

ОСОБЕННОСТИ РАССЕЯНИЯ СВЕТА
ДИСПЕРСНЫМИ СРЕДАМИ С ПЛОТНОЙ УПАКОВКОЙ ЧАСТИЦ

А. П. Иванов и В. Г. Данилюк

Показано, что к средам с плотной упаковкой частиц уравнение переноса, строго говоря, неприменимо. Изучен ряд закономерностей распространения радиации, наблюдаемый в среде с разными расстояниями между центрами рассеяния, высказаны общие принципы приближенного использования уравнения переноса.

Закономерности переноса излучения в рассеивающих средах описывают с помощью уравнения переноса

$$dB(\mathbf{l}) = -B(\mathbf{l})\varepsilon dl + \frac{\sigma dl}{4\pi} \int x(\gamma') B(\mathbf{l}') d\omega' \quad (1)$$

Здесь $B(\mathbf{l})$ — яркость луча в точке наблюдения в направлении \mathbf{l} , ε — показатель ослабления, равный сумме показателей рассеяния σ и поглощения k , $x(\gamma')$ — индикатриса рассеяния элементарного объема.

Однако, строго говоря, его можно использовать только тогда, когда расстояния между центрами рассеяния велики (много больше длины волны облучающего света). В противном случае проявляются или интерференционные явления (на мелких частицах) [1, 2], или эффекты затенения (на крупных частицах) [3]. В этих ситуациях не применимо понятие прямого света, т. е. отсутствуют фотоны, которые не взаимодействовали с частицами и не изменили направления первоначального распространения.¹ Такое определение, конечно, не строго [4], однако оно качественно верно и наглядно позволяет пояснить все нижеприведенные результаты. Указанное обстоятельство приводит к тому, что первое слагаемое в правой части уравнения (1) неправильно описывает процесс, ибо оно свидетельствует об убывании пропорционально толщине dl элементарного объема яркости падающих на него исходных лучей (при переходе к конечной толщине это эквивалентно экспоненциальному закону Бугера).

В данной работе показано, насколько сильно могут быть искаженными результаты, вытекающие из решения уравнения переноса для объектов с плотной упаковкой частиц, изучен ряд закономерностей распространения радиации, наблюдаемых в среде с разными расстояниями между центрами рассеяния, высказаны общие принципы приближенного использования уравнения (1).

¹ Лишь в предельном случае, когда $d \ll \lambda$, $h \ll \lambda$ (d — диаметр частиц, h — расстояние между ними, λ — длина волны света) и частицы распределены равномерно, среда становится в оптическом смысле однородной, все взаимодействовавшее с веществом излучения распространяется только в направлении распространения падающего света.

Качественные различия между реальными
закономерностями рассеяния в плотных
средах и вытекающими из решения
уравнения переноса

Для того чтобы нагляднее описать указанные различия, начнем с рассмотрения трансформации излучения плоскопараллельным мутным слоем, освещенным по нормали к поверхности пучком радиаций в телесном угле $\Delta\omega_1 = \pi(\Delta\gamma_1)^2$, где $\Delta\gamma_1$ — апертурный угол излучательного устройства (рис. 1, а). Пусть для конкретности слой состоит из крупных частиц ($d \gg \lambda$), так что можно пренебречь интерференционными явлениями между разными центрами рассеяния.

После прохождения излучением среды в пределах телесного угла $\Delta\omega_1$ существует прямой свет. Согласно (1) (откидывая второе слагаемое в правой части уравнения), его яркость равна $B_{пр} = B_0 e^{-s_0}$, где B_0 — яркость потока, падающего на слой, l_0 — толщина слоя. Рассеянный свет существует под разными углами γ . Угловое распределение излучения зависит от оптических свойств слоя и его толщины, но для любого угла γ яркость рассеянного излучения $B_{р.1} \sim B_0 \pi(\Delta\gamma_1)^2$. Таким образом, из решения уравнения переноса следует, что в угловой структуре прошедшего излучения проявляется структура прямого света. Высказанные соображения иллюстрируются сплошной кривой на рис. 1, б. В принципе прямой свет на фоне рассеянного можно выявить при любой толщине слоя. Для этого необходимо, сохраняя B_0 постоянной величиной, уменьшить апертурный угол до величины $\Delta\gamma_2$, при которой яркость рассеянных лучей $B_{р.2}$ станет меньше яркости прямых (см. штриховую кривую на рис. 1, б). Указанные закономерности действительно имеют место, когда $h \gg d$, и они учитываются при конкретной разработке систем видения и локации в мутных средах [5, 6].

