

В.В. Белов, А.Б. Серебренников

Пространственно-временная структура многократно рассеянной компоненты лидарных сигналов

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 29.12.99 г.

Дается анализ результатов моделирования методом Монте-Карло пространственно-временной структуры многократно рассеянной компоненты лидарных сигналов для моностатической схемы зондирования. Показано, что мгновенное тело яркости многократно рассеянного излучения в направлении на приемник может характеризоваться значительным объемом, не совпадающим с областью формирования сигнала однократного рассеяния. Выявлены основные факторы, влияющие на пространственные и яркостные характеристики этого объемного источника.

Введение

Одна из центральных причин, ограничивающих область применения лидарных систем для диагностики оптических, микрофизических и других характеристик рассеивающих сред, состоит, как известно, в том, что теория решения обратных задач лазерного зондирования [1] основана на решении уравнения переноса излучения в приближении однократного рассеяния. По этой причине область применимости лидаров для исследования рассеивающих сред ограничена, как правило, их малой оптической плотностью. Здесь необходимо заметить, что и это утверждение становится ошибочным, если пытаться интерпретировать лазерные эхосигналы от таких сред, которые удалены на значительные расстояния от лидарного комплекса (например, зондирование приземного слоя атмосферы из космоса [2]).

Иными словами, с помощью этой техники пока возможна диагностика лишь узкого, ближайшего к приемнику, приграничного слоя мутных сред, характеризующегося оптическими толщинами $\tau < 2$. Это обусловлено тем, что относительный вклад многократного рассеяния в отраженный сигнал возрастает по мере проникновения луча в плотную среду, становясь сравнимым или даже превосходящим полезный (под ним принято понимать излучение, однократно рассеянное в направлении на приемник и в пределах его угла поля зрения).

Более широкое применение лидарных средств диагностики рассеивающих оптически плотных сред требует построения новой теории решения обратных задач лазерного зондирования [3] (в которой под полезным понимается уже весь регистрируемый сигнал). Этому может способствовать, конечно, и создание корректных способов выделения из сигнала однократно рассеянной компоненты с последующей ее интерпретацией в рамках традиционных технологий. Оба эти направления развития теории лазерного зондирования рассеивающих сред, дополняя друг друга, позволят решать этими средствами более широкий, чем в настоящее время, круг задач, связанных с дистанционной диагностикой рассеивающих сред при $\tau \geq 2$ (туманы, облака, дымовые шлейфы в атмосфере, дисперсные системы в биологических объектах и т.д.).

В предлагаемой статье приводятся результаты анализа пространственно-временной структуры многократно рассеянной компоненты лидарного сигнала при зондировании оптически плотной рассеивающей среды. Ее выполнение инициировано научными семинарами, прошедшими в Институте оптики атмосферы в 1999 г. по проблемам многократного рассеяния, новым методам зондирования плотных сред и интерпретации лазерных эхосигналов в схемах с переменным полем зрения приемника.

Постановка задачи

В теории обратных задач лазерного зондирования, основанной на уравнении локации, записанном в приближении однократного рассеяния [1], устоялся термин «глубина проникновения луча» в рассеивающую среду. С этим понятием часто связывают область пространства в окрестности точки M , удаленной на расстояние r от приемника вдоль его оси, к которой относятся восстанавливаемые по значениям лидарного сигнала $h(t)$ в момент времени $t = 2r/c$ характеристики среды (c – скорость света, для упрощения подобных рассуждений схема зондирования предполагается моностатической или коаксиальной).

Импульсная реакция канала зондирования [4] пространственно ограниченных рассеивающих слоев толщиной L может иметь длительность $T > 2L/c$ (если время отсчитывать от $t_0 = 2r_0/c$, где r_0 – расстояние от источника до ближней к нему границы слоя среды). В этом случае вопрос о пространственной привязке результатов обращения для моментов времени $t > 2L/c$ остается открытым. Обратимся к рис. 1, на котором приведены результаты статистического моделирования импульсной реакции $h(t)$ канала моностатического зондирования удаленного облачного слоя с нарастающим коэффициентом ослабления вдоль его толщи. Стрелкой на нем отмечен момент времени $t > 2L/c$, которому соответствует уже фиктивная глубина проникновения луча в облако, так как в модели предполагалось отсутствие облачных частиц и процесса рассеяния при $r > L$, т.е. излучение не может поступать на приемник из этой области пространства.

