

Г.П. Коханенко

## Временная структура светового поля от точечного источника в рассеивающей среде

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 10.01.2006 г.

Импульсное излучение, проходя слой рассеивающей среды, подвергается искажениям в результате эффектов многократного рассеяния. Приведены результаты численных расчетов временной формы импульсов для сред с различными индикатрисами рассеяния. Показано, что даже при достаточно больших оптических толщинах ( $\tau \approx 10-20$ ) временная форма рассеянного излучения не описывается диффузионными теориями, но представляет собой, как правило, двухмодальное распределение. Только при значительном увеличении оптической толщины ( $\tau > 100-150$ ) распределение фотонов по длинам пробега приобретает одномодальную «диффузионную» форму.

### Введение

Импульсные источники света широко применяются в задачах оптической связи, локации, оптической навигации. Распространение световых импульсов через рассеивающую среду (такую, как атмосфера или вода) сопровождается хорошо известными эффектами многократного рассеяния, приводящими к задержке времени прихода импульса и увеличению его длительности.

Если оптическая толщина  $\tau$  рассеивающего слоя мала ( $\tau \ll 1$ ), сигнал на приемнике определяется в основном ослабленным прямым и однократно рассеянным излучением. Временные растяжения импульсов определяются в этом случае геометрическими параметрами эксперимента — длиной трассы, углом поля зрения приемника и т.п. При увеличении  $\tau$  все большую роль начинает играть многократное рассеяние, форма сигнала начинает зависеть и от оптических параметров рассеивающей среды, таких как оптическая толщина и асимметрия индикатрисы рассеяния.

Особенно сложная форма сигнала наблюдается для приемников с широким углом поля зрения (измерителей освещенности), поскольку в этом случае уже при небольших  $\tau$  существенную долю в энергии сигнала имеют фотоны, рассеянные на большие углы. Время запаздывания этих фотонов значительно больше, чем у фотонов, рассеянных преимущественно на малые углы. Это приводит к тому, что в переходной области оптических толщин (от  $\tau \ll 1$  до  $\tau \gg 1$ ) временная структура излучения (распределение фотонов по длинам пробега) приобретает сложную многомодальную структуру.

Анализ известных экспериментальных наблюдений и результаты численных расчетов, проведенных автором, показывают, что временная форма оптического сигнала в этих условиях не может быть однозначно определена величиной задержки макси-

муму либо длительностью на уровне половины амплитуды. В статье приведены результаты расчетов распределения фотонов по длинам пробега в средах с различной асимметрией индикатрисы рассеяния. Прослеживается трансформация вида распределения от многомодального к «диффузионному» при неограниченном увеличении оптической толщины среды.

### 1. Деформация импульсов в рассеивающей среде

Предположим, что в рассеивающей среде (возможно, на ее границе) возникает короткий  $I_0\delta(r)\delta(t)$  световой импульс. Прямое ослабленное излучение достигнет приемника, находящегося в глубине среды в точке  $\mathbf{r}$  ( $|\mathbf{r}| = Z$ ), в момент времени  $T_0 = Z/c$ , где  $c$  — скорость света в среде. Интенсивность прямого излучения ослабляется экспоненциально

$$I(\mathbf{r}, t) = I_0 \exp(-\tau)\delta(t - T_0)$$

и сохраняет начальную  $\delta(t)$  особенность. (Здесь  $\tau = \varepsilon Z$  — оптическая длина трассы;  $\varepsilon$  — коэффициент ослабления). Рассеянное излучение различной кратности вызовет на приемнике импульс, максимум которого задержан на  $t_{\max}$  относительно времени прихода первого фотона и имеет длительность (на уровне половины амплитуды)  $\delta t$ . В случае больших оптических толщин  $\tau$  доля ослабленного прямого потока пренебрежимо мала и регистрируемый сигнал определяется в основном рассеянным излучением.

Для измерителя освещенности (приемника с единичной апертурой и косинусной диаграммой направленности) регистрируемая мощность сигнала  $P(t)$  связана с интенсивностью  $I(t)$  выражением

$$P(t) = \int_{2\pi} I(t) \cos\varphi d\omega,$$

где  $\varphi$  — угол падения луча на приемную площадку;  $d\omega$  — элемент телесного угла. Временная форма сигнала  $P(t)$  может интерпретироваться как распределение фотонов по длинам пробега  $P(l = ct)$ .

Обычно предполагается, что это распределение имеет достаточно простую, типа  $\Gamma$ -распределения, форму, с крутым фронтом и пологим спадом и фиксированным соотношением между задержкой  $t_{\max}$  и длительностью  $\delta t$ . Задачей является в этом случае оценка временных параметров импульса ( $t_{\max}$ ,  $\delta t$ ) в зависимости от оптических параметров среды (таких, как оптическая толщина  $\tau$ , средний косинус угла рассеяния  $\langle \cos\gamma \rangle$  и т.п.).

В общем случае интенсивность излучения определяется решением нестационарного уравнения переноса излучения (УПИ) [1–4]:

$$\left( \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{s} \nabla_r + \varepsilon \right) I(\mathbf{r}, \mathbf{s}, t) = \Lambda \int_{4\pi} g(\mathbf{s}, \mathbf{s}') I(\mathbf{r}, \mathbf{s}', t) d\omega. \quad (1)$$

Здесь  $I(\mathbf{r}, \mathbf{s}, t)$  — интенсивность излучения в точке  $\mathbf{r}$  в направлении  $\mathbf{s}$ ;  $\Lambda = \sigma/\varepsilon$  — альbedo однократного рассеяния;  $\sigma$  — коэффициент рассеяния. Индикатриса рассеяния  $g(\gamma)$  нормирована из условия  $\int_{4\pi} g(\gamma) d\omega = 1$ ,  $\gamma$  — угол рассеяния. Как правило, ре-

шения нестационарного уравнения получают из соответствующего приближения для стационарного случая путем преобразования Лапласа по времени [5]. К сожалению, аналитические решения известны для ограниченного диапазона изменения оптических параметров среды (альbedo однократного рассеяния, асимметрии индикатрисы), что приводит к дополнительным ограничениям временного интервала, в котором справедливо то или иное нестационарное решение.

Известны асимптотические решения нестационарного уравнения переноса [6], описывающие форму светового импульса в большие моменты времени  $t \rightarrow \infty$  для различной геометрии рассеивающей среды. Например, для рассматриваемого в статье точечного источника в бесконечной рассеивающей среде интенсивность излучения спадает по закону  $t^{-3/2}$  [2]. Для сред с заметным истинным поглощением и острой индикатрисой рассеяния (типа морской воды) хорошо выполняются условия применимости малоугловых приближений [7–9], учитывающих только рассеяние на малые углы. Для рассеиваемых сред с малым истинным поглощением (коэффициент поглощения  $k$  много меньше коэффициента рассеяния  $\sigma$ ) ситуация сложнее, поскольку рассеянные на большие углы фотоны вносят заметный вклад в интенсивность рассеянного излучения в большие моменты времени. Поскольку именно такие среды являются предметом анализа в данной статье, рассмотрим их более подробно.

Известно, что для консервативных сред поле яркости весьма быстро (по мере проникновения фотонов в глубь среды) приобретает близкую к изотропной форму, и вдали от границ распространение излучения можно представить как процесс диффузии энергии, описываемый диффузионным уравнением [1, 10, 12]:

$$\frac{1}{c} \frac{dU}{dt} = D \nabla^2 U - \kappa U. \quad (2)$$

Здесь  $U(\mathbf{r}, t) = \int_{4\pi} I(\mathbf{r}, \mathbf{s}, t) d\omega$  — средняя интенсивность

излучения (пространственная освещенность);  $D$  — коэффициент диффузии.

