

УДК 551.525.3:535.36

О СОВМЕСТНОМ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МАЛОУГЛОВОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ И АСИМПТОТИЧЕСКИХ СООТНОШЕНИЙ ДЛЯ НАХОЖДЕНИЯ СИГНАЛОВ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

В. А. Коршунов

Приводятся данные расчетов сигнала обратного рассеяния, получаемого при импульсном зондировании рассеивающих сред. Расчеты проводились с использованием малоуглового приближения, асимптотических соотношений и метода Монте-Карло. В результате их сопоставления установлена область применимости малоуглового приближения, уточнен коэффициент пропорциональности в асимптотических соотношениях и показано, что при некоторых ограничениях сверху на угол приема малоугловое приближение совместно с асимптотическими соотношениями обеспечивает приемлемой для практики точностью описание сигналов обратного рассеяния при любых временных задержках для всех рассмотренных индикатрис рассеяния, включая рэлеевскую и известную индикатрису модели облака С-1.

При исследовании дисперсных сред, взвешенных в атмосфере и водных бассейнах, в последнее время все более широко используется оптическое импульсное зондирование. В связи с этим актуальной является разработка и совершенствование методов расчета пространственно-временного поля излучения, рассеянного в направлении, обратном облучению.

Точного аналитического решения рассматриваемой задачи, доведенного до формул, пригодных для численных расчетов, пока не найдено. Приближения одно- и двукратного рассеяния [1] применимы лишь в достаточно узкой области изменения характерных параметров задачи [2, 3], к которым относятся расстояние от приемника до рассеивающей среды R_0 , угол поля зрения приемника α и оптическая толщина зондирования τ . Поэтому для получения необходимых данных в общем случае используется численное моделирование процесса переноса излучения методом Монте-Карло [4]. В принципе, при достаточно большом количестве случайных реализаций он должен давать сколь угодно точные результаты. Однако в данной задаче для наиболее интересного случая сильно вытянутых индикатрис рассеяния и узконаправленных приемников разыграть требуемое число траекторий фотонов трудно даже на современных ЭВМ. Из-за этого возрастает разброс оценок и возникает большая вероятность получения заниженной оценки [4, 7]. Поэтому был предложен ряд модификаций основного метода локальной оценки, что позволило улучшить качество оценок для определенной области параметров задачи и не слишком анизотропных индикатрис [4-7]. Тем не менее основные трудности метода Монте-Карло, связанные с необходимостью больших затрат машинного времени и ограничениями по τ и степени анизотропии индикатрисы, все же остаются. В связи с этим представляет интерес развитие подходов, базирующихся на приближенных методах решения нестационарного уравнения переноса.

Различные варианты использования малоугловых решений уравнения переноса в задаче об обратном рассеянии для сред с вытянутой вперед индикатрисой рассеяния рассматривались в [3, 8-10]. В [3] задача решена для общего случая слоисто-неоднородной среды с учетом реального поведения индикатрисы рассеяния в области углов,

примыкающих к направлениям вперед и назад. Развитый в [3, 8-10] подход будем далее для краткости называть малоугловым приближением (МП). Область применимости МП по τ больше, чем для приближения двукратного рассеяния, однако она также ограничена сверху. С другой стороны, известно, что при больших τ обратное рассеяние описывают, по крайней мере с точностью до коэффициента пропорциональности, простые асимптотические соотношения (АС) [11]. (Коэффициент пропорциональности в АС может отличаться от истинного значения из-за нарушения исходных допущений вблизи границы среды.)

В связи с этим представляет интерес исследование возможности совместного использования этих приближенных методов, области применимости которых по τ взаимно дополняют друг друга. Для этого необходимо найти пределы применимости МП и АС по τ в зависимости от степени анизотропии индикатрисы рассеяния и геометрических параметров R_0 и α . Одновременно требуется произвести уточнение коэффициента пропорциональности в АС.

Пределы применимости МП рассматривались в [3, 5, 12], однако приведенные в них результаты плохо согласуются между собой. Асимптотические решения сравнивались с расчетами методом Монте-Карло в [11, 13, 14], но только для одного типа индикатрисы и лишь при $R_0=0$, $\alpha \gtrsim 10^\circ$, причем из-за большого разброса данных Монте-Карло вопрос о коэффициенте пропорциональности в этих работах оставался по существу не выясненным.

