

М.Д. Александров, В.С. Ремизович

РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ В ГЛУБИННОМ РЕЖИМЕ РЕАЛЬНЫХ МУТНЫХ СРЕД

Вне рамок приближения Фоккера—Планка исследован глубинный режим распространения света в мутных средах с медленно спадающими индикатрисами рассеяния $\chi(\gamma)$, когда с увеличением угла однократного рассеяния γ вероятность рассеяния убывает медленнее, чем γ^{-4} . Постулируя приближенный вид углового спектра в глубинном режиме, предложена и реализована регулярная процедура оптимального определения параметров этого спектра.

Аналитически найдены глубинные дисперсия и коэффициент затухания. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с данными численных расчетов и в предельном случае переходят в известные результаты диффузионного приближения.

Введение

Исследование распространения световых потоков в поглощающих средах с резко выраженным анизотропным рассеянием на отдельных центрах, когда $1 - \langle \cos \gamma \rangle \ll 1$, где $\langle \cos \gamma \rangle$ — средний косинус угла однократного рассеяния, представляет значительный практический и теоретический интерес для многих задач гидрооптики и физики атмосферы, а также различных искусственных оптических сред, когда размеры рассеивающих центров значительно больше длины световой волны ($a \gg \lambda$), а их относительный показатель преломления ~ 1 . В этих условиях оказывается малым эффективный угол однократного рассеяния $\gamma_{\text{эф}} \sim \lambda/a \ll 1$ [1–4]. Исчерпывающая информация о законе рассеяния фотонов на одном изолированном рассеивающем центре содержится в индикатрисе $\chi(\gamma)$, нормированной условием

$$2\pi \int_0^\pi \sin \gamma \chi(\gamma) d\gamma = 1, \text{ так, что } \langle \cos \gamma \rangle = \pi \int_0^\pi \sin 2\gamma \chi(\gamma) d\gamma. \quad (1)$$

В сильно поглощающих (мутных) средах с крупномасштабными рассеивающими центрами выполняются двойные неравенства

$$\sigma \gg \kappa \gg D, \text{ т. е. } \bar{l} \ll l_a \ll l_{\text{тр}}, \quad (2)$$

где σ — коэффициент рассеяния; κ — коэффициент истинного поглощения; D — коэффициент угловой диффузии; $\bar{l} = \sigma^{-1}$ — длина упругого рассеяния; $l_a = \kappa^{-1}$ — длина поглощения; $l_{\text{тр}} = (2D)^{-1}$ — транспортная длина рассеяния — тот средний путь, проходя который в веществе первоначально мононаправленный поток фотонов почти полностью изотропизуется при чисто упругом рассеянии.

В этом случае, прежде чем поглощение начнет существенно сказываться на характеристиках световых полей, фотоны уже испытывают большое число упругих столкновений ($n_{\text{столкн}} \sim l_a / \bar{l} \gg 1$). В наиболее интересной области глубин $z \gtrsim l_a$ рассеяние носит многократный характер. Однако из-за сильного поглощения ($l_a \ll l_{\text{тр}}$) изотропизации пучка практически не происходит, так как относительно сильно рассеянные фотоны распространяются по более сильно «искривленным» траекториям и поглощаются прежде, чем успевают достигнуть глубины $z \sim l_{\text{тр}}$.

Указанное обстоятельство приводит к тому, что даже в области сравнительно больших глубин $z \gtrsim \sqrt{l_a l_{\text{тр}}}$ рассеяние света происходит на малые углы

$$\langle \theta^2 \rangle_z \ll 1, \quad (3)$$

где $\langle \theta^2 \rangle_z$ — средний квадрат угла многократного рассеяния на глубине z , поэтому для описания процесса распространения фотонов можно использовать малоугловое приближение [3–7].

При малоугловом рассеянии средний путь, проходимый фотонами в слое вещества толщиной z (при нормальном падении пучка на поверхность среды), определяется выражением

$$\langle s \rangle_z = \int_0^z dz' \left\langle \frac{1}{\cos \theta} \right\rangle_{z'} \approx z + \frac{1}{2} \int_0^z \langle \theta^2 \rangle_{z'} dz'. \quad (4)$$

Взаимное влияние поглощения и рассеяния начинает сказываться в области глубин, когда $\langle \langle s \rangle_z - z \rangle \gtrsim l_a$.