К диффузионному уравнению приводят разные подходы. Достаточно простые представления о рассеянии как процессе случайного блуждания фотонов по решетке из рассеивающих центров позволили Чандрасекару в работе 1943 г. [10] получить выражение для распределения фотонов по длинам пробега в случае изотропного рассеяния. Им замечено, что в асимптотическом случае большого числа столкновений ( $Z/l \gg 1$ ,  $l = 1/\sigma$  — длина свободного пробега) распределение описывается диффузионным уравнением с коэффициентом диффузии  $D = 1/3\sigma$ . Для случая неизотропного рассеяния известно, что диффузионное уравнение соответствует первому приближению метода сферических гармоник, при этом результаты изотропного случая применимы, если длину пробега  $l = 1/\sigma$  заменить на транспортную длину  $l_D = 1/\sigma(1 - \langle \cos\gamma \rangle)$  [11, 12]. В соответствии с этим характерным безразмерным параметром является диффузионная (транспортная) оптическая длина  $\tau_D = \sigma Z(1 - \langle \cos\gamma \rangle)$ . Для нестационарного излучения достаточно подробные решения УПИ в диффузионном приближении (ДП) были получены в 70-х гг. Зега и др. [13] и Ивановым и др. [14], а в 80–90-х гг. Исмару, Ито, Фуруцу и Чевро [15–19]. Процесс блуждания фотонов рассматривался в [20].

Другой случай диффузного состояния светового поля наблюдается при не столь больших оптических толщинах  $\tau = \sigma Z$ , но при сильно вытянутой индикатрисе рассеяния, когда угловая дисперсия пучка излучения  $\langle \theta^2 \rangle$  так же, как и в диффузионном приближении, много больше дисперсии однократного рассеяния  $\langle \gamma^2 \rangle$ , но не за счет большой оптической толщины, а за счет малости  $\langle \gamma^2 \rangle$ :  $1 \ll \langle \gamma^2 \rangle \ll \langle \theta^2 \rangle$  (малоугловое диффузионное приближение, МДП). Решения в МДП для широких и узких пучков получены Долиным [21], Ремизовичем и др. [22], Рогозиным [23], при этом МДП дает удовлетворительные результаты расчетов временной формы излучения при учете зависимости коэффициента диффузии от времени пребывания фотонов в среде [23–25].

Для излучения, принявшего диффузный характер (пространственное распределение нормально, а угловое близко к изотропному), распределение фотонов по длинам пробега имеет достаточно простую форму, с крутым фронтом и степенным спадом сигнала. Именно для такого случая возможно однозначное представление временных (а также угловых и пространственных) распределений яркости поля по известным его моментам (первым и вторым) [26]. Подобный подход реализовали, в частности, Маклеан и др. [27], восстановившие форму импульсов до  $\tau = 24$ , используя формулы МДП [23] и моменты, рассчитанные Лютомирским и др. [28]. В общем же случае знание моментов не дает однозначного представления

о точной форме распределения фотонов по длинам пробега.

Представление о размытии импульса как процессе диффузии излучения в рассеивающей среде физически понятно и позволяет использовать диффузионные приближения при больших ( $\tau_D \gg 1$ ) оптических толщинах. При меньших  $\tau$  временная структура излучения может быть существенно иной. При сопоставлении наших численных расчетов с предсказаниями диффузионных приближений мы в дальнейшем будем основываться на формуле, предложенной Ито и Фуруцу [16, 18] для мощности сигнала:

$$P(t) = \frac{\sigma^3 c}{8\pi^{3/2}} \frac{\eta^{3/2}}{(\sigma ct)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\eta t^2}{4\sigma ct}\right). \quad (3)$$

Здесь  $\eta = 3(1 - \langle \cos\gamma \rangle)$ . Формула получена для случая освещения рассеивающего слоя широким пучком излучения и имеет то же асимптотическое поведение сигнала ( $t^{-3/2}$ ), что и для точечного источника. Для узкого направленного пучка излучения, когда существенна поперечная диффузия излучения, спад импульса будет более быстрым [18, 50]. Для длительности импульса  $\delta t$  и задержки  $t_{\max}$  из (3) следует

$$\delta u \equiv \sigma c \delta t \approx \eta t^2 / 2; \quad t_{\max} \approx \delta t / 3. \quad (4)$$

Пропорциональность времени задержки квадрату оптической толщины характерна для процесса случайных блужданий фотона в рассеивающей среде [10, 14, 49]. В случае ограниченного в пространстве рассеивающего слоя влияние граничных условий приводит к небольшому отклонению от квадратической зависимости при небольших  $\tau$  [14, 19].

## 2. Анализ экспериментальных наблюдений световых импульсов

Для выяснения применимости приближенных решений УПИ в различных условиях необходимо сравнение аналитических вычислений с натурными или численными экспериментами. Несомненные преимущества численного моделирования состоят в том, что возможно точное задание оптических параметров среды и геометрии эксперимента. Однако расчеты временных растяжений импульсов немногочисленны, и связано это прежде всего с определенными трудностями набора достаточно представительной статистики в средах с сильной анизотропией рассеяния при мелком разбиении временной сетки. Отметим только несколько работ [25, 29–35]. В результате, несмотря на кажущуюся универсальность метода, во многих работах используются определенные упрощения схемы эксперимента — например, ограниченное временное разрешение [33] или учет только рассеяния вперед [31]. Следует учитывать также, что ограниченные возможности ЭВМ 70–80-х гг. не позволяли получать достаточную для нестационарных задач статистику расчетов.

Вполне объяснимо в этой ситуации внимание исследователей к экспериментальным работам. В 70–80-е гг. был проведен ряд наблюдений растяжения

световых импульсов, прошедших через рассеивающие среды как в натуральных, так и в модельных условиях [36–47]. Некоторые сведения об известных автору наблюдениях приведены в таблице.

**Экспериментальные наблюдения световых импульсов в рассеивающих средах**

Работа	Длина трассы	Временное разрешение приемника	Угол поля зрения 2φ, град	Оптическая толщина	Максимальное растяжение
[41]	11 см	25 пс	16–36	13–77	690 пс
[43]	4 м	1 нс	60	20–50	6 нс
[47]	20 м	0,5 нс	2	10–80	42 нс
[45]	100 м	2 нс	10	25	60 нс
[40]	0,96 км	20 нс	2–15	18–30	175 нс
[42]	1,2 км	10 нс	0,5	8–20	22 нс
[37]	2 км	30 нс	5–20	4–25	0,6 мкс
[36]	7,2 км	50 нс	4	34–249	15 мкс
[39]	12 км	200 нс	4–34	30–50	20 мкс
[38]	13,6 км	150 нс	0,01–1	4–12	0,5 мкс

Эксперименты существенно различались по длине трассы и временному разрешению приемной аппаратуры. Были длинные трассы порядка 7–13 км (Мурадян и др. [39], Бучер и Лернер [36], Пэйк и др. [38]) и модельные камеры с длиной от 11 см (Эллиотт [41]) до 20 м (Вергун и др. [47]). Как правило, в экспериментах наблюдались водные туманы и облака. Исключением был цикл работ Гольдина, Пелевина и др. [44, 45] в естественных водах океанов и эксперименты в модельной камере Эллиотта [41], где одной из сред была взвесь парафина в воде. В большинстве случаев, когда наблюдались заметные уширения импульсов, вид сигнала был похож на диффузионный, т.е. имел крутой передний фронт и пологий спад. Мурадян [39] выделял в сигнале два Г-распределения с длительностью, различающейся примерно в 3 раза, и приписывал более короткую часть рассеянию низких кратностей. Лелавати и др. [48] объяснили это одновременным существованием трехмерной и одномерной диффузий и обнаружили подобную же картину в данных Эллиотта [41]. В некоторых экспериментах наблюдалась зависимость формы сигнала от угла поля зрения (УПЗ) приемника, но пределы изменения длительности импульса не превышали 3–5 раз при изменении угла поля зрения в пределах 2–35° [39–41, 47]. Слабая зависимость длительности импульса от УПЗ показана в диффузионном приближении Чевро [19].