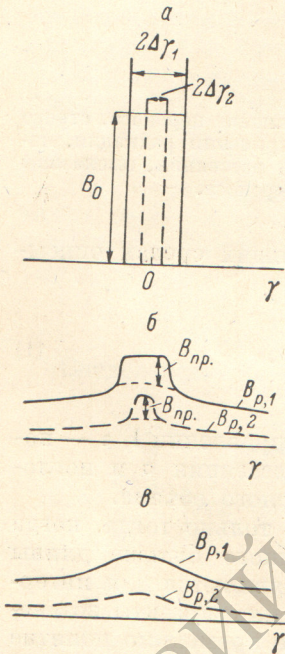


Рис. 1. Угловая структура падающего и прошедшего среду света.

Однако при плотной упаковке частиц картина прохождения света кардинально меняется. Любой однорядный слой частиц можно рассматривать как некую шероховатую пластинку, толщина которой порядка размеров шероховатостей. В этом случае уже при рассмотрении прохождения радиации через одну поверхность пластинки неприменимо понятие прямого света. Весь свет взаимодействует со средой и разбрасывается во все стороны, так что на интервал $\Delta\gamma_1$ приходится лишь доля рассеянного излучения. При этом уменьшение телесного угла, в котором падает внешнее излучение, практически не меняет угловую структуру (рис. 1, в). Более того, рассматривая систему, например, ромбовидных частиц, уложенных вершинами в направлении распространения прямого света, можно добиться того, что в принципе в зоне углов γ , близких к нулю, не будет никакого прошедшего света.

При описании плотной упаковки частиц неприменимо обычное понятие показателя ослабления ϵ (как впрочем и других характеристик элементарного объема). В самом деле ϵ характеризует величину коэффициента пропускания прямых лучей, при прохождении ими слоя единичной толщины. Экспериментально при определении показателя ослабления, для того чтобы исключить попадание в приемник рассеянного света, используют очень малый апертурный угол приемного устройства $2\gamma_{пр}$. В данной ситуации, когда отсутствует прямое излучение, регистрирующее устройство фиксирует только рассеянный свет, величина которого уменьшается

пропорционально $2\gamma_{\text{пр.}}$. Поэтому в предположении экспоненциального ослабления света измеряемый коэффициент пропускания становится зависящим от величины $2\gamma_{\text{пр.}}$ и стремится к нулю при $2\gamma_{\text{пр.}} \rightarrow 0$, что эквивалентно стремлению к бесконечности показателя экспоненты. Таким образом, возникает неопределенность в самом понятии ϵ .

Экспериментальное исследование процесса переноса излучения в сильнодисперсной среде

Зависимости, проявляющиеся в среде с плотной упаковкой частиц, были исследованы экспериментально. При этом везде проводилось сравнение результатов для среды, когда расстояния между частицами были настолько велики, что дальнейшее увеличение не изменяло закономерностей рассеяния.²

Объектами исследования являлись порошки стекла марок СС-4 и НС-9 со средними размерами частиц, равными 15 мкм, а также порошок никеля с размерами частиц от 5 до 20 мкм. Порошок стекла определенной навески размешивался в широкой кювете с водой. Металлический порошок — в кювете с раствором глицерина в воде. Время измерений было намного меньше времени, необходимого для того, чтобы изменилась объемная концентрация частиц.