Отсюда видно, что рассматриваемые вопросы в литературе остаются пока не исследованными. Их подробный анализ проводится в данной работе. Он основывается на сопоставлении результатов расчета сигналов обратного рассеяния методом Монте-Карло с данными, полученными с помощью МП и АС.

Сопоставление проводится на примере задачи о зондировании однородной полубесконечной среды с коэффициентом рассеяния σ при помощи мононаправленного точечного источника, удаленного от среды на расстоянии R_0 и совмещенного с точечным приемником, регистрирующим излучение в конусе с углом при вершине 2α . Оси источника и приемника совпадают и направлены перпендикулярно границе среды. Расстояние до среды будем далее характеризовать параметром $\tau_0=R_0\sigma$. Среду будем считать чисто рассеивающей, поскольку известно, что нестационарная задача для поглощающей среды легко приводится к случаю среды без поглощения с той же индикатрисой рассеяния [11].

Текущие значения полного сигнала обратного рассеяния $P(\tau)$ и соответствующего ему сигнала в однократном приближении $P_1(\tau)$, отвечающие временной задержке с момента испускания мгновенного импульса $t=2(R_0\sigma+\tau)/c\sigma$, будем соотносить с оптической толщиной зондирования τ , хотя для $P(\tau)$ это сопоставление может быть достаточно условным, особенно при больших τ . Отметим, что при больших τ_0 вклад многократного рассеяния $\lg[P(\tau)/P_1(\tau)]$ зависит только от τ и параметра $\tau_d=\tau_0\alpha$.

Рассмотрим особенности проведения расчетов каждым из трех методов.

Малоугловое приближение. Исходные соотношения и методика проведения численных расчетов в МП описаны в [3]. В данной работе было проведено дополнительное исследование полученных в [3] малоугловых соотношений при $\tau \rightarrow \infty$ с помощью известных методов асимптотической оценки интегралов Лапласа [15]. Оно показало,

что при $\tau \rightarrow \infty$ $P(\tau) \sim \exp[2\tau(\delta - 1)] \tau^{-4}$, где $\delta = 2\pi \int_0^\infty g(\gamma) \gamma d\gamma < 1$,

$g(\gamma)$ — малоугловая индикатриса. Известно, однако, что для чисто рассеивающей среды при $\tau \rightarrow \infty$ $P(\tau) \sim \tau^{-5/2}$ [11] и, следовательно, полученные в [3] соотношения не дают правильной асимптотики для $P(\tau)$ при $\tau \rightarrow \infty$. Этого, конечно, и следовало ожидать с учетом допущений, положенных в основу МП [3, 8-10].

Особое внимание при проведении численных расчетов обращалось на задание малоугловых индикатрис $g(\gamma)$ и $g_\pi(\gamma)$ [3]. Согласно [3] они представляются в виде суммы гауссовых функций и аппроксимируют ход индикатрисы $G(\gamma)$ (которая в данной работе будет считаться нормированной на единицу) в интервале углов $(0, \gamma_0)$ около направлений рассеяния вперед и назад.

Ясно, что для выявления предельных возможностей применения МП угол γ_0 желательно брать по возможности большим. Но при этом следует иметь в виду, что выбор $\gamma_0 > \pi/2$ физически бессмыслен и что даже при $\gamma_0 > \pi/3$ точная аппроксимация уже теряет смысл, поскольку при $\gamma > \pi/3$ существенно нарушаются приближенные равенства $\sin \gamma \approx \gamma$, $\cos \gamma \approx 1$, на которые опирается переход к малоугловому приближению в уравнениях переноса. В данной работе γ_0 полагалось равным $\pi/3$.

Асимптотические соотношения. Известные АС описывают характеристики излучения на границе среды [11]. Получим аналогичные АС для приемника, находящегося вне среды на некотором расстоянии от границы.

Исходя из соотношения для освещенности, приведенного в [11], и учитывая, что угловая зависимость интенсивности в асимптотическом режиме $J(\mu) \sim 1 + \beta\mu$ [11], где μ — косинус полярного угла, можно показать, что выражение для интенсивности $J(r, \mu, u)$ на границе среды записывается в виде

$$J(r, \mu, u) = \frac{15}{8(3+2\beta)} \frac{c\sigma^3 \exp(-r^2/4qu) (1 + \beta\mu)}{\pi^{5/2} q^{1/2} u^{5/2}} A_c, \quad (1)$$

где c — скорость света, $u = \sigma ct$ — безразмерное время, прошедшее с момента излучения импульса, r — безразмерное расстояние от источника до точки наблюдения, q, β — интегральные параметры, характеризующие степень анизотропии индикатрисы рассеяния и выражающиеся соответственно через средние по индикатрисе косинус и синус угла рассеяния, A_c — введенный здесь дополнительно корректирующий коэффициент, численное значение которого подлежит определению при сопоставлении с данными расчетов методом Монте-Карло.