Измеренные длительности импульсов в упомянутых работах существенно различались, однако дело не только в разных длинах трасс. Так, на близких по длине трассах Бучер и Лернер [36] наблюдали растяжения до 32 мкс на трассе 7,2 км при УПЗ 4°, тогда как Пэйк [38] на трассе 13,6 км при УПЗ 1° не наблюдал заметного уширения при том же временном разрешении приемника в 150 нс. Для нашего анализа существенно то, что в некоторых экспериментах (Эллиотт [41], при значениях  $\tau_D < 3,1$ , Мурадян и др. [40] при  $\tau = 20$ , Маттер и др. [42] при измерениях на оси пучка) наряду с диффузной частью излучения наблюдались пики в начальный

момент времени, длительность которых не превышала временного разрешения приемников. Их энергия существенно превышала энергию прямого пучка (экспоненциально ослабленного), поэтому эти импульсы совершенно естественно отождествлялись с порцией излучения, многократно рассеянного в направлении вперед, в пределах углов, не превышающих поля зрения приемника. Подобные пики фиксировались и в численных расчетах [30].

Чрезвычайное разнообразие условий (геометрических и оптических), реализовавшихся в экспериментах, не позволяет корректно сравнить все измеренные угловые, пространственные и энергетические распределения. Однако можно провести анализ временных растяжений импульсов, основываясь на предсказаниях диффузионных теорий, поскольку при достаточной большой оптической толщине временное растяжение не чувствительно к стратификации среды, а рассеивающие свойства задаются одним параметром — средним косинусом угла рассеяния.

Данные экспериментальных измерений временного уширения импульсов, полученные в обсуждаемых работах, показаны на рис. 1.

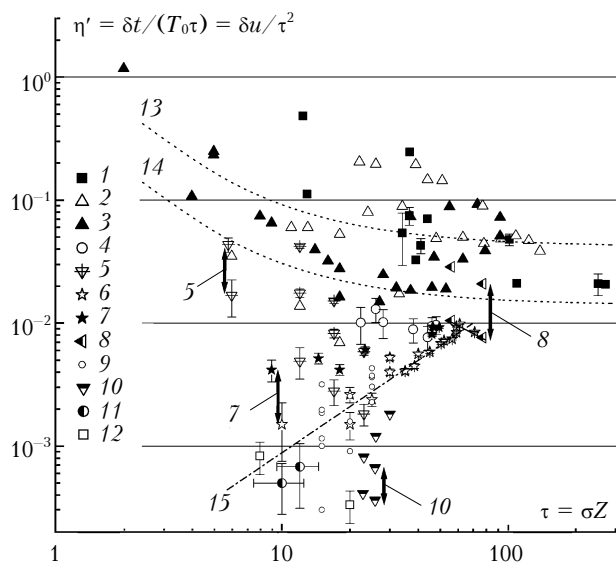


Рис. 1. Результаты экспериментальных наблюдений уширения световых импульсов. Цифры соответствуют ссылкам: 1 — [36]; 2, 3 — [41] для различных рассеивающих сред; 4 — [43]; 5 — [45]; 6, 7 — [47] для двух поляризованных компонент; 8 — [39]; 9 — [37]; 10 — [40]; 11 — [38]; 12 — [42]

Естественно, приведены длительности «диффузной» компоненты сигнала, поскольку конечное временное разрешение приемника не позволяет измерить точную временную форму «многократно рассеянного вперед» излучения (если оно регистрировалось). По горизонтальной оси отложена оптическая толщина рассеивающего слоя, по вертикали — величина  $\eta' = \delta u / \tau^2$ , которая, согласно (4), должна зависеть только от асимметрии индикатрисы рассеяния среды. Пунктирными кривыми 13, 14 показаны зависимости длительности импульса для широкого и узкого пучков в диффузионном приближении [18] с учетом граничных условий. Для некоторых дан-

ных отмечены (вертикальные стрелки) пределы изменения длительности, наблюдавшиеся при изменении УПЗ. Ошибки измерения длительности и оптической толщины приведены в случае, если они указаны в цитируемых мною выше статьях. Следует отметить, что в двух случаях [37, 39] оптическая толщина в оригинальной работе не указана, и ее оценка проведена нами по косвенным признакам.

Для экспериментов, проводившихся с рассеивающими средами, отличающимися от водяного тумана, проведен перерасчет длительности по (4) в соответствии со значением среднего косинуса угла рассеяния, приведенным в [41, 45].

Прежде всего обращает на себя внимание то, что часть данных (в особенности [36, 41]) достаточно хорошо соответствует предсказываемой диффузионным приближением зависимости. В то же время некоторые данные имеют совершенно другую, более сильную, чем квадратическая, зависимость длительности от оптической толщины (например, данные автора [47], показанные штрихпунктирной кривой 15). В области переходных оптических толщин  $\tau = 10-30$  (уже  $\tau \gg 1$ , но  $\tau_D = \tau(1 - \langle \cos \gamma \rangle)$  еще недостаточно велика) расхождение между данными измерений различных авторов составляет три порядка. Подобный разброс не может быть объяснен влиянием условий эксперимента (углы поля зрения, поперечные размеры рассеивающего слоя и пр.) в рамках диффузионных теорий. Очевидно, что здесь не работает однозначно само определение длительности импульса как ширины на уровне половины амплитуды, используемое в эксперименте. И происходит это потому, что невозможно представление «диффузной» части излучения в виде простой одновершинной кривой типа Г-распределения.

В [24, 35], основываясь на результатах модельных экспериментов и численных расчетов, мы предположили, что в действительности форма импульса (распределение фотонов по длинам пробега) для области переходных оптических толщин представляется в виде двух- (или более) модального распределения, типа представленного ниже (см. разд. 4). Первая группа фотонов (ослабленный прямой пучок и многократно рассеянные вперед фотоны) сохраняет начальную  $\delta(t)$  особенность. Фотоны, рассеянные преимущественно под малыми углами, имеют хоть и незначительную, но все же конечную длительность и распределение с близкой к асимптотической скоростью спада. Однако «хвост» этого распределения не переходит в настоящую асимптотику.

Диффузный фон, образованный фотонами, многократно рассеянными на большие углы и «забытыми» о первоначальном направлении движения, образует свое собственное распределение, отделяющееся от соседнего и по времени, и по мощности на несколько порядков. Доля энергии, приходящаяся на каждую из этих групп фотонов, зависит, прежде всего, от таких параметров, как оптическая толщина среды и асимметрия индикатрисы рассеяния. Ни один реальный эксперимент не обладает таким большим динамическим диапазоном (и по времени, и по мощности), чтобы одновременно зафиксировать соседние максимумы излучения. Результат во многом

зависит от временного разрешения приемника. При плохом (по отношению к длине трассы) разрешении регистрируется настоящий диффузный максимум, а все рассеянное на малые углы интерпретируется как пик «многократно рассеянного вперед» излучения. При хорошем временном разрешении четко регистрируется временная зависимость излучения, рассеянного на малые углы, и считается, что это и есть «диффузный» максимум, тогда как настоящий диффузный максимум меньше по мощности на несколько порядков и тонет в шумах аппаратуры.

Особенно трудна интерпретация наблюдений при узком поле зрения приемника, когда распределение имеет вид дельтообразного пика. В этом случае определение длительности как ширины распределения на уровне половины амплитуды теряет смысл, а форма импульса, наблюдаемая в эксперименте, определяется преимущественно временным разрешением приемника.