Изменяя высоту столба жидкости, имелась возможность создавать системы из рассеивающих центров, расположенных на различных расстояниях друг от друга при данной навеске.

Опыты проводились на спектрофотометре СФД-2 с несколько модифицированными приспособлениями типа описанных в [7] для измерения коэффициентов пропускания в малых углах рассеяния и индикатрисы рассеяния. Светимость на выходе системы измерялась на фотометре ФМП-56 и фотоумножителем с углом приема 180° в широком баке, в котором создавались среды, идентичные средам в широкой кювете. На первых приборах угловая расходимость падающего излучения определялась углом $2\gamma_{\text{ист.}} = 15'$. Прошедший свет мог регистрироваться в углах $2\gamma_{\text{пр.}}$, равных $40'$, 2° , 3° и 6° . Длина волны облучающего излучения $\lambda_{\text{эфф.}} = 540$ нм. При этой длине волны вещество стекла СС-4 имеет показатель поглощения $k_r = 1.528$ мм⁻¹, стекла НС-9 — 0.547 мм⁻¹, а жидкости практически не поглощают свет. Вероятность выживания фотона на частице $\Delta_r = \sigma_r/\epsilon_r$ (ϵ_r и σ_r — показатели ослабления и рассеяния частицы) определялась на приставках, описанных в [7], и равнялась для порошка СС-4 0.7, а для НС-9 — 0.88. Параметр дифракции $\rho = \pi d/\lambda$ (d — средний диаметр частиц) был равен 86. При измерении светимости на выходе системы в широком баке облучающий пучок имел расходимость 20° .

Рассмотрим результаты проведенных исследований. Эксперименты показывают, что величина прошедшего потока при постоянной навеске зависит от объемной концентрации частиц c . Однако всегда существует такое значение $c = c_0$, ниже которого коэффициент пропускания уже остается постоянным. В наших условиях $c_0 \approx 7 \cdot 10^4$ см⁻³. При такой концентрации расстояние между частицами в 10 раз превышает их размеры. Это предельно разбавленная система. Другой крайней ситуации соответствует плотно упакованная система, когда на дне сосуда образуется одно- или многослойный экран с максимальной возможной концентрацией частиц. Каждой навеске порошка соответствует свой коэффициент перекрытия γ , под которым понимается отношение площади поперечного сечения всех частиц к площади основания сосуда, в котором они находятся.

На рис. 2 представлена зависимость коэффициента пропускания T от величины коэффициента перекрытия γ при различных углах приема для

² Первые исследования закономерностей многократного рассеяния при разных расстояниях между частицами были сделаны нами в работе [3].

предельно разбавленной и плотной систем порошка стекла СС-4. На этом же рисунке для сравнения изображена экспоненциальная зависимость ослабления прямого света, рассчитанная по формуле

$$T = e^{-\frac{\sigma \pi d^2}{2} l_0} = e^{-2\eta}, \quad (2)$$

где l_0 — высота столба суспензии.

Подобные закономерности и их причины описаны нами в [3]. Поэтому здесь мы подчеркнем только следующее. В области значений η порядка 1—4 кривые, соответствующие плотным слоям, с ростом коэффициента перекрытия из выпуклых превращаются в вогнутые. Этого не наблюдается для разбавленных систем. При больших апертурных углах приемного устройства зависимости $T(\eta)$ практически совпадают для слоев с раз-

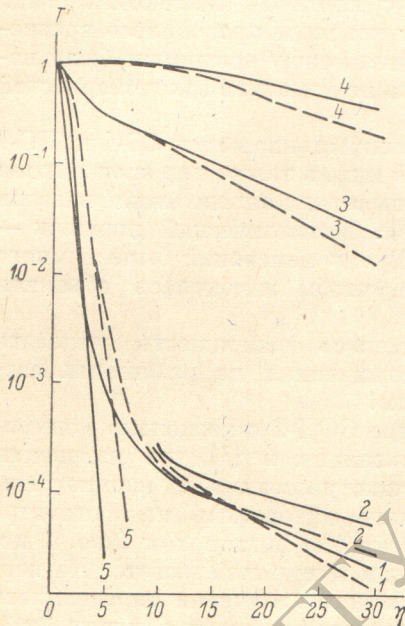


Рис. 3. Зависимость T от η для разных порошков при больших коэффициентах перекрытия.