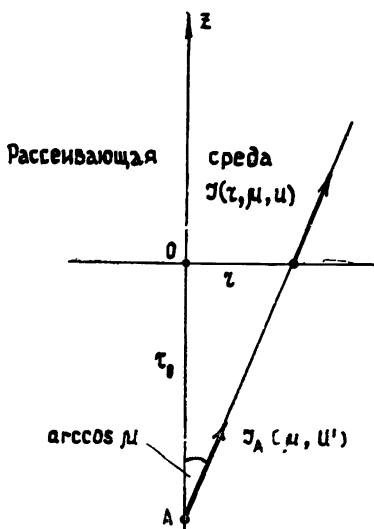


Рис. 1.

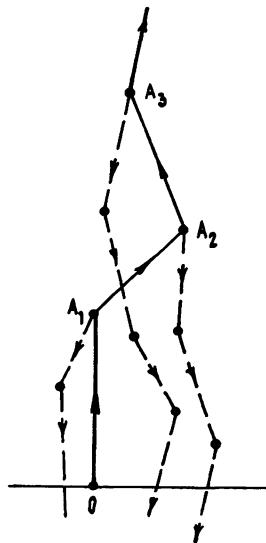


Рис. 2.

Интенсивность $J_A(\mu, u')$ в точке A (рис. 1) на оси Oz , отстоящей от границы на расстояние R_0 , через промежуток времени $u' = u + 2\tau_0$ после излучения мгновенного импульса вдоль оси Oz мононаправленным источником, находящимся в той же точке A , связана с $J(r, \mu, u)$ соотношением

$$J_A(\mu, u') = J(\tau_0 \operatorname{tg}(\arccos \mu), \mu, u' - (\tau_0/\mu) - \tau_0). \quad (2)$$

Соответственно мощность излучения $P(\tau)$, попадающего в приемник единичной площади, находящийся в точке A и принимающий излучение в конусе с углом раствора 2α и осью, ориентированной вдоль Oz , определяется выражением

$$P(\tau) = 2\pi \int_{\mu_\alpha}^1 J_A(\mu, u') \mu d\mu, \quad (3)$$

где $\mu_\alpha = \cos \alpha$, u' и τ связаны соотношением $u' = 2(\tau + \tau_0)$.

Для не слишком больших приемных углов воспользуемся разложением $J_A(\mu, u')$ в ряд по малому параметру $1 - \mu$ и ограничимся в (3) первым членом разложения. Проведем затем интегрирование и, поделив $P(\tau)$ на $P_1(\tau) = 0,5c \kappa \pi \sigma^3 (\tau + \tau_0)^{-2} \exp(-2\tau)$, получим

$$\begin{aligned} \frac{P(\tau)}{P_1(\tau)} = & A_c \frac{15}{4} \frac{1 + \beta}{3 + 2\beta} \frac{\alpha^2 (\tau + \tau_0)^2 \exp(2\tau)}{\kappa \pi \sigma^{3/2} q^{1/2} (2\tau)^{5/2}} \times \\ & \times \left[1 - \frac{\alpha^2}{4} \left(1 + \frac{\beta}{1 + \beta} - \frac{5}{4} \frac{\tau_0}{\tau} + \frac{\tau_0^2}{4q\tau} \right) \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Метод Монте-Карло. Как уже отмечалось, для расчета сигналов обратного рассеяния используются алгоритмы метода Монте-Карло, относящиеся к классу локальных оценок. В данном случае требовалось построить такой алгоритм, который не терял бы своей эффективности до оптических толщин, при которых становится возможным применение АС. Анализ вычислительных приемов, использованных в [4-7], показал, что в его основу может быть положен принцип «расщепления траекторий» [4, 6]. Применение этого принципа в рассматриваемой задаче поясняется на рис. 2, где показан процесс построения случайных траекторий фотонов. Каждая случайная реализация в данном случае представляет уже не одну траекторию, а целое дерево траекторий, базирующихся на «основной траектории», образуемой движением «основного» фотона (отрезки OA_1 , A_1A_2 , A_2A_3). В каждой точке «основной» траектории A_1 , A_2 , A_3 , ... испускается два фотона — «основной» и «дополнительный». «Основной» фотон разыгрывается в переднюю относительно направления предыдущего отрезка траектории полусферу, а «дополнительный» — в заднюю полусферу. При этом случайный выбор угла рассеяния осуществляется в соответствии с индикатрисой рассеяния. Дальнейшее продвижение дополнительного фотона производится по физической траектории. Раздвоение фотонов компенсируется введением весовых множителей: n -й точке основной траектории соответствует вес $P_n = \omega^{n-1}$, где ω — интеграл от $G(\gamma)$ по передней полусфере, а всем точкам дополнительной траектории, начинающейся в n -й основной точке, приписывается вес $P_{nd} = P_n(1 - \omega)$.