Несмотря на существенное упрощение уравнения переноса в малоугловом приближении (МП), аналитического решения при произвольной резкоанизотропной индикатрисе найти не удастся. Основная трудность состоит в корректном учете взаимного влияния сильного поглощения и многократного рассеяния, которые приводят к флуктуациям длин путей фотонов. Исключение составляет лишь случай малых глубин $\langle \langle s \rangle_z - z \rangle \lesssim l_a$, когда поглощение света не влияет на формирование углового спектра излучения [4, 8, 9] (стандартное малоугловое приближение — СМП).

В последнее время появился обширный цикл работ, в которых аналитически рассчитана интенсивность излучения в МП для широких и узких, стационарных и нестационарных световых пучков, падающих как по нормали, так и под наклоном к поверхности вещества [5–7, 10–15]. Однако во всех этих работах используется приближение Фоккера–Планка (малоугловое диффузионное приближение — МДП), в котором интеграл упругих столкновений в уравнении переноса записывается в дифференциальном виде. Возможность использования МДП связана весьма жестким ограничением на вид индикатрисы рассеяния $\chi(\gamma)$: она должна убывать с ростом γ быстрее, чем γ^{-4} , т. е. чем индикатриса резерфордовского типа [16, 17]. Однако хорошо известно, что в большинстве реальных мутных сред имеет место как раз обратная ситуация [1–3, 17, 18]. Поэтому становится актуальной проблема разработки методики расчета световых полей именно для таких сред.

В данной статье предлагается метод исследования световых потоков на больших глубинах как раз для относительно медленно спадающих индикатрис $\chi_\nu(\gamma \gg \gamma_{эф}) \sim \gamma^{-2(1+\nu)}$, где $\nu < 1$, с учетом взаимного влияния поглощения и рассеяния фотонов в мутных средах.

Постановка задачи

Пусть на плоскую границу мутной среды, занимающей полупространство $z > 0$ (ось z направлена вглубь вещества), по нормали к поверхности падает широкий стационарный световой поток с интенсивностью I_0 . Тогда уравнение для интенсивности излучения на глубине z , распространяющегося под углом θ к оси z $I(z, \mu)$ ($\mu = \cos\theta$), будет иметь вид [1–4]

$$\mu \frac{\partial I}{\partial z} + \kappa I(z; \mu) = \hat{B}I, \quad (5)$$

где $\hat{B}I$ — больцмановский интеграл упругих столкновений [1–4]. Граничное условие к уравнению (5) выглядит как

$$I(z=0; \mu > 0) = \frac{1}{2\pi} I_0 \delta(1 - \mu). \quad (6)$$

Малоугловое приближение позволяет существенно упростить уравнения (5), (6). Как обычно в МП, можно считать, что все угловые переменные изменяются в бесконечных пределах. Кроме того, угол однократного рассеяния γ из состояния (θ', φ') в состояние (θ, φ) определяется выражением

$$\gamma^2 \approx \theta^2 + \theta'^2 - 2\theta\theta' \cos(\varphi - \varphi'). \quad (7)$$

Полный световой поток на глубине z

$$E(z) = 2\pi \int_0^\infty \theta I(z; \theta) d\theta \quad (8)$$

с учетом (4) будет определяться выражением [6]

$$E(z) = I_0 \exp\{-\kappa \langle s \rangle_z\} = I_0 \exp\left\{-\kappa \left[z + \frac{1}{2} \int_0^z \langle \theta^2 \rangle_{z'} dz' \right]\right\}. \quad (9)$$

Так как фотоны распространяются по «искривленным» траекториям, представляется логичным выделить в интенсивности бугеровскую экспоненту не по глубине z , а вдоль среднего пути $\langle s \rangle_z$, представив $I(z, \theta)$ в виде

$$I(z, \theta) = E(z) \Phi(z, \theta), \quad (10)$$

где $E(z)$ — неизвестное значение потока излучения (8), (9). Угловая функция $\Phi(z, \theta)$ нормирована условием ($0 \leq z < \infty$)

$$2\pi \int_0^{\infty} \Phi(z, \theta) \theta d\theta = 1. \quad (11)$$

Таким образом, величина $2\pi\Phi(z, \theta)d\theta$ имеет смысл вероятности, что на глубине z фотон движется в интервале углов от θ до $\theta+d\theta$. Значение $\langle \theta^2 \rangle_z$ связано с $\Phi(z, \theta)$ соотношением

$$\langle \theta^2 \rangle_z = \frac{2\pi}{E(z)} \int_0^{\infty} \theta^3 I(z, \theta) d\theta = 2\pi \int_0^{\infty} \theta^3 \Phi(z, \theta) d\theta. \quad (12)$$