1 — порошок СС-4 ($2\gamma_{пр.} = 3^\circ$); 2 — НС-9 (3°); 3 — СС-4 (180°); 4 — НС-9 (180°); 5 — никель (180°); сплошные линии — плотный слой, штриховые — разреженный.

практически совпадают для слоев с раз-

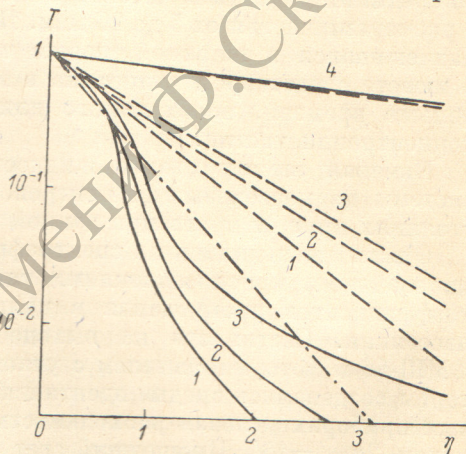


Рис. 2. Зависимость T от η для порошка марки СС-4.

1 — $2\gamma_{пр.} = 40'$; 2 — 2° ; 3 — 6° ; 4 — 180° ; сплошные линии — плотный слой, штриховые — разреженный, штрихпунктирная — расчет по формуле (2).

ной концентрацией частиц. Однако с уменьшением $2\gamma_{пр.}$ плотный слой начинает пропускать света меньше, чем разбавленный, и при очень малых апертурных углах приемного устройства разница в пропускании двух предельных систем может достигать нескольких порядков. В то же время следует обратить внимание, что с увеличением количества светорассеивающего материала наклон кривых, соответствующих плотным слоям, постепенно падает и становится меньше, чем у аналогичных кривых для разбавленных слоев. Это наступает тем раньше, чем больше $2\gamma_{пр.}$. Следовательно, можно ожидать, что при больших η кривые пересекутся, т. е. плотный слой начнет пропускать больше света, чем разбавленный. Действительно, рис. 3 иллюстрирует указанное предположение. На нем для разных светорассеивающих материалов представлены те же закономерности, что и на рис. 2, но только при больших η . С ростом η происходит замедление ослабления света, фиксируемого при малых $2\gamma_{пр.}$. Наклон кривых независимо от угла приема становится постоянным. Наблюдается так называемый толщинный режим [5]. Однако он разный для слоев с предельно плотной и разреженной упаковкой частиц. Он также различен для порошков из стекла СС-4 и НС-9. С уменьшением показателя поглощения вещества толщинный показатель ослабления уменьшается.

Рассмотренный ранее механизм прохождения света через разбавленные и плотные системы одного и того же светорассеивающего материала позволяет предположить, что в ряде случаев спектральный ход $T(\lambda)$ при постоянном η будет различным. В самом деле при больших расстояниях между частицами, если $k_p(\lambda)d \gg 1$, коэффициент пропускания света в любом апертурном угле приема определяется только прямым излучением и излучением многократно отраженным поверхностями частиц (ввиду сильного поглощения радиации внутри частицы для света, проходящего через них, в общем балансе пренебрежимо мала). Эта вторая составляющая при прочих равных условиях зависит от спектрального хода показателя преломления $n(\lambda)$ вещества частиц.

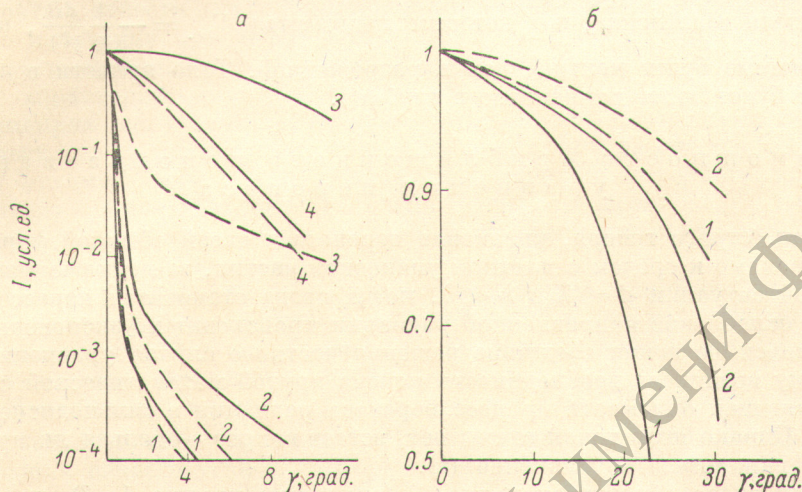


Рис. 4. Зависимость I от γ при разных η .

Сплошные линии — плотный слой, штриховые — разреженный. а — порошок СС-4: 1 — $\eta=0.25$, 2 — 0.63, 3 — 4, 4 — порошок никеля, $\eta=4$; б: $\eta=20$, порошок СС-4 (1), порошок НС-9 (2).

При плотной упаковке все излучение проходит через материал частиц и, следовательно, спектральный ход $T(\lambda)$ определяется не только $n(\lambda)$, но и мнимой частью комплексного показателя преломления $\kappa(\lambda) = \frac{\lambda}{4\pi} k_p(\lambda)$.

До сих пор речь шла об интегральных характеристиках проходящего света. Перейдем к анализу угловой структуры излучения. На рис. 4 в условных единицах представлены зависимости силы света I от угла наблюдения γ , отсчитываемого от нормали к поверхности слоя, на который падает внешняя радиация. Данные приведены для разных порошков, количеств светорассеивающего материала при предельно близком и удаленном расположении частиц друг относительно друга. Из рис. 4 видно, что при $\eta=0.25$ независимо от того, образуют ли частицы пористый однослойный экран (сплошная линия) или занимают большой объем (штриховая линия) ввиду отсутствия многократного рассеяния между ними, индикатрисы рассеяния систем сильно вытянуты, практически совпадают и характеризуют усредненную по ансамблю индикатрису рассеяния отдельной частицы. По мере увеличения навески (числа частиц) начинают проявляться влияния затенения и многократного рассеяния света. Поэтому наблюдается общая тенденция к «уплощению» индикатрис.³ Увеличивается разница между значениями $I(\gamma)$ при разных упаковках. Характерно, что, как показывает анализ, до η порядка десяти система, состоящая из плотно прилегающих частиц, имеет более диффузную индикатрису. Однако при дальнейшем увеличении η , хотя диффузность продолжает

³ Здесь исключена область очень малых углов порядка угловых секунд, где за счет дифракционных явлений на препятствии, образованном комплексом плотно прилегающих частиц, индикатриса рассеяния вытягивается.

увеличиваться, но в разреженном слое она становится более выраженной, чем в плотном. При η порядка 15—20 формы индикатрис рассеяния стабилизируются, что свидетельствует о наступлении толщинного режима. Как и в разреженном слое, при плотной упаковке частиц с увеличением показателя поглощения вещества k_v угловое распределение излучения вытягивается по нормали к поверхности среды.

Мы рассмотрели ряд особенностей толщинного режима в системе плотно упакованных частиц. Поскольку между толщинным и глубинным режимом внутри слоя при малых концентрациях частиц существует тесная корреляция [5], то и в данном случае можно сказать о некоторых свойствах глубинного режима. В частности, следует ожидать, что глубинный показатель ослабления, под которым понимается $\Gamma_{г.л.} = -\frac{1}{\eta} \frac{dB}{d\eta}$, в плотной системе будет меньше, чем в разреженной. Тело яркости в первом случае будет более направлено в глубину.