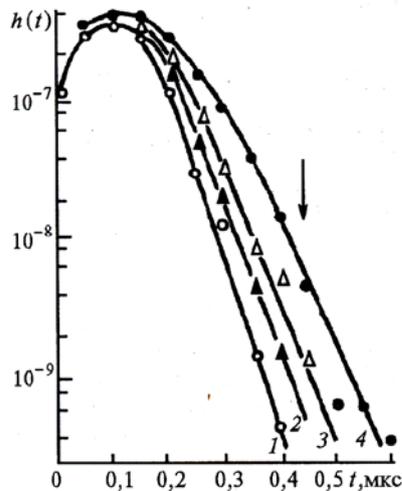


Рис. 1. Семейство импульсных реакций неоднородного канала зондирования облачности. Номерам кривых соответствуют поля зрения приемников: $10'$, $30'$, 1° , 3° ; $\tau = 4$

Пусть имеем некоторую процедуру или оператор обращения E , с помощью которых по каким-либо правилам значению $h(t)$ в момент времени t приводятся в соответствие оптические характеристики K зондируемой среды в некоторой ее области \mathbf{R} :

$$E[h(t)] = K(\mathbf{R}).$$

Уравнение локации однозначно связывает область \mathbf{R} с временем регистрации t , и, если пренебречь угловой расходимостью пучка и конечной площадью его сечения, \mathbf{R} вырождается в точку $r = ct/2$. Если применить эту процедуру интерпретации $h(t)$ к рассматриваемой на рис. 1 ситуации (при $t > 2L/c$), то вместо нулевых оптических характеристик получим, очевидно, некоторые ненулевые их значения. Сигнал $h(t)$ при $t > 2L/c$ формируется фотонами, поступающими на приемник из среды и прошедшими в ней в результате многократного рассеяния путь $l > 2L$.

Очевидно, что многократное рассеяние присутствует в эхосигнале и при временах регистрации $t < 2L/c$. Более того, его уровень может значительно превосходить уровень однократного рассеяния [4], быстрое затухание которого во времени (пропорционально $\exp(-\tau)/r^2$) ограничивает применимость уравнения локации к диагностике таких сред. Действительно, если даже каким-либо способом (например, по поляризационным признакам) удастся исключить из лидарного сигнала многократно рассеянную компоненту, то уровень оставшегося полезного сигнала не превысит уровень аппаратных шумов. Этим объясняется сохраняющийся пока интерес к разработке новых методов зондирования (например, с переменным полем зрения приемника [5]) и интерпретации данных дистанционного лазерного зондирования оптически плотных рассеивающих сред.

Безусловно, многократно рассеянные фотоны несут информацию о среде, но прежде чем пытаться ее восстановить, необходимо выявить закономерности формирования образованной ими компоненты в отраженном средой сигнале. Исследованию этой проблемы посвящено значительное число теоретических и экспериментальных работ. Среди них можно отметить работы [4, 6], где, с

нашей точки зрения, результаты этих исследований обобщены наиболее полно. Хорошо изучены вопросы, касающиеся временной структуры фона многократного рассеяния в лидарных сигналах. Так, в формировании этой компоненты эхосигнала установлена роль различных кратностей рассеяния [6], исследована реакция ее временной структуры на изменение оптических характеристик среды и геометрических параметров схемы зондирования [4].

Однако открытым пока остается вопрос о пространственно-временной структуре фона многократного рассеяния в лидарном сигнале (рис. 2), т.е. о том, какие области среды участвуют в его формировании в каждый момент времени, как эти области зависят от оптико-геометрических параметров схем зондирования. В предлагаемой статье даются ответы на некоторые из этих вопросов для следующей постановки задачи.