Для сильно анизотропных индикатрис рассеяния в большинстве случайных реализаций «основной» фотон по цепи столкновений продвигается в глубь среды, а «дополнительные» фотоны в большинстве движутся к выходу из среды. Это позволяет увеличить число фотонов, идущих из глубины среды к ее границе, что существенно улучшает статистические характеристики оценок.

Следует отметить, что попытки улучшения данного алгоритма за счет модификации процедуры выбора угла рассеяния [6, 7] приводили, напротив, к снижению его эффективности, начиная примерно с $\tau = 5$. В частности, оказалось нецелесообразным разыгрывание угла рассеяния дополнительного фотона с повышенной вероятностью выбора направления рассеяния на приемник.

При очень малых углах приема ($\alpha < 0,005$ при $\tau_0 < 1$ или $\alpha\tau_0 < 0,005$ при $\tau_0 > 1$) эффективность описанного алгоритма по очевидным геомет-

рическим соображениям снижалась. В этом случае осуществлялся переход к применению двойной локальной оценки [4]. Описанная выше схема построения траекторий сохранялась. Из каждой точки траектории проводилась вероятностная оценка интеграла, входящего в двойную локальную оценку [4], вдоль направления, которое для каждой реализации случайным образом выбиралось внутри конуса поля зрения приемника.

Результаты расчетов. Расчеты проводились для ряда индикатрис рассеяния, различавшихся по степени анизотропии в направлении вперед—назад. Большинство индикатрис соответствовало полидисперсным распределениям сферических водных частиц, в частности, были взяты модельные распределения, введенные Дейрменджаном [5, 16]: облако $C-1$, дымка— H для $\lambda=0,7$ мкм (показатель преломления $m=1,33$) и дымка— L для $\lambda=8,15$ мкм, $m=1,29-0,0236i$.

Была рассмотрена также индикатриса, соответствующая более узкому по сравнению с другими спектру частиц, описываемому логарифмически нормальным распределением с модальным параметром Mi $\rho_0=2$ и среднеквадратичным отклонением натурального логарифма радиусов частиц 0,22. Индикатриса рассчитывалась по известным формулам, следующим из теории Mi [16], показатель преломления брался равным 1,33. Кроме того, расчеты были выполнены для рэлеевской индикатрисы $G(\gamma) = (3/16\pi)(1+\cos^2\gamma)$.

Параметры индикатрисы рассеяния, характеризующие их степень анизотропии, приведены в табл. 1; $G_i(\gamma)$ обозначает накопленное значение индикатрисы в интервале углов от 0 до γ , $\overline{\cos\gamma}$ — среднее по индикатрисе значение косинуса угла рассеяния. Первые два параметра описывают анизотропию рассеяния точно в направлениях вперед—назад, остальные являются интегральными. В частности, $G_i(\pi/3)$ показывает, какая доля от общего рассеяния во все углы учитывается в малоугловом приближении.

Из рассматриваемых индикатрис наибольшей анизотропией отличается индикатриса облака $C-1$. Она представляет типичную облачную индикатрису для оптического диапазона длин волн. В то же время по степени анизотропии она близка к среднеморской индикатрисе [14]. Среди других индикатрис выделяется группа близких по параметрам умеренно анизотропных индикатрис: $\rho_0=2$, дымка— C , дымка— H . Слабо вытянутой является индикатриса дымки— L . Рэлеевская индикатриса симметрична относительно направлений вперед—назад. В то же время она имеет минимум под углом $\pi/2$, что в какой-то мере оправдывает попытку использования для нее малоуглового приближения.