Подставляя (10) с учетом (9) в (5), полагая $\mu \approx 1 - \frac{1}{2}\theta^2$ и сохраняя первые не исчезающие члены, получим уравнение для угловой функции $\Phi(z, \theta)$ в МП

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} [\theta^2 - \langle \theta^2 \rangle_z] \Phi(z, \theta) = \hat{B}\Phi, \quad (13)$$

где в малоугловом приближении

$$\hat{B}\Phi = -\sigma \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^{\infty} \theta' d\theta' \chi(\gamma) [\Phi(z, \theta) - \Phi(z, \theta')], \quad (14)$$

а γ^2 определяется выражением (7). Соответствующее граничное условие имеет вид

$$\Phi(z=0; \theta) = \frac{1}{2\pi} \frac{\delta(\theta)}{\theta}. \quad (15)$$

Величина $\langle \theta^2 \rangle_z$ заранее не известна и подлежит определению в процессе решения задачи.

Если удастся решить систему уравнений (13)–(15) и найти $\langle \theta^2 \rangle_z$, то отсюда по формуле (9) можно определить световой поток $E(z)$, а значит, и интенсивность $I(z, \theta)$.

Используя теорему сложения для функций Бесселя [19], можно представить интеграл столкновений (14) в виде

$$\hat{B}\Phi = -\frac{\sigma}{2\pi} \int_0^{\infty} \omega d\omega J_0(\omega\theta) \Phi_{\omega}(z) [1 - \chi(\omega)], \quad (16)$$

где $J_0(x)$ — функция Бесселя, а $\Phi_{\omega}(z)$ и $\chi(\omega)$ — Бессель-образы угловой функции и индикатрисы соответственно.

Анализ экспериментальных данных и численных расчетов [1–3, 18] показывает, что индикатрисы рассеяния света на крупномасштабных рассеивающих центрах в морской воде, облаках, тумане, аэрозолях и т.д. в области углов $\gamma_{\text{эф}} \ll \gamma \ll 1$ имеют степенной (или близкий к нему) вид $\chi(\gamma) \sim \gamma^{-2(1+\nu)}$, где значение параметра ν обычно лежит в интервале $0,25 \leq \nu \leq 0,75$. Такой же вид имеет индикатриса рассеяния в турбулентной среде ($\nu = 5/6$ — спектр Колмогорова — Обухова) [2]. Учитывая это обстоятельство, мы в дальнейшем воспользуемся для $\chi(\gamma)$ двухпараметрическим выражением, которое в малоугловом приближении ($\gamma \ll 1$) имеет вид

$$\chi_{\nu}(\gamma) = \frac{\nu \gamma_{\text{эф}}^{2\nu}}{\pi [\gamma_{\text{эф}}^2 + \gamma^2]^{(1+\nu)}}. \quad (17)$$

Величина (17) удовлетворяет условию нормировки (1). Характерные значения $\gamma_{\text{эф}} \approx 5^\circ$ в морской воде и $\sim 6-15^\circ$ в облаках [1–3, 18]. Значение $\nu = 1$ соответствует закону рассеяния резерфордского типа, а $\nu = 1/2$ приводит к индикатрисе Хенни — Гринстайна [1, 2, 11].

Легко вычислить Бессель-образ индикатрисы (17)

$$\chi_\nu(\omega) = \frac{2^{1-\nu}}{\Gamma(\nu)} (\omega \gamma_{\text{эф}})^\nu K_\nu(\omega \gamma_{\text{эф}}), \quad (18)$$

где $\Gamma(\nu)$ — γ -функция; $K_\nu(x)$ — функция Макдональда. В области глубин, где $\langle \theta^2 \rangle_z \gg \gamma_{\text{эф}}^2$, основной вклад в интеграл (16) дают значения $\omega \lesssim \frac{1}{\theta} \ll \gamma_{\text{эф}}^{-1}$ и выражение (18) можно разложить в ряд по малому параметру $\omega \gamma_{\text{эф}} \ll 1$, вычислив при этом коэффициент угловой диффузии $D_\nu = \frac{1}{2} \sigma \langle 1 - \cos \gamma \rangle$. Это разложение выглядит по-разному для случаев $\nu > 1$ и $\nu < 1$ [9, 20]:

$$1 - \chi_\nu(\gamma_{\text{эф}} \omega \ll 1) \approx \begin{cases} \frac{D_\nu}{\sigma} \omega^2, & \text{при } \nu - 1 \gg \gamma_{\text{эф}}^2; \\ \frac{\Gamma(2 - \nu)}{\nu \Gamma(1 + \nu)} \frac{D_\nu}{\sigma} \omega^{2\nu}, & \text{при } 1 - \nu \gg \gamma_{\text{эф}}^2. \end{cases} \quad (19)$$