При увеличении оптической толщины ( $\tau_D \rightarrow \infty$ ) подобная многомодальная структура импульса должна плавно переходить к действительно диффузионной форме распределения. Это видно и на рис. 1, где неоднозначность измерений исчезает при оптической толщине больше 100 ( $\tau_D \approx 10$ ). Ниже, на основе численного моделирования светового поля, будет показана тонкая временная структура излучения от точечного источника в однородной рассеивающей среде и прослежена трансформация вида распределения при неограниченном увеличении оптической толщины среды.

### 3. Численное моделирование временной структуры сигналов

Основной интерес в данной работе представляет соотношение малоугловой и диффузно рассеянной частей излучения при изменении оптической толщины рассеивающего слоя. Расчеты временной структуры светового поля проводились для модели точечного изотропного источника, расположенного в консервативной однородной рассеивающей среде. В этом случае следует ожидать, что рассеянное излучение будет быстрее, чем для направленного пучка, и приобретать диффузный характер.

Моделирование световых полей проводилось методом Монте-Карло с использованием алгоритмов локальной оценки [51, 52] для нестационарного уравнения переноса. Предполагается, что точечный источник  $P_0(\mathbf{r}, t) = \delta(\mathbf{r})\delta(t)$  с единичной интенсивностью находится в однородной среде, характеризующейся коэффициентами рассеяния  $\sigma$  и индикатрисой рассеяния  $g(\gamma) = \beta(\gamma)/\sigma$  ( $\beta(\gamma)$  — коэффициент направленного рассеяния). На расстоянии  $Z$  от него (в точке  $\mathbf{r} = \mathbf{r}^o$ ) располагается точечный приемник с косинусной диаграммой приема. Первые фотоны достигают приемника в момент  $T_0 = Z/c$ .

Метод статистического моделирования основан на решении УПИ в интегральной форме путем разложения его в итерационный ряд. Для вектора потока  $\mathbf{F}(\mathbf{r}) = \int_{4\pi} I(\mathbf{r}, \mathbf{s}) d\omega$  это уравнение имеет вид [1]:

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = \mathbf{F}_{ri}(\mathbf{r}) + \int_V \left[ \int_{4\pi} \sigma g(\mathbf{s}, \mathbf{s}') I(\mathbf{r}', \mathbf{s}') d\omega' \right] \frac{e^{-\tau}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} \mathbf{s} dV'. \quad (5)$$

Здесь  $\mathbf{F}_{ri}(\mathbf{r})$  — вектор ослабленного падающего потока излучения;  $\tau = \varepsilon|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$  — оптическая длина между точками рассеяния и наблюдения. Освещенность в точке  $\mathbf{r}^o$ , определяемая рассеянным излучением, вычисляется как оценка случайной величины, представляющей собой сумму ряда по столкновениям:

$$E(\mathbf{r}^o) = \int_{2\pi} I(\mathbf{r}^o, \mathbf{s}^o) \cos\varphi d\omega^o = M \sum_n l_i(\mathbf{x}_n, \mathbf{x}^o), \quad (6)$$

$$l_i(\mathbf{x}, \mathbf{x}^o) = \frac{e^{-\tau(\mathbf{r}, \mathbf{r}^o)} g(\gamma^o)}{2\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}^o|^2} |(\mathbf{n}^o, \mathbf{s}^o)|,$$

где  $\mathbf{x}_n = (\mathbf{r}_n, \mathbf{s}_n)$  — точка  $n$ -кратного рассеяния;  $\mathbf{s}^o$  — направление рассеяния, приводящего фотон в точку приемника;  $\mathbf{n}^o$  — нормаль к площадке приемника. Вычисляя для каждого члена ряда (6) время прихода фотона на приемник, можно получить мощность сигнала  $P(t)$  (или, в другой терминологии, распределение фотонов по длинам пробега  $l = ct$ ), при

этом  $E = \int_{T_0}^{\infty} P(t) dt$ . В наших расчетах шкала времени

разбивалась на равномерные в логарифмическом масштабе участки гистограммы (5 точек на декаду), что позволяло отследить тонкую временную структуру излучения как в большие, так и в малые моменты времени.

Следует остановиться на особенностях моделирования излучения изотропного источника в средах с сильно анизотропным рассеянием. Из физики задачи ясно, что при не слишком больших оптических глубинах временные задержки незначительны и основной вклад в освещенность вносят фотоны, первоначально вылетевшие в направлениях, близких к направлению на приемник.

Равновероятное разыгрывание угла вылета на полной сфере в этих условиях ведет к занижению оценки и увеличению дисперсии сигнала в начальные моменты времени. Это приводит к необходимости при моделировании начального направления вылета фотонов из источника давать преимущество фотонам, вылетевшим под малыми углами, вводя соответствующий начальный вес фотона (см., например, [53]). Как показано в [54], уменьшение дисперсии рассчитанной интенсивности связано в этом случае с увеличением числа траекторий, дающих вклад в интенсивность в начальные моменты времени.

Кроме того, на больших оптических глубинах ( $\tau > 10$ ) при расчете низких кратностей рассеяния для фотонов, вылетевших (или рассеянных) в направлении приемника, приходится отказываться от стандартного «физического» моделирования длины пробега  $l$  с плотностью распределения  $p_l(x) = \varepsilon \exp(-\varepsilon x)$  [51]. Для этих фотонов основной вклад в интенсивность вносят столкновения в области, непосредственно прилегающей к приемнику, и моделирование

рассеяния в этой области должно быть статистически обеспечено. В обычном варианте оптическая толщина разыгрывается по формуле  $\tau = -\ln\alpha$ , где  $\alpha$  — случайная величина, что при разумном числе траекторий ( $N < 10^9$ ) не позволяет получать достаточную статистику при оптических толщинах больше 10, а при использовании в программах расчета датчиков случайных чисел на основе операций с целыми числами типа INTEGER\*4 в принципе не позволяет разыгрывать оптические толщины  $\tau > 21$ . Поэтому для столкновений небольшой кратности (от первой до четвертой) используется равномерное моделирование длины пробега фотонов в направлении от точки предыдущего столкновения до приемника, с введением соответствующего веса. В противном случае наблюдается существенное (до двух порядков) занижение интенсивности излучения в начальные моменты времени.

Предлагаемые алгоритмы уже апробировались в [54, 56] для обоснования работы аппаратуры оптического мониторинга, работающей в водной среде с существенным поглощением. В настоящей работе расчеты проводились для консервативной среды (коэффициент поглощения  $\kappa = 0$ ), поскольку в этом случае более заметно проявление диффузной части излучения. Для сопоставимости с предыдущими работами при моделировании рассеивающей среды по-прежнему используются четыре типа индикатрис рассеяния морской воды, характеризующиеся достаточно большим диапазоном изменения параметра асимметрии.

Используемые индикатрисы были экспериментально измерены в разное время О.В. Копелевичем и В.М. Павловым и взяты нами из работы [32]. Две индикатрисы имеют экстремальную асимметрию. Наименее вытянутая индикатриса  $g_1$  ( $\langle \cos\gamma \rangle = 0,788$ ) наблюдалась в прозрачных водах Саргассова моря, наиболее вытянутая  $g_4$  ( $\langle \cos\gamma \rangle = 0,987$ ) в водах Черного моря. Индикатрисы  $g_2$  ( $\langle \cos\gamma \rangle = 0,924$ ) и  $g_3$  ( $\langle \cos\gamma \rangle = 0,97$ ) типичны для вод открытого океана. Кроме этого использовалась индикатриса молекулярного рассеяния  $g_m$ . Для большинства естественных водных сред поглощение существенно, при этом фотоны с большими длинами пробега будут сильно ослабляться согласно известному соотношению [4]:

$$P(t, \sigma, \kappa \neq 0) = P(t, \sigma, \kappa = 0) \exp(-\kappa ct).$$

Отметим также, что приводимые в данной статье результаты получены при задании постоянной величины коэффициента рассеяния  $\sigma = 0,15 \text{ м}^{-1}$  и переменном расстоянии  $Z$  между источником и приемником. При расчете бралось от 10 до 200 млн траекторий в зависимости от вида индикатрисы рассеяния и положения выбранного участка гистограммы на шкале времени.

