point spread function of a scattering layer as functions of its position and optical and geometrical thickness changes are investigated numerically using the small angle approximation technique. The technique feature is representation of the Fourier transform small angle scattering phase function as an autocorrelation function of a particles shadow, what enables one to reveal connection between a media optical characteristics and its disperse composition.