Из (19) видно, что при $\nu > 1$ величина $1 - \chi_\nu(\omega) \sim \omega^2$, а при $\nu < 1$ ($1 - \chi_\nu(\omega) \sim \omega^{2\nu}$), т. е. существенно зависит от ν . Если в (19) формально принять $\nu = 1$, то оба разложения «сшиваются».

Глубинный режим

Не претендуя на определение угловой функции $\Phi(z, \theta)$ на любой глубине, рассмотрим сначала случай относительно больших глубин, где

$$\langle s \rangle_z - z \gtrsim l_a, \text{ т. е. } \frac{\kappa}{2} \int_0^\infty \langle \theta^2 \rangle_{z'} dz' \gtrsim 1. \quad (20)$$

В «глубинном» режиме имеет место факторизация спектра излучения [1–7]

$$I_{as}(z; \theta) = a \exp(-\kappa z) \Phi_{as}(\theta). \quad (21)$$

С учетом условия нормировки (11) это фактически означает независимость угловой функции от глубины: $\Phi_{as}(\theta) = \Phi(z \rightarrow \infty; \theta)$. Величина κ — глубинный показатель затухания. В соответствии с (12) дисперсия углового спектра в глубинном режиме $\langle \theta^2 \rangle_\infty$ определяется как

$$\langle \theta^2 \rangle_\infty = 2\pi \int_0^\infty \theta^3 \Phi_{as}(\theta) d\theta, \text{ а } \kappa = \kappa \left[1 + \frac{1}{2} \langle \theta^2 \rangle_\infty \right]. \quad (22)$$

Уравнение (13) в глубинном режиме будет выглядеть как

$$\frac{\kappa}{2} [\theta^2 - \langle \theta^2 \rangle_\infty] \Phi_{as}(\theta) = \hat{B} \Phi_{as}, \quad (23)$$

где $\hat{B} \Phi_{as}$ определяется формулой (16). Для приближенного решения уравнения (23) в интересующем нас случае $\nu < 1$ будем искать угловую функцию $\Phi_{as}(\theta)$ в виде, напоминающем вид индикатрисы (17), но убывающую с ростом θ быстрее, чем θ^{-4}

$$\Phi_{as}(\theta; \alpha; \langle \theta^2 \rangle_\infty) = \frac{1 + \alpha}{\pi} \frac{(\alpha \langle \theta^2 \rangle_\infty)^{1+\alpha}}{[\alpha \langle \theta^2 \rangle_\infty + \theta^2]^{2+\alpha}}, \quad (24)$$

где $\alpha > 0$. Выражение (24) удовлетворяет условию нормировки (11) и формуле (22) для $\langle \theta^2 \rangle_\infty$. Значения α и $\langle \theta^2 \rangle_\infty$ являются свободными параметрами, для определения которых необходимо сформулировать соответствующую систему двух уравнений.

Первое уравнение этой системы сразу следует из (23), если в нем принять $\theta^2 = \langle \theta^2 \rangle_\infty$,

$$\hat{B} \Phi_{as} |_{\theta^2 = \langle \theta^2 \rangle_\infty} = 0. \quad (25)$$

Бессель-образ угловой функции определяется выражением, аналогичным (18),

$$\Phi_{as}(\omega; \alpha; \langle \theta^2 \rangle_\infty) = \frac{2^{-\alpha}}{\Gamma(1+\alpha)} (\omega \sqrt{\alpha \langle \theta^2 \rangle_\infty})^{1+\alpha} K_{1+\alpha}(\omega \sqrt{\alpha \langle \theta^2 \rangle_\infty}). \quad (26)$$

После подстановки формул (24), (26) в уравнение (25) с интегралом столкновений в виде (16) и вычисления соответствующих интегралов условие (25) переходит в эквивалентное ему соотношение

$${}_2F_1\left(2 + \nu + \alpha, 1 + \nu; 1; -\frac{1}{\alpha}\right) = 0, \quad (27)$$

где ${}_2F_1(a, b; c; z)$ — гипергеометрическая функция Гаусса [19].