Возможности приближенного использования уравнения переноса

Итак, строго говоря, уравнение переноса в своей обычной форме (1) неприменимо к средам с плотной упаковкой частиц, за исключением предельной ситуации $d \ll \lambda$ и $h \ll \lambda$, когда среда становится нерассеивающей и ослабление направленной радиации происходит по экспоненциальной зависимости как следствие решения частного случая уравнения (1). Поэтому возникает необходимость поиска другой математической схемы, позволяющей описывать процесс переноса радиации в сильнодисперсной среде. Однако пока такой схемы нет, встает вопрос — нельзя ли приближенно использовать уравнение (1).

Если снова обратиться к рис. 2 (сплошные кривые 1—3), то совершенно ясно, что для описания радиации, распространяющейся в направлениях, близких к направлению падения внешнего квазипараллельного излучения, уравнение переноса в обычной форме неприменимо. Нельзя путем введения любых, но не изменяющихся по толщине слоя, феноменологических параметров элементарного объема (ϵ , σ , x (γ')) в принципе описать с помощью (1) указанные выпукло-вогнутые кривые. Ведь в действительности такая форма кривых возникла вследствие того, что с увеличением массы светорассеивающего материала, т. е. с ростом η трансформируются свойства элементарного объема (если о таковом еще можно здесь говорить). В данном случае это происходило за счет постепенного исчезновения прямого света и возникновения экраниривки и многократного рассеяния между расположенными рядом частицами. При наличии мелких частиц это было бы связано с интерференционными процессами.⁴ Здесь нельзя сослаться на отсутствие большого количества центров рассеяния — основного условия формулировки уравнения (1). Непрерывная трансформация свойств происходит до значительного увеличения массы светорассеивающего материала. Достаточно указать, что при больших расстояниях между частицами эта масса соответствует оптической толщине $\tau = 2\eta \sim 3-5$, когда излучение ослабевает на несколько порядков и становится диффузным.

Таким образом, для рассмотрения задач, связанных с анализом структуры света в области зоны прямых лучей (локации, видения, расчета частотно-контрастных характеристик и т. д.) в средах с плотной упаковкой центров рассеяния (люминесцентные дисперсные экраны и многие фотографические слои, бумаги, ткани, снежный и земляной покров, порошки различных материалов) уравнение переноса в большинстве случаев применять нельзя. Здесь также становится бессмысленным введение и определение постоянных по толщине оптических характеристик эле-

⁴ По этой причине отсутствует теория рассеяния в дисперсионных фильтрах (фильтрах Христиансена).

ментарного объема ε , σ , $x(\gamma')$ однородной рассеивающей среды. Для того чтобы удовлетворить наблюдаемым закономерностям рассеяния, нужно характеристики уравнения переноса сделать зависящими от толщины слоя. При этом совершенно не ясно, как их рассчитать или измерить экспериментально.

Однако, когда речь идет об интегральных (по углу) величинах светового поля (кривые 4 на рис. 2 и кривые 4, 5 на рис. 3) при любой толщине среды или угловой структуре радиации в толщинном (рис. 4, б), а следовательно, и глубинном режимах, то в этих случаях не наблюдается аномальных закономерностей, противоречащих закономерностям, вытекающим из анализа решения уравнения (1). Указанный вывод можно, вероятно, отнести для любых толщин к разным характеристикам рассеянного излучения при диффузном освещении, а для отраженной радиации и при направленном освещении. Это объясняется тем, что рассматриваемые характеристики слабо чувствительны к тонким малоугловым трансформациям излучения, описанным выше. Здесь совершенно не важно, существует ли прямой свет, или он превратился в рассеянный, но идущий под углами, близкими к направлению падения исходного излучения. Поэтому использование уравнения переноса возможно. Необходимо только выяснить, что понимать под первичными параметрами ε , σ , $x(\gamma')$ и как их измерять у конкретного объекта.

Можно предложить следующий способ определения этих параметров.