Таблица 1

Параметры индикатрис рассеяния

Тип индикатрисы	$G(0)$	$\frac{G(0)}{G(\pi)}$	$G_i(\pi/3)$	$G_i(\pi/2)$	q	β	$\overline{\cos\gamma}$
$C-1$	137	2178	0,93	0,958	2,42	5,86	0,862
$\rho_0=2$	0,64	60	0,83	0,949	1,14	2,79	0,708
дымка— C	2,42	151	0,86	0,932	1,27	3,39	0,738
дымка— H	0,95	87	0,85	0,945	1,19	3,15	0,720
дымка— L	0,20	2,79	0,43	0,645	0,42	2,18	0,206
рэлеевская	0,12	1	0,30	0,5	0,333	2,13	0

Для указанных моделей проведена серия численных расчетов. Параметр τ_0 брался равным 1 и 10, α варьировалось в пределах 0,005—0,5. Для $\alpha=0,005$ использовалась двойная локальная оценка, в остальных случаях применялась локальная оценка. Число случайных реализаций, по которым проводилось усреднение при получении одной кривой, составляло $(1\div 4) \cdot 10^4$. Одновременно с вычислением средних значений

оценок находились их среднеквадратичные отклонения δ_μ [4]. В зависимости от α , τ , τ_0 и степени анизотропии индикатрисы величина δ_μ менялась в пределах 2—30%.

Отметим, что затраты машинного времени для метода Монте-Карло были существенно больше, чем для МП. Например, для сильно анизотропной индикатрисы С-1 при $\alpha=0,005$, $\tau=8$, $\delta_\mu=20\%$ это превышение достигало почти порядка величины.

При сопоставлении данных Монте-Карло с АС сначала был подобран коэффициент A_c таким образом, чтобы в пределах точности расчетов обеспечивался плавный переход данных Монте-Карло в АС для всех индикатрис и параметров задачи τ_0 , α . При этом предполагалось, что A_c может быть функцией интегральных параметров индикатрис β и q . Оказалось, что в пределах точности расчетов методом Монте-Карло удовлетворительное согласие достигается при $A_c = 0,22(3+2\beta)\beta^{-1}$.

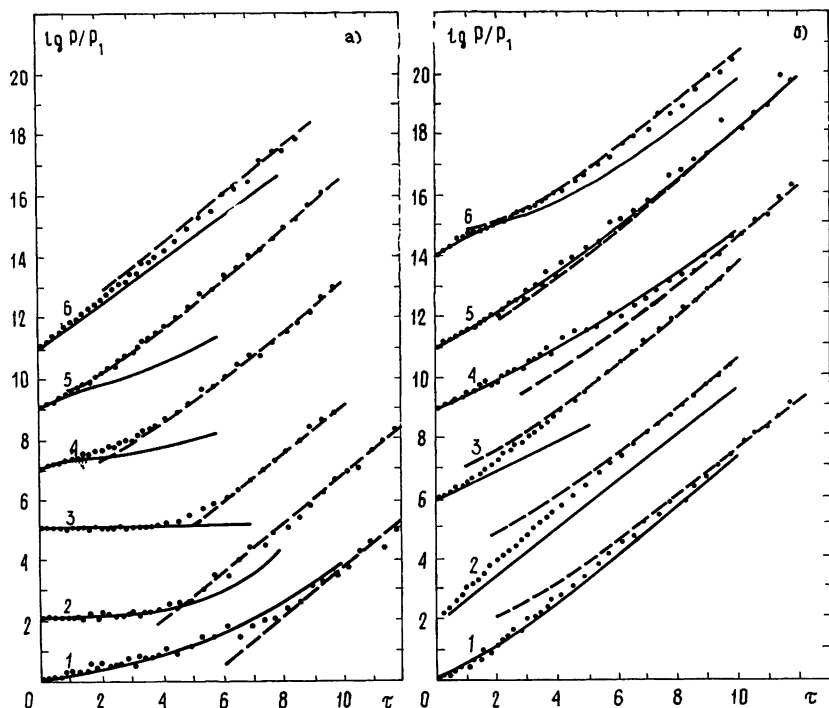


Рис. 3.

Сравнение данных для различных индикатрис выявило сходство в поведении расчетных зависимостей для всех индикатрис из группы умеренно анизотропных, а также для индикатрисы дымки—L в сравнении с рэлеевской. Поэтому результаты расчетов далее будем рассматривать на примере данных для трех индикатрис: С—1, $\rho_0=2$ и рэлеевской. Эти данные показаны на рис. 3. Сводка геометрических параметров для кривых, изображенных на рис. 3, дана в табл. 2. Сплошные линии на рис. 3 представляют данные, полученные в МП, штриховые — расчеты по АС с указанным выше значением A_c , а точками показаны результаты численного моделирования методом Монте-Карло. Для удобства представления данных каждая тройка кривых, относящихся к определенному варианту расчета, сдвинута относительно предыдущей на две-четыре единицы вдоль оси ординат. Для облегчения ориентировки в рисунке отметим, что при $\tau=0$ кривые, относящиеся к МП и методу Монте-Карло, во всех случаях проходят через нулевую для них точку оси ординат.

Из данных, представленных на рис. 3, видно, при каких τ в пределах точности оценок Монте-Карло совершается переход к асим-

птотическим зависимостям. Для больших α , τ_0 (рис. 3б, кривые 1—3) и для малых α (рис. 3а, кривые 1—3) этот переход происходит при $\tau \sim 8 \div 10$ в случае индикатрис С-1 и $\rho_0 = 2$, а для рэлеевской индикатрисы при $\tau \sim 6$. При этом приближение точек Монте-Карло в области малых τ к асимптотическим кривым идет снизу при больших α_0 , τ_0 и сверху для малых α . Поэтому ясно, что при промежуточных значениях параметров α , τ_0 близость к асимптотическим зависимостям может наступать уже при $\tau \sim 1 \div 2$, что и наблюдается в ряде случаев, показанных на рис. 3 (см. кривые 5, 6, рис. 3б; кривую 5, рис. 3а).

Таблица 2

Геометрические параметры задачи

Номер рисунка	Номер кривой	Тип индикатрисы	τ_0	α
3а	1	С-1	10	0,005
	2	$\rho_0 = 2$	10	0,005
	3	рэлеевская	10	0,005
	4	рэлеевская	10	0,05
	5	рэлеевская	1	0,5
	6	$\rho_0 = 2$	1	0,5
3б	1	С-1	10	0,5
	2	$\rho_0 = 2$	10	0,5
	3	рэлеевская	10	0,5
	4	С-1	10	0,05
	5	С-1	1	0,5
	6	$\rho_0 = 2$	10	0,05

Наименьшее значение α , для которого выполнялись численные расчеты, составляет 0,005. Можно, однако, показать, используя (4), что при дальнейшем уменьшении α точка пересечения асимптотических кривых с осью τ будет сдвигаться все дальше вправо по этой оси. Отсюда следует, что и переход к асимптотическим зависимостям будет происходить при все больших значениях τ .

Рассмотрим поведение кривых, представляющих расчеты в МП. Рис. 3 показывает, что во всех случаях существует некоторая начальная область оптических толщин, в которой МП хорошо соответствует данным Монте-Карло. Протяженность этой области растет с увеличением степени анизотропии индикатрисы и уменьшением α . В ее начале погрешность МП не превосходит разброса данных Монте-Карло 5—10%, а затем с ростом τ постепенно увеличивается. Существенно, что в тех случаях, когда малоугловые и асимптотические кривые пересекаются либо почти касаются (а к ним относятся практически все показанные варианты расчетов, за исключением вариантов с большим углом приема $\alpha = 0,5$ для индикатрисы $\rho_0 = 2$ и рэлеевской), область применимости МП достигает окрестности точки пересечения. Погрешность данных МП приближается при этом к 25%. Применяя далее интерполяцию, можно перейти от малоугловых кривых к асимптотическим. Для простейшего случая линейной интерполяции оценки показывают, что в переходной области обеспечивается точность не хуже 25% для индикатрисы С-1 и 40% для других индикатрис.

При $\alpha = 0,5$ для отмеченных выше вариантов индикатрисы $\rho_0 = 2$ и рэлеевской индикатрисы малоугловые и асимптотические кривые при всех τ удалены друг от друга на расстояние, соответствующее разнице между ними почти на порядок величины. В этом случае область применимости МП по τ не превышает 0,5 и стыковка с ним асимптотических зависимостей не имеет смысла. Грубую оценку вклада многократного рассеяния дает линейная интерполяция между началом координат и точкой на асимптотической кривой, взятой при $\tau = 8$. Из дополнительных расчетных данных при промежуточных углах в интервале (0,05, 0,5) следует, что для индикатрис $\rho_0 = 2$, рэлеевской в случае

$\tau_0 = 10$ интерполяцию от малоугловых к асимптотическим кривым имеет смысл проводить при $\alpha \leq 0,1$.