Таким образом, в первом приближении по малому параметру $\gamma_{эф}^2 / \langle \theta^2 \rangle_\infty \ll 1$ значение параметра α может быть определено независимо от $\langle \theta^2 \rangle_\infty$ и зависит только от ν : $\alpha = \alpha(\nu)$. Уравнение (27) было решено численно с использованием ЭВМ (график зависимости представлен на рис. 1). Однако некоторые частные случаи удается исследовать аналитически: $\alpha(\nu \rightarrow 0) \approx \nu$; $\alpha(\nu \rightarrow 1) \approx 5,14/(1-\nu)$. При $\alpha = 1$ уравнение (27) переходит в более простое трансцендентное уравнение для определения соответствующего значения ν :

$$\frac{2}{\nu^2} \operatorname{ctg} \frac{\pi\nu}{2} = \frac{2 + \nu}{1 + \nu} \left[\frac{\Gamma\left(\frac{\nu}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{\nu+1}{2}\right)} \right]^2. \quad (28)$$

Отсюда находим, что $\nu \approx 1/3$. Это совпадает с результатом непосредственного решения общего уравнения (27).

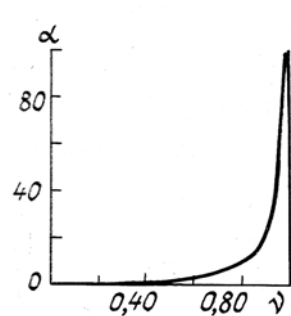


Рис. 1

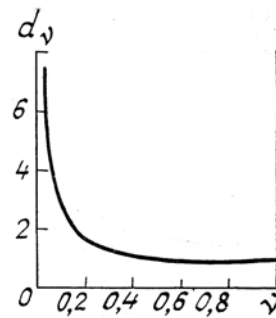


Рис. 2

Второе уравнение — для определения $\langle \theta^2 \rangle_\infty$ при уже найденном из (27) значения $\alpha(\nu)$ — берется из условия правильной нормировки угловой функции второго приближения, получаемой при итерировании уравнения (23),

$$2\pi \int_0^\infty \theta d\theta \left\{ \frac{2}{x} \frac{\hat{B}\Phi_{as}}{\theta^2 - \langle \theta^2 \rangle_\infty} \right\} = 1. \quad (29)$$

После простых преобразований из (29) находим значение величины угловой дисперсии в глубинном режиме

$$\langle \theta^2 \rangle_\infty = \left[8d_\nu \frac{D_\nu}{x} \right]^{1/(1+\nu)}, \quad (30)$$

где D_ν — коэффициент угловой диффузии; функция $d_\nu \equiv d(\nu)$ определяется выражением

$$d_\nu = \frac{4^{\nu-1} \Gamma(2 + \nu + \alpha(\nu)) \Gamma(2 - \nu)}{\nu \alpha^{1+\nu} \Gamma(1 + \alpha(\nu))} b_\nu, \quad (31)$$

где

$$b_\nu = \int_0^\infty \frac{dx}{x-1} {}_2F_1\left(2 + \nu + \alpha(\nu), 1 + \nu; 1; -\frac{x}{\alpha(\nu)}\right). \quad (32)$$

Из выражения (32) следует, что с хорошей точностью (не хуже 5%) выражение для b_ν можно представить в виде

$$b_\nu \approx \frac{\alpha(\nu)}{1,125 + \alpha(\nu) + \frac{\pi}{4}\nu}. \quad (33)$$

В предельном случае $\nu = 1$ значение $\alpha \rightarrow \infty$, а $d_\nu = 1$. Вследствие этого из формул (24) и (30) при $\nu \rightarrow 1$ получаем

$$\Phi_{as}(\theta; \nu \rightarrow 1) = \frac{\exp(-\theta^2 / \langle \theta^2 \rangle_\infty^D)}{\pi \langle \theta^2 \rangle_\infty^D}, \text{ где } \langle \theta^2 \rangle_\infty^D = \sqrt{\frac{8D}{\kappa}}, \quad (34)$$

что совпадает с результатами диффузионного приближения [5–7].

$\langle \cos \gamma \rangle$ ($\langle \gamma^2 \rangle$)	Вероятность выживания фотона $\Lambda = \frac{\sigma}{\sigma + \kappa}$	D_ν κ	Поправка к показателю глубинного ослабления	
			$\Delta = \frac{\kappa - \kappa}{\kappa + \sigma}$	Δ (численный расчет [4])
	0,2	$6,25 \cdot 10^{-3}$	0,0542	0,0518
0,95	0,4	$1,67 \cdot 10^{-2}$	0,0783	0,0750
(0,1)	0,8	$1,00 \cdot 10^{-1}$	0,0862	0,0812
	0,2	$3,75 \cdot 10^{-3}$	0,0386	0,0379
0,97	0,4	$1,00 \cdot 10^{-2}$	0,0557	0,0545
(0,06)	0,8	$6,00 \cdot 10^{-2}$	0,0613	0,0587
0,98	0,2	$2,5 \cdot 10^{-3}$	0,0295	0,0294
	0,4	$6,67 \cdot 10^{-3}$	0,0425	0,0422
(0,04)	0,8	$4,00 \cdot 10^{-2}$	0,0468	0,0453

График величины d_ν приведен на рис. 2. Оказывается, что в интервале $1 > \nu \geq 1/3$, $d_\nu \approx 1$. Найденные с помощью формул (30)–(32) значения были сравнены с аналогичными результатами, полученными методом Монте-Карло и приведенными в [4]. Точность совпадения оказалась при этом порядка отношения D/κ , что непосредственно связано с условиями применимости малоуглового приближения (результаты сравнения приведены в табл. 1).

1. Иванов А. П. Физические основы гидрооптики. Минск: Наука и техника, 1975. 503 с.
2. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 1, 2. М.: Мир, 1981. 260 с., 317 с.
3. Оптика океана. Т. 1. Физическая оптика океана. М.: Наука, 1983.
4. Зега Э. П., Иванов А. П., Кацев И. П. Перенос изображения в рассеивающей среде. Минск: Наука и техника, 1985. 327 с.
5. Долин Л. С. // Докл. АН СССР. 1981. Т. 260. № 6. С. 1344–1347.
6. Ремизович В. С., Рогозкин Д. Б., Рязанов М. И. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1982. Т. 17. № 6. С. 623–631.
7. Ремизович В. С., Рогозкин Д. Б., Рязанов М. И. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1983. Т. 19. № 10. С. 1053–1061.
8. Ремизович В. С., Рогозкин Д. Б., Рязанов М. И. Флуктуации пробегов заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат, 1988. 240 с.
9. Кузовлев А. И., Ремизович В. С. Расчет угловых распределений многократно рассеянного излучения в средах с сильно вытянутой индикатрисой. — Препринт — М. 1991. 24 с. (МИФИ, № 9).
10. Долин Л. С. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1983. Т. 19. № 4. С. 400–405.
11. Ремизович В. С., Рогозкин Д. Б., Рязанов М. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т. 25. № 8. С. 891–898.
12. Лучинин А. Г., Савельев Б. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1969. Т. 12. № 2. С. 256–264.
13. Зега Э. П., Полонский И. Н., Чайковская П. И. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1987. Т. 3. № 5. С. 486–492.

14. Ремизович В.С., Рогозкин Д.Б., Шехмаметьев Ш.А. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1991. Т. 27. № 3. С. 286–296.
15. Ремизович В.С., Шехмаметьев Ш.А. //Изв. вузов. Радиофизика. 1990. Т. 33. № 2. С. 202–212.
16. Малеев С.В., Топерверг Б.П. //ЖЭТФ. 1980. Т. 78. № 1. С. 315–330.
17. Рогозкин Д.Б. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1987. Т. 3. № 4. С. 366–375.
18. Ивлев П.С. и др. //Материалы II Всесоюзного совещания по распространению лазерного излучения в дисперсной среде. Обнинск. 1982. С. 172–174.
19. Градштейн Н.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Физматгиз, 1962. 1108 с.
20. Калашников Н.П., Ремизович В.С., Рязанов М.И. Столкновения быстрых заряженных частиц в твердых телах. М.: Атомиздат, 1980. 272 с.

Московский инженерно-физический институт,
Москва

Поступила в редакцию
27 июня 1991 г.

M. D. Alexandrov, V. S. Remizovich. Calculation of Light Field Characteristics in Turbid Media.

The depth behavior of light scattering in turbid media with slowly decreasing phase functions (i. e., when the scattering probability decreases with the increase of scattering angle γ more slowly than γ^{-4}) is studied. The Fokker-Planck approximation is not used. Postulating the spectrum line shape we have suggested and realized a regular algorithm for defining spectrum parameters. The results obtained are in good agreement with the numerical data and in a particular case they coincide with the results of the diffusion approximation.