#### 4. Результаты расчетов

Рассмотрим область небольших (порядка единицы) оптических толщин, для которых предполагаются преобладание рассеяния низких кратностей и малый

уровень диффузного фона. Рис. 2, 3 представляют вид распределения по длинам пробега фотонов, испущенных точечным изотропным источником в бесконечной однородной и консервативной рассеивающей среде. По оси абсцисс отложено запаздывание  $\Delta t$  фотонов по отношению ко времени прихода первого фотона (полное время  $t = T_0 + \Delta t$ ). На рис. 2 показано изменение формы импульса при увеличении расстояния от источника до приемника от  $Z = 0,2 \text{ м}$  (оптическая толщина  $\tau = 0,03$ ) до  $Z = 30 \text{ м}$  (оптическая толщина  $\tau = 4,5$ ) для среды с индикатрисой рассеяния  $g_2$ , а на рис. 3 приведены зависимости для различных индикатрис рассеяния и расстояния  $Z = 5 \text{ м}$  ( $\tau = 0,75$ ).

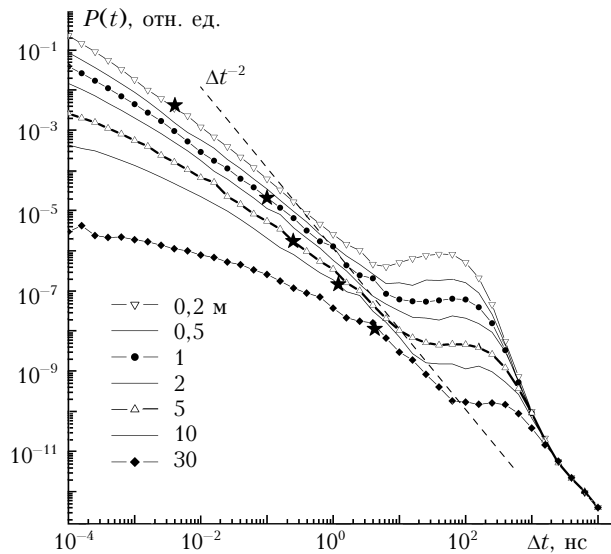


Рис. 2. Форма импульса для среды с индикатрисой  $g_2$  и различных расстояний  $Z$

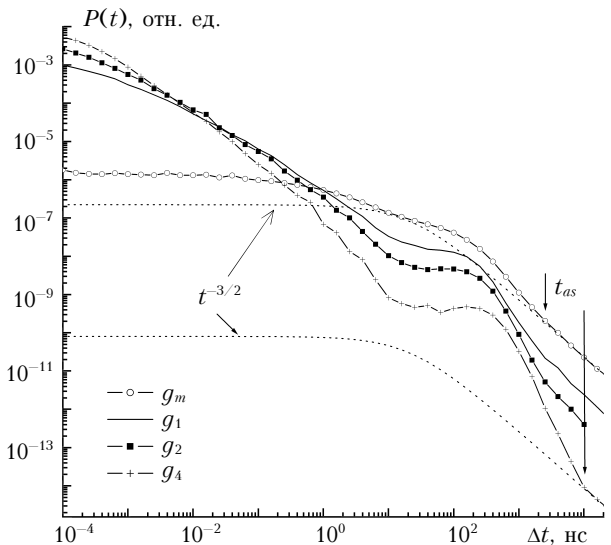


Рис. 3. Форма импульса для различных индикатрис рассеяния и  $Z = 5 \text{ м}$

Видно, что распределение представляет собой кривую с двумя максимумами. Первый дельтообразный пик вызван преобладанием в начальные моменты

рассеяния на малые углы, не приводящего к сколько-нибудь заметному удлинению пробега фотонов. При росте времени задержки наклон кривых увеличивается, выходя на «псевдоасимптотику» с наклоном, достигающим  $\Delta t^{-2}$ . Затем возникает второй максимум, образованный фотонами, время задержки которых значительно превышает время прохождения трассы  $T_0$ . Несомненно, здесь преобладают фотоны, претерпевшие рассеяние на большие углы. Звездочками на кривых (см. рис. 2) показаны моменты, в которые приходит половина энергии рассеянного излучения. В момент второго максимума для всех расстояний для индикатрисы  $g_2$  приходит 85–90% рассеянной энергии.

При достаточно больших временах распределение выходит на характерную для изотропного источника в бесконечной среде [6] асимптотическую зависимость  $P(t) \sim t^{-3/2}$  (пунктир на рис. 3) и статистическое моделирование для более поздних моментов не имеет смысла, поскольку форма импульса может быть рассчитана аналитически. Моменты выхода  $t_{as}$  на асимптотику показаны стрелками в правой части кривых. Выход на асимптотику для более вытянутых индикатрис происходит позже, чем для менее вытянутых. Значения безразмерного времени  $u = \sigma ct$  в момент  $t_{as}$  составляют 80 для молекулярной индикатрисы  $g_m$  и 340 для  $g_4$ . При этом доля энергии, приходящая позже момента  $t_{as}$ , больше для слабо вытянутых индикатрис (и абсолютно, и относительно): это 3,7% для молекулярной, 0,5% для  $g_1$  и лишь 0,002% для  $g_4$ . Для сред с ненулевым поглощением эта остаточная энергия пренебрежимо мала.

На рис. 4 для  $Z = 5$  м показана накопленная к моменту  $t$  энергия  $E^t = \int_{T_0}^t P(t) dt$ .

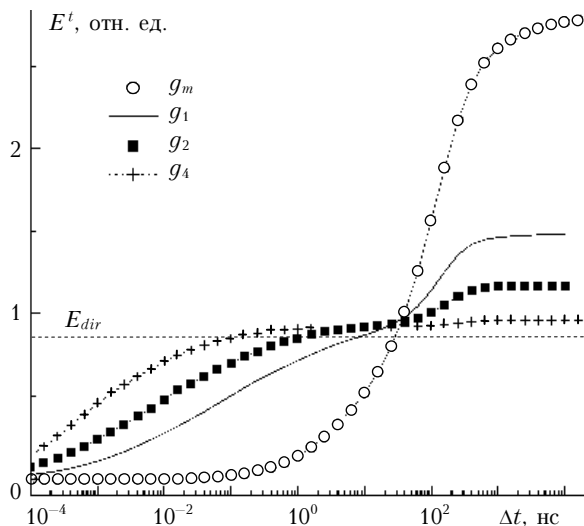


Рис. 4. Накопленная к моменту  $T_0 + \Delta t$  энергия рассеянного излучения для различных индикатрис рассеяния ( $Z = 5$  м)

Горизонтальный пунктир — энергия ослабленного прямого пучка. Набор энергии происходит двумя порциями. Первый быстрый рост энергии происходит в начальные моменты времени, когда преобла-

дает рассеяние на малые углы. Наличие второго, «диффузного», максимума на распределении  $P(t)$  приводит к новому заметному росту энергии, причем эта добавка рассеянного излучения сравнима с энергией прямого пучка  $E_{dir}$ . Проявление двухмасштабной временной структуры в энергии импульса особенно заметно для средних по асимметрии индикатрис ( $g_1 - g_3$ ), для которых вклад в энергию обоих максимумов сравним. Для таких индикатрис существует интервал времени между максимумами (в данном случае это  $\Delta t \approx 10$  нс — задержка, сравнимая с временем прохождения трассы), в котором набора энергии практически не происходит. К этому моменту в среде с индикатрисой  $g_4$  проходит уже 96% энергии, тогда как для  $g_m$  только 25%.