Возьмем плотный однорядный слой частиц. Осветим его по нормали к поверхности пучком радиации с возможно меньшей угловой расходимостью, характеризуемой апертурным углом $2\gamma_{\text{ист.}}^5$.

Измерим падающий поток $F_{\text{пад.}}$ и силу света $I(\gamma)$, рассеянного слоем под всеми углами γ излучения. Чисто условно положим, что при всех γ , меньших некоего угла γ' , который немного больше или равен $\gamma_{\text{ист.}}$, сила рассеянного света равна $I(\gamma')$. Все реальное превышение интенсивности радиации в этом интервале углов припишем прямому свету. Тогда направленный показатель рассеяния, согласно его определению, будет равен при $\gamma \leq \gamma'$

$$\text{при } \gamma \geq \gamma' \quad \left. \begin{aligned} \sigma(\gamma) &= \frac{4\pi}{d_{\text{эфф.}}} \frac{I(\gamma')}{F_{\text{пад.}}}, \\ \sigma(\gamma) &= \frac{4\pi}{d_{\text{эфф.}}} \frac{I(\gamma)}{F_{\text{пад.}}}, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где $d_{\text{эфф.}}$ — эффективная толщина однорядного слоя частиц.

Расчет показателя рассеяния и индикатрисы рассеяния проводится по формулам

$$\sigma = \frac{1}{2} \int_0^{\pi} \sigma(\gamma) d\gamma, \quad (4)$$

$$x(\gamma) = \sigma(\gamma)/\sigma. \quad (5)$$

Поскольку под величиной прямого света, прошедшего слой, мы понимаем

$$F_{\text{прот.}} = 2\pi \int_0^{\gamma'} [I(\gamma) - I(\gamma')] d\gamma,$$

то отсюда следует, что показатель ослабления

$$\varepsilon = \frac{1}{d_{\text{эфф.}}} \left\{ 1 - \frac{2\pi}{F_{\text{пад.}}} \left[\int_0^{\gamma'} I(\gamma) d\gamma - \gamma' I(\gamma') \right] \right\}. \quad (6)$$

⁵ Величина $2\gamma_{\text{ист.}}$ зависит от угловой структуры рассеянного слоя вперед излучения — чем более она направленная, тем меньше должен быть угол $2\gamma_{\text{ист.}}$

Следует подчеркнуть, что все характеристики определяются не независимыми методами, а только через измеренное распределение $I(\gamma)/F_{\text{пад}}$ и $I(\gamma')/F_{\text{пад}}$ при выбранном γ' . Причем незначительные изменения угла γ' , хотя и изменяют значения характеристик элементарного объема, но это существенно не сказывается на рассчитываемой структуре светового поля в толстом слое мутной среды. Точность описания параметров по формулам (3)—(6) тем выше, чем меньше поглощается и отражается света назад однократным слоем частиц.

Авторы благодарны Э. П. Зеге и И. Л. Кацеву за полезную дискуссию.

Литература

- [1] А. П. Иванов, А. Я. Хейруллина, Т. Н. Харькова. Опт. и спектр., 28, 381, 1970.
- [2] Е. А. Ведерникова, М. В. Кабанов. Опт. и спектр., 37, 130, 1974.
- [3] А. П. Иванов, В. Г. Данилюк. Ж. прикл. спектр., 22, 302, 1975.
- [4] Г. В. Розенберг. В кн.: Теоретические и прикладные проблемы рассеяния света, 159. «Наука и техника», Минск, 1971.
- [5] А. П. Иванов. Оптика рассеивающих сред. «Наука и техника», Минск, 1969.
- [6] А. П. Иванов. Физические основы гидрооптики. «Наука и техника», Минск, 1975.
- [7] М. П. Значенок, К. Г. Предко. Устройства для определения характеристик рассеяния и поглощения. Устройство для измерения индикатрис рассеяния дисперсных объектов. Препринты ИФ АН БССР, Минск, 1972.

Поступило в Редакцию 28 июля 1975 г.