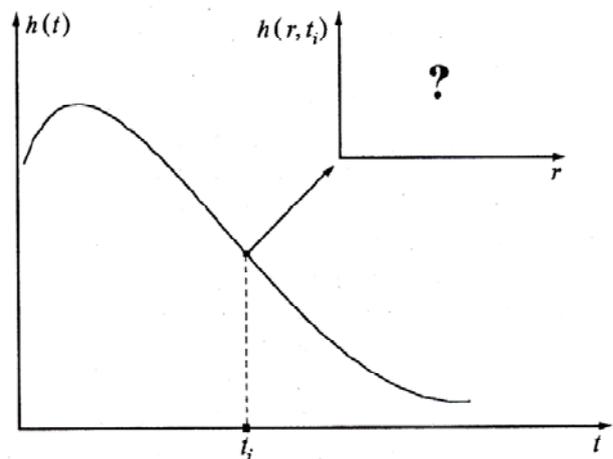


Рис. 2. Иллюстрация к постановке задачи об определении пространственно-временной структуры лидарного сигнала

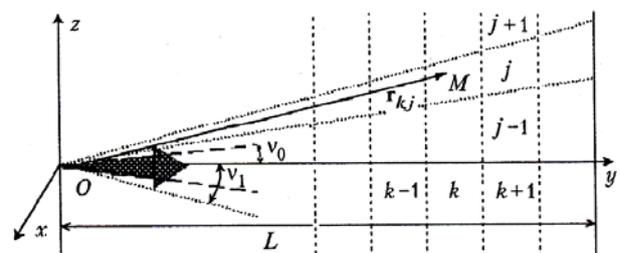


Рис. 3. Геометрическая схема численных экспериментов

Пусть в точке O декартовой системы координат (рис. 3) расположен точечный монохроматический излучатель на длине волны λ с угловой расходимостью $2v_0$ и направлением излучения вдоль оси Oy . Приемник излучения совмещен с источником (коаксиальная схема зондирования). Угол поля зрения приемника $2v_1$. Рассеивающая среда плоскостратифицирована с границами слоев, параллельными плоскости xOz , не ограничена в направлениях $\mathbf{n} \perp Oy$ и отсутствует при $y < 0$ и $y > L$. Оптические свойства среды задаются коэффициентами ослабления $\beta_{ext}(y)$, рассеяния $\beta_{scat}(y)$, поглощения $\beta_{abs}(y)$ и индикатрисой рассеяния $g(\mu)$ (μ – косинус угла рассеяния), соответствующей полидисперсной системе сферических частиц облачного или аэрозольного типа. Предполагаем, что источник излучает $\delta(t)$ -импульс. Требуется исследовать влияние оптических и геометрических параметров схемы

зондирования на импульсные реакции $h(t)$, $h_1(t)$, $h_m(t)$, $h(t, \mathbf{r})$, $h_m(t, \mathbf{r})$, $h_1(t, \mathbf{r})$. Здесь $h = h_1 + h_m$, \mathbf{r} – радиус-вектор точки в рассеивающей среде, нижний индекс 1 указывает на то, что функция найдена в приближении однократного рассеяния, m – с учетом всех кратностей рассеяния, за исключением первой.

Метод исследований и модели среды

Исследования выполнены методом Монте-Карло на прямых траекториях, с использованием технологии локальных оценок [7], имеющей в рассматриваемом случае следующий вид:

$$I_{i,j,k} \approx \frac{\omega_{k,j} g(\mu_{k,j}) \exp(-\tau_{k,j})}{2\pi r_{k,j}^2} \Delta_i,$$

где k – номер слоя среды, в котором находится очередная точка рассеяния; j – номер угловой апертуры приемника, начиная с которой точка $\mathbf{r}_{k,j}$ остается в его поле зрения (см. рис. 3); Δ_i – индикатор интервала $(t_i - t_{i-1})$ времени «жизни» фотона с момента его излучения вдоль траектории, заканчивающейся на приемнике через точку $\mathbf{r}_{k,j}$; $\omega_{k,j}$ – статистический вес для учета поглощения.

Во время проведения статистических экспериментов контролировалась точность расчета. В расчетах среднеквадратическое отклонение не превышало 20%. Значения этого параметра представлены на рис. 7 – 9 там, где это не затрудняет понимания результатов.