Рассмотрим теперь, как трансформируется временная структура импульса при дальнейшем увеличении оптической толщины. На рис. 5 для среды с индикатрисой  $g_3$  показана трансформация формы импульса для диапазона оптических толщин от  $\tau = 1,5$  ( $Z = 10$  м, кривая 1) до  $\tau = 150$  (1000 м, кривая 6). Пунктирными кривыми 4'–6' для соответствующих оптических толщин показана форма импульса в диффузионном приближении (3).

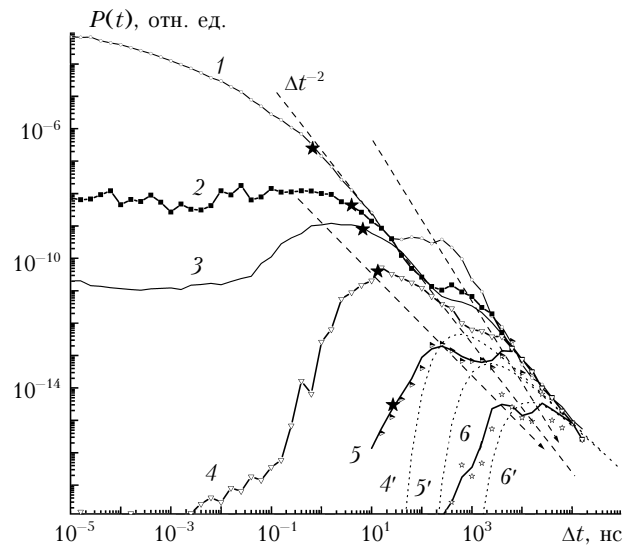


Рис. 5. Форма импульса для всего диапазона оптических толщин и индикатрисы  $g_3$ . Кривая 1 —  $Z = 10$  м ( $\tau = 1,5$ ); 2 — 60 ( $\tau = 9$ ); 3 — 100 ( $\tau = 15$ ); 4 — 200 ( $\tau = 30$ ); 5 — 400 ( $\tau = 60$ ); 6 — 1000 ( $\tau = 150$ )

Прежде всего, обратим внимание (этим характеризуется область переходных оптических толщин) на постепенное сглаживание и исчезновение дельта-образного пика при увеличении оптической толщины до значений порядка 10–15 (кривые 2, 3). При этом формируется новый максимум с конечным значением  $t_{max} \neq 0$ . В нем, вероятно, основную роль по-прежнему играет малоугловое рассеяние, но его длительность уже определена и может быть измерена в эксперименте. (Еще раз укажем на то, что дельта-образный пик, наблюдающийся в начальные моменты при малых толщинах, не имеет длительности в смысле ширины импульса на уровне половины

амплитуды). Отношение амплитуд и длительностей малоуглового и диффузного максимума при  $\tau = 15$  составляет несколько порядков, и измерить их в эксперименте одновременно невозможно. Именно это и приводит к неоднозначности в измерениях в области переходных оптических толщин. При оптической толщине  $\tau = 30$  (кривая 4) дельтообразный пик исчезает полностью. Однако диффузионное приближение (пунктир 4') даже при этой оптической толщине совершенно неправильно передает форму и амплитуду распределения.

Итак, для точечного источника излучения, начиная с области переходных оптических толщин ( $\tau = 10 \div 15$ ), в распределении фотонов по длинам пробега существуют два максимума, каждый из которых при увеличении оптической толщины сдвигается в область больших времен и падает в амплитуде. При этом сдвиг максимума для первого пика происходит быстрее, чем предписывается квадратичной зависимостью для диффузионного приближения (4), в то время как для диффузного максимума — наоборот, медленнее. Лучше всего соответствует зависимости, предсказываемой формулой (4), положение точки перегиба между пиками (см. штриховую линию  $\Delta t^{-2}$  на рис. 5). В результате при увеличении  $\tau$  положение двух пиков постепенно сближается, и для оптической толщины  $\tau = 150$  (кривая 6) пики почти сливаются. Именно с этой оптической толщины диффузионное приближение (кривая 6') начинает удовлетворительно описывать форму распределения по длинам пробега, хотя еще заметно превышение распределения над диффузионным со стороны меньших времен. Напомним, что критерием применимости диффузионного приближения является большая величина транспортной оптической длины  $\tau_D = \tau(1 - \langle \cos \gamma \rangle)$ , которая для  $Z = 1000$  м и индикатрисы  $g_3$  ( $(1 - \langle \cos \gamma \rangle) = 0,03$ ) составляет 4,5, и уже можно считать, что она значительно превосходит единицу. Соответственно, для индикатрис с меньшей степенью вытянутости пики сливаются при меньших оптических толщинах и диффузионное приближение выполняется раньше.

Несколько слов о справедливости (и условности) предлагаемой в данной статье интерпретации максимумов на распределении  $P(t)$  как малоуглового и диффузного. Преобладание малоуглового рассеяния в средах с вытянутой индикатрисой для малых оптических толщин и в начальные моменты времени совершенно очевидно, но для  $\tau \approx 10$  требует уточнения. Удлинение пути пробега фотонов при малом угле рассеяния  $\theta \ll 1$  много меньше длины трассы и составляет  $\Delta t_s \approx T_0 \theta^2 / 2$ . На рис. 5 звездочками отмечены моменты  $\Delta t_s$ , соответствующие углу рассеяния  $10^\circ$  ( $\theta^2 / 2 = 0,015$ ).

Можно считать, что вплоть до  $\tau = 15$  (кривая 3) первый максимум полностью сформирован малыми углами рассеяния  $\theta < 10^\circ$ . Для больших толщин существенную роль в первом максимуме начинает играть рассеяние на большие углы. Это и приводит к постепенному замыванию двухмодальной структуры. В то же время и второй, «диффузный», макси-

мум нельзя однозначно интерпретировать как полностью сформированный диффузный фон, при котором фотоны полностью забывают о направлении первоначального вылета. При малых  $\tau$ , как было показано в [55], определяющий вклад в этом временном интервале вносит рассеяние низких кратностей из полусферы за источником на угол, близкий к  $180^\circ$ . В диффузионном приближении также показано [50] влияние геометрии рассеивающей среды на уширение импульсов.

Известно, что для полубесконечной среды (источник находится на границе среды, а приемник — в глубине) асимптотический спад описывается зависимостью  $t^{-5/2}$  [6], тогда как для бесконечной среды — зависимостью  $t^{-3/2}$ . При  $\tau = 15$  вид распределения для этих двух случаев показан на рис. 6 (индикатриса  $g_3$ ).

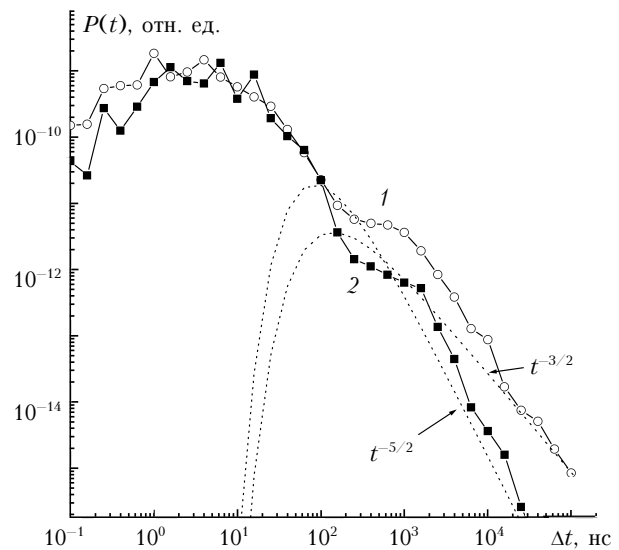


Рис. 6. Вид распределения по длинам пробега для случаев бесконечной (1) и полубесконечной (2) среды. Индикатриса  $g_3$ ,  $\tau = 15$

Освещенность для полубесконечного слоя (кривая 2) во всем временном интервале выражается через соответствующий сигнал для бесконечной среды в виде  $P(t) = P^\infty(t)T_0/t$ , что согласуется с результатами диффузионных теорий [6, 16]. Характерно, что амплитуда диффузного максимума (в момент  $\Delta t = 600$  нс) падает для полубесконечной среды в 5 раз, из чего и следует, что основной вклад в эти моменты времени вносит свечение обратной (относительно приемника) полусферы за источником. Настоящий диффузный режим, при котором фотоны забывают о месте своего происхождения, для  $\tau = 15$  еще не наступил, и диффузионное приближение (пунктир) не описывает форму ни малоуглового, ни диффузного максимумов. Здесь следует также отметить, что длительность импульса зависит и от поперечных размеров рассеивающей среды. Расчеты Бучера [30] показали, что при цилиндрической геометрии облака (диаметр примерно равен толщине) длительность импульса уменьшается в 3–6 раз. Занижение длительности в 3 раза относительно предсказываемой



диффузионным приближением зафиксировано и в экспериментах Вергуна и др. [24] в камере диаметром, равным половине длины трассы.

### Выводы

Распределение фотонов по длинам пробега в области малых и переходных оптических толщин ( $\tau = \varepsilon Z \gg 1$ , но транспортная оптическая длина  $\tau_D = \tau(1 - \langle \cos \gamma \rangle)$  еще недостаточно велика) имеет вид двухмодальной кривой. При малых  $\tau$  первый пик, имеющий дельтообразную форму, определяется рассеянием на малые углы, второй, «диффузный», максимум включает рассеяние на большие углы. При увеличении оптического расстояния  $\tau$  между источником и приемником положение как самих максимумов, так и точки перегиба между ними смещается в сторону больших времен. В результате доля энергии, заключенная в диффузном максимуме, определяется прежде всего асимметрией индикатрисы рассеяния и слабо зависит от  $\tau$ .

В области переходных оптических толщин возникает неоднозначность измерения длительности импульсов, возникающая из-за ограниченного динамического диапазона фотоприемников и различного соотношения временного разрешения аппаратуры и длины измерительной трассы. При дальнейшем росте оптической толщины неоднозначность исчезает, поскольку положение максимумов сближается, и при  $\tau = 150$  ( $\tau_D = 4,5$ ) они сливаются в один максимум, форма которого удовлетворительно описывается диффузионным приближением.

Автор благодарит В.В. Веретенникова и Т.Б. Журавлеву за полезное обсуждение результатов работы.

1. *Исимару А.* Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. 1. Однократное рассеяние и теория переноса. М.: Мир, 1981. 280 с.
2. *Зеге Э.П., Иванов А.П., Кацев И.Л.* Перенос изображения в рассеивающей среде. Минск: Наука и техника, 1985. 327 с.
3. *Соболев В.В.* Рассеяние света в атмосферах планет. М.: Наука, 1972. 335 с.
4. *Иванов А.П.* Физические основы гидрооптики. Минск: Наука и техника, 1975. 503 с.
5. *Минин И.Н.* О решении нестационарных задач теории переноса излучения // Вестн. Ленингр. ун-та, 1959. Вып. 3. С. 131–141.
6. *Зеге Э.П., Кацев И.Л.* Асимптотические решения нестационарного уравнения переноса // Докл. АН БССР. 1969. Т. 13. № 8. С. 254–260.
7. *Романова Л.М.* Нестационарное световое поле в пограничном слое мутной среды с сильно анизотропным рассеянием при освещении узким пучком // Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана. 1970. Т. 6. № 5. С. 489–498.
8. *Долин Л.С.* Решение уравнения переноса излучения в малоугловом приближении для стратифицированной мутной среды с учетом разброса фотонов по пробегам // Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана. 1980. Т. 16. № 1. С. 55–64.
9. *Stotts L.B.* The radiance produced by laser radiation transferring a particulate multiple scattering medium // J. Opt. Soc. Amer. 1977. V. 67. N 6. P. 815–819.
10. *Chandrasekhar S.* Stochastic problems in physics and astronomy // Rev. Mod. Phys. 1943. V. 15. N 1. P. 1–89.

(Русск. перевод: Стохастические проблемы в физике и астрономии. М.: ГИИЛ, 1947. 120 с.)

11. *Weiskopf V.F.* // The science and Engineering of Nuclear Power / C. Goodman, ed. Cambridge: Addison-Wesley, 1947. P. 87–97.
12. *Смелов В.В.* Лекции по теории переноса нейтронов. М.: Атомиздат, 1978. 216 с.
13. *Зеге Э.П., Кацев И.Л., Шербаф И.Д.* Пространственно-временная структура светового поля от импульсного источника // Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана. 1973. Т. 9. № 9. С. 937–946.
14. *Иванов В.В., Гутшабау С.Д.* Распространение волны яркости в оптически толстой атмосфере // Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана. 1974. Т. 10. № 8. С. 851–863.
15. *Ishimaru A.* Diffusion of a pulse in densely distributed scatterers // J. Opt. Soc. Amer. 1978. V. 68. P. 1045–1050.
16. *Ito S., Furutsu K.* Theory of light pulse propagation through thick clouds // J. Opt. Soc. Amer. 1980. V. 70. N 4. P. 366–374.
17. *Furutsu K.* Diffusion equation derived from space-time transport equation // J. Opt. Soc. Amer. 1980. V. 70. N 4. P. 360–366.
18. *Ito S.* Comparison of diffusion theories for optical pulse waves propagated in discrete random media // J. Opt. Soc. Amer. A. 1984. V. 1. N 5. P. 502–505.
19. *Chievro A.P.* Propagation through optically thick media // Appl. Opt. 1995. V. 34. N 30. P. 7137–7148.
20. *Bonner R.F., Nossal R., Havlin S., Weiss G.H.* Model for photon migration in turbid biological media // J. Opt. Soc. Amer. 1987. V. 4. N 3. P. 423–432.
21. *Долин Л.С.* Характеристики ограниченного пучка света в поглощающей среде с узкой индикатрисой рассеяния // Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана. 1983. Т. 19. № 4. С. 400–404.
22. *Ремизович В.С., Рогозкин Д.Б., Рязанов М.И.* Распространение импульсного сигнала в мутной среде // Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана. 1983. Т. 19. № 10. С. 1053–1061.
23. *Рогозкин Д.Б.* Распространение импульсного пучка света в среде с сильно анизотропным рассеянием // Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана. 1987. Т. 23. № 4. С. 366–375.
24. *Вергун В.В., Генин Е.В., Коханенко Г.П., Крутиков В.А., Межевой Д.С.* Особенности временной структуры излучения в плотных рассеивающих средах. Ч. 3. Использование диффузионных приближений для описания формы импульсов // Оптика атмосф. 1990. Т. 3. № 9. С. 921–928.
25. *Вергун В.В., Кабанов М.В., Коханенко Г.П., Крутиков В.А.* Численное исследование пространственно-временной структуры светового поля с обоснованием возможности использования малоуглового диффузионного приближения // Изв. вуз. Физ. 1984. Деп. 5645-84 от 20.07.84. 20 с.
26. *Кацев И.Л.* Об интегральных характеристиках при нестационарном рассеянии света // Докл. АН БССР. 1969. Т. 13. № 2. С. 118–121.
27. *McLean J.W., Freeman J.D., Walker R.E.* Beam spread function with time dispersion // Appl. Opt. 1998. V. 37. N 21. P. 4701–4711.
28. *Lutomirski R.F., Chievro A.P., Hall G.J.* Moments of multiple scattering // Appl. Opt. 1995. V. 34. N 30. P. 7125–7136.
29. *Креков Г.М., Михайлов Г.А., Каргин Б.А.* Об алгоритмах метода Монте-Карло для решения задач теории распространения узких пучков света // Изв. вуз. Физ. 1968. № 5. С. 54–59.
30. *Bucher E.A.* Computer simulation of light pulse propagation for communication through thick clouds // Appl. Opt. 1973. V. 12. N 10. P. 2391–2400.