Практически совместное использование МП и АС для нахождения $P(\tau)$ можно реализовать следующим образом. Вначале рассчитываются и строятся зависимости $P(\tau)$ для МП и АС. Находится точка их пересечения (максимального сближения). Затем в ее окрестности выполняется интерполяция от МП к АС. Полученная составная зависимость дает $P(\tau)$ во всем диапазоне τ от нуля до бесконечности.

Таким образом, результаты данной работы показывают, что в случае сильно анизотропных индикатрис, включая типичные облачные и морские индикатрисы в оптическом диапазоне длин волн, для описания сигналов обратного рассеяния можно использовать малоугловое приближение, состыкованное с асимптотическими зависимостями, при углах приема $\alpha \leq 0,5$ (или $\tau_d \leq 5$ для $\tau_0 \geq 10$). То же самое справедливо при $\alpha \leq 0,1$ (или $\tau_d \leq 1$ для $\tau_0 \geq 10$) и для менее анизотропных индикатрис, в том числе рэлеевской индикатрисы.

Использование приближенных решений позволяет избежать трудоемких численных расчетов методом Монте-Карло, что особенно важно для сильно анизотропных индикатрис и малых приемных углов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Орлов В. М., Самохвалов И. В., Матвиенко Г. Г. и др. Элементы теории светорассеяния и оптическая локация. — Новосибирск: Наука, 1982.
2. Кауль Б. В., Креков Г. М., Крекова М. М. — Квантовая электроника, 1977, 4, № 11, с. 2408.
3. Коршунов В. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 9, с. 1099.
4. Марчук Г. И., Михайлов Г. А. и др. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике. — Новосибирск: Наука, 1976.
5. Kunkel K. E., Weinman J. A. — J. Atm. Sci., 1976, 33, № 9, p. 1772.
6. Platt C. M. R. — J. Atm. Sci., 1981, 38, № 1, p. 156.
7. Белов В. В., Креков Г. М., Титов Г. А. В кн.: Вопросы дистанционного зондирования атмосферы. — Томск, 1975, с. 102.
8. Ермаков Б. В., Ильинский Ю. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1969, 12, № 5, с. 694.
9. Долин Л. С., Савельев В. А. — Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1971, 7, № 5, с. 505.
10. Weinman J. A. — J. Atm. Sci., 1976, 33, № 9, p. 1763.
11. Зега Э. П., Иванов А. П., Кацев И. М., Каргин Б. А., Михайлов Г. А. — Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1973, 9, № 10, с. 1054.
12. Креков Г. М., Крекова М. М. Тезисы докладов VI Всесоюзного симпозиума по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. — Томск, 1980, ч. 1, с. 80.
13. Зега Э. П., Иванов А. П., Каргин Б. А., Кацев И. Л. — Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1971, 7, № 7, с. 750.
14. Зега Э. П., Кацев И. Л., Шербаф И. Д. — Изв. АН СССР. — Сер. ФАО, 1973, 9, с. 937.
15. Федорюк М. В. Метод перевала. — М.: Наука, 1977.
16. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. — М.: Мир, 1971.
17. Deirmendjian D. — Appl. Opt., 1964, 3, p. 187.

Институт экспериментальной
метеорологии

Поступила в редакцию
29 декабря 1985 г.

ON A COMBINED USE OF A SMALL-ANGLE APPROXIMATION AND ASYMPTOTIC EXPRESSIONS FOR THE DETECTION OF BACKSCATTERING SIGNALS

V. A. Korshunov

The paper gives the calculation data for a backscattering signal detected at pulse sounding of scattering media. The calculations are carried out with the use of a small-angle approximation, asymptotic expressions and the Monte-Carlo method. As a result of their comparison the applicability range of the small-angle approximation is defined and the proportionality factor in the asymptotic expression is refined. It has been shown that at some limitations from the above for the reception angle the small-angle approximation along with the asymptotic expressions provide a practically reasonable accuracy for the description of backscattering signals at any time delays for all the scattering indicatrices considered including the Rayleigh indicatrix and the known indicatrix of the cloud model C-1.