В качестве моделей направленного светорассеяния среды выбраны индикатрисы для атмосферного городского аэрозоля и двух типов тумана (адвективный и радиационный) для длины волны $\lambda = 0,86$ мкм. [8]. В численных экспериментах предполагалось, что геометрическая протяженность среды L фиксирована и равна 1000 м. Оптическая толщина среды варьировалась в интервале $2 \leq \tau \leq 8$ заданием коэффициентов ослабления в каждом слое, при условии постоянства вероятности выживания кванта $\chi = \beta_{\text{scat}}(y)/\beta_{\text{ext}}(y) = \text{const}$. Такая модель оптических свойств среды позволяет выяснить, прежде всего, зависимость исследуемых характеристик от ее оптической толщины и вытянутости (или асимметрии) индикатрисы рассеяния. Для анализа влияния неоднородности оптических свойств среды на процесс формирования многократно рассеянной компоненты задавались однородный, т.е. $\beta_{\text{ext}}(y) = \text{const}$ (кривая 1) и «нарастающий» (кривая 2, рис. 4) профили коэффициента ослабления.

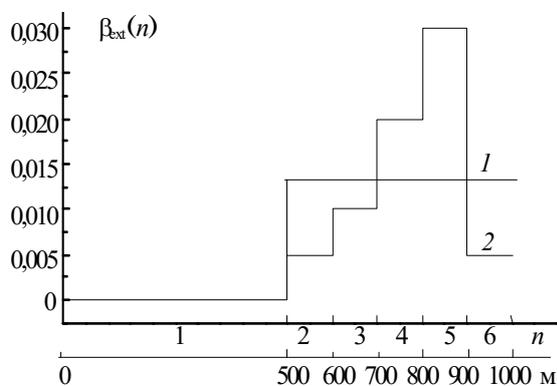


Рис. 4. Профили коэффициента ослабления вдоль оси распространения лазерного пучка, использованные в численных экспериментах (здесь n – номер слоя в плоскопараллельной модели стратифицированной рассеивающей среды)

Зависимость фона многократного рассеяния от процесса поглощения предсказать проще, учитывая, что уменьшение вероятности выживания кванта приводит к подавлению процесса многократного рассеяния и монотонному уменьшению его вклада в лидарный сигнал. Поэтому в статистических экспериментах вероятность выживания кванта не варьировалась.

Форму индикатрисы рассеяния будем характеризовать коэффициентами

$$\gamma = \int_0^1 g(\mu) d\mu \bigg/ \int_{-1}^1 g(\mu) d\mu; \quad \xi = g(1)/g(-1).$$

Для выбранных нами моделей $g(\mu)$ коэффициент γ изменяется от 0,7995 (городской аэрозоль) до 0,984 (радиационный туман), ξ – от 723 (адвективный туман) до 27200 (радиационный туман).

Угловая расходимость зондирующего пучка в расчетах задавалась постоянной ($v_0 = 3'$), углы поля зрения приемника варьировались в диапазоне от $3'$ до 5° .

Результаты исследований

Прежде чем приступить к анализу результатов статистических экспериментов, сделаем два замечания. Для выбранной геометрической схемы (см. рис. 3) влияние многократного рассеяния на импульсную реакцию канала зондирования $h(t)$ в сравнении с однократно рассеянным излучением удобнее оценить для времени t , соответствующего расстоянию вблизи дальней границы среды. Это обусловлено тем, что в этом случае относительный уровень многократного рассеяния (см., например, [4]) выше, чем для более ранних времен регистрации сигнала. Общие закономерности процесса формирования многократно рассеянного объемного тела яркости в каждый момент времени $t < 2L/c$ сохраняются, но при $t \approx 2L/c$ они, вероятно, проявятся наиболее ярко. Поэтому для иллюстрации некоторых результатов численных экспериментов выберем интервал значений $t_i = [2L/c - \varepsilon, 2L/c]$, где $\varepsilon > 0$.