31. Lerner R.M., Summers J.D. Monte Carlo description of time- and space-resolved multiple forward scatter in natural water // *Appl. Opt.* 1982. V. 21. N 5. P. 861–869.
32. Гурфинк А.М. Расчет временной структуры сигнала, приходящего на приемник малой угловой апертуры, расположенный в произвольной точке среды // Световые поля в океане. М.: ИО АН СССР, 1980. С. 115–165.
33. Захаров А.К., Гольдин Ю.А. Расчет методом Монте-Карло структуры узкого нестационарного пучка света в морской воде для больших оптических глубин // Изв. АН СССР. Физ. атмосфер. и океана. 1986. Т. 22. № 5. С. 533–540.
34. Коршунов В.В. Амплитудно-временные характеристики импульсного оптического излучения, прошедшего через облачный слой // Оптика атмосфер. 1990. Т. 3. № 11. С. 1154–1158.
35. Коханенко Г.П., Крутиков В.А. Временная структура сигнала при освещении рассеивающей среды изотропным источником // Численные методы решения уравнения переноса: Тезисы докл. Тарту: АН ЭССР, 1988. С. 98–101.
36. Bucher E.A., Lerner R.M. Experiments on light pulse communications and propagations through atmospheric clouds // *Appl. Opt.* 1973. V. 12. N 10. P. 2401–2414.
37. Коршунов В.А., Павлова Л.Н., Романов Н.П., Шуклин В.С. Экспериментальное исследование пропускания импульсного оптического излучения облачной средой // Изв. РАН. Физ. атмосфер. и океана. 1994. Т. 30. № 1. С. 39–45.
38. Paik W.H., Tebyani M., Epstein D.J., Kennedy R.S., Shapiro J.H. Propagation experiments in low-visibility atmospheres // *Appl. Opt.* 1978. V. 17. N 6. P. 899–905.
39. Mooradian G.C., Geller M. Temporal and angular spreading of blue-green pulses in clouds // *Appl. Opt.* 1982. V. 21. N 9. P. 1572–1577.
40. Mooradian G.C., Geller M., Stotts L.B., Stephens D.H., Krautwald R.A. Blue-green pulsed propagation through fog // *Appl. Opt.* 1979. V. 18. N 4. P. 429–441.
41. Elliott R.A. Multiple scattering of optical pulses in scale model clouds // *Appl. Opt.* 1983. V. 22. N 17. P. 2670–2681.
42. Matter J.C., Bradley R.G. Optical pulse propagation through clouds // *Appl. Opt.* 1981. V. 20. N 13. P. 2220–2229.
43. Гавриков В.К., Корнев В.Г. Регистрация искажений временной структуры оптического импульса, прошедшего слой аэрозоля // Изв. АН СССР. Физ. атмосфер. и океана. 1981. Т. 17. № 7. С. 763–765.
44. Пелевин В.Н., Гурфинк А.М., Гольдин Ю.А. Влияние формы индикатрисы рассеяния воды на нестационарное световое поле в море // Океанология. 1979. Т. 19. № 2. С. 228–232.
45. Гольдин Ю.А., Гашко В.А., Карлсен Г.Г., Пелевин В.Н., Шифрин К.С. Экспериментальные исследования нестационарных световых полей в океане // Гидрофизические и гидрооптические исследования в Атлантическом и Тихом океанах. М.: Наука, 1974. С. 228–241.
46. Shimizu K., Ishimaru A. Experimental test of the reduced effective velocity of light in a diffuse medium // *Opt. Lett.* 1980. V. 5. N 5. P. 205–207.
47. Вергун В.В., Кабанов М.В., Коханенко Г.П., Крутиков В.А. Размытие и деполаризация проходящего оптического импульса на больших оптических глубинах в рассеивающей среде // Оптика атмосфер. 1988. Т. 1. № 2. С. 97–99.
48. Leelavathi H., Pichamuthu J.P. Propagation of optical pulses through dense scattering media // *Appl. Opt.* 1988. V. 27. N 12. P. 2461–2468.
49. Hulst V.C. Radiative transfer in thick atmospheres with an arbitrary scattering functions // *Bull. Astron. Inst. Netherlands.* 1968. V. 20. P. 77–85.
50. Ito S. Theory of beam light pulse propagation through thick clouds: effect of beamwidth and scatterers behind the light source on pulse broadening // *Appl. Opt.* 1981. V. 20. N 15. P. 2706–2715.
51. Марчук Г.И., Михайлов Г.А., Назаралиев М.А., Дарбинян Р.А., Каргин Б.А., Еленов Б.С. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике. Новосибирск: Наука, 1976. 284 с.
52. Креков Г.М., Михайлов Г.А., Каргин Б.А. Об алгоритмах метода Монте-Карло для решения задач теории распространения узких пучков света // Изв. вузов. Физ. 1968. № 4. С. 5–9.
53. Горшков М.Н., Назаралиев М.А. Некоторые алгоритмы метода Монте-Карло для решения задач переноса излучения точечного изотропного источника в атмосфере // Методы Монте-Карло в вычислительной математике и математической физике / Ред. Г.И. Марчук. Новосибирск, 1979. С. 5–14.
54. Kokhanenko G.P., Tarashchansky V.A., Budnev N.M., Mirgazov R.R. Investigations of Baikal Lake water absorption with ASP-15 device: measurement method and experimental data // *Proc. SPIE.* 2005. V. 6160. P. 64–76.
55. Буднев Н.М., Коханенко Г.П., Крекова М.М., Пеннер И.Э., Шаманаев В.С., Миргазов Р.Р., Таращанский Б.А. Измерения асимметрии рассеяния гидрозоля по световому полю точечного источника // Оптика атмосфер. и океана. 2005. Т. 18. № 1–2. С. 109–114.
56. Буднев Н.М., Коханенко Г.П., Миргазов Р.Р., Таращанский Б.А. Численное моделирование аномальных пространственных распределений освещенности, получаемых в ходе измерений показателя поглощения света байкальской водой // Оптика атмосфер. и океана. 2006. Т. 19. № 1. С. 351–359.

**G.P. Kokhanenko. Time structure of light field from a point source in a scattering medium.**

Pulse radiation crossing a scattering medium layer experiences distortions due to multiple scattering effects. Calculation results for pulse time shape in media with different scattering phase functions are presented. It is shown that even at sufficiently large optical thickness ( $\tau \approx 10\text{--}20$ ), the scattering radiation time shape is described not in terms of diffusion theory, but is a bimodal distribution. Only at a significant increase of the optical thickness ( $\tau > 100\text{--}150$ ) the photon distribution over pass lengths takes on a unimodal «diffusion» shape.