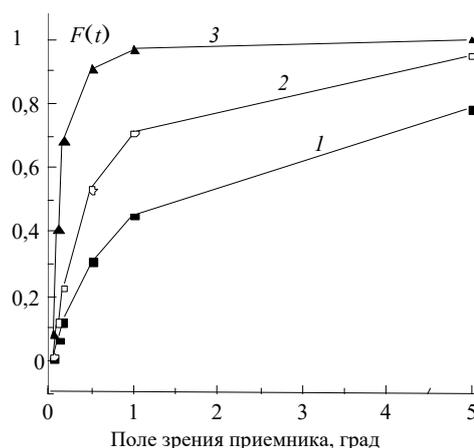


Рис. 5. Влияние оптической толщины среды на зависимость отношения $F(t_i) = h_m(t_i)/h(t_i)$ от поля зрения приемника. Кривая 1 – $\tau = 2$; 2 – 4; 3 – 8. Аэрозоль: $\lambda = 0,86$ мкм, $\gamma = 0,7995$, $\xi = 1637$

При разработке систем лазерного зондирования с переменным углом поля зрения приемника важно знать

зависимость от ν_1 вклада многократного рассеяния в принимаемый сигнал. Ее вид приведен на рис. 5 и 6. На рис. 5 рассмотрены функции $F(t_i) = h_m(t_i)/h(t_i)$ для аэрозольной модели рассеивающей среды с нарастающим профилем $\beta_{scat}(y)$, для набора значений ν_1 и оптических толщин $\tau = 2, 4, 8$. При всех вариациях τ наблюдается тенденция к насыщению отношения $F(t_i)$. С ростом τ это происходит при меньших углах поля зрения приемника.

Этот результат несложно объяснить, если учесть, что в расчетах увеличение оптической плотности среды моделировалось возрастанием концентрации аэрозольных частиц при постоянстве ее геометрической протяженности. В этом случае с ростом τ уменьшается средняя длина свободного пробега фотонов, что приводит к уменьшению углового размера размывающегося в среде пучка, видимого из центра апертуры приемника.

Насыщение этого размера происходит потому, что по мере проникновения луча в среду и развития процесса многократного рассеяния увеличивается оптическая толщина той ее части, которая экранирует его от приемника. Можно, следовательно, предположить, что, начиная с некоторых ее значений, дальнейший прирост энергии рассеянного в направлении приемника потока за счет увеличения объема среды, участвующего в этом процессе, будет компенсироваться увеличением его ослабления. Поэтому увеличение угла поля зрения (начиная с некоторых его значений) не приводит к заметному увеличению $h(t_i)$.

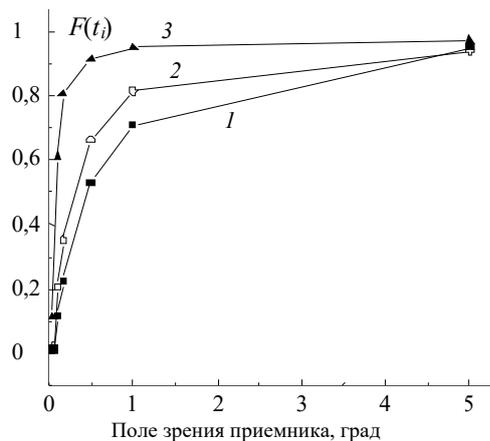


Рис. 6 Зависимость вклада многократного рассеяния в импульсную реакцию $h(t_i)$ от поля зрения приемника для разных моделей рассеивающих сред. Кривая 1 – аэрозоль ($\gamma = 0,7995$, $\xi = 1637$); 2 – туман ($\gamma = 0,945$, $\xi = 723$); 3 – туман ($\gamma = 0,989$, $\xi = 27200$, $\tau = 2$, $\lambda = 0,86$ мкм)

Влияние вытянутости индикатрисы рассеяния на характеристику $F(t_i)$ иллюстрирует рис. 6, где приведена зависимость $F(t_i)$ от угла поля зрения для модельных сред типа аэрозоль и туман (адвективный и радиационный) при $\tau = 4$. Тенденция к насыщению доли многократно рассеянной компоненты в $h(t_i)$ с ростом угла поля зрения проявляется и в этом случае. Объяснить ее можно, проводя те же рассуждения, что были сделаны по рис. 5. Насыщение отношения $h_m(t_i)/h(t_i)$ наступает тем быстрее, чем больше вытянута индикатриса рассеяния. Этот результат обусловлен тем, что увеличение вытянутости индикатрисы рассеяния ведет к более медленному расширению пучка по мере его проникновения в среду.

В предельном случае, когда индикатриса рассеяния $g(\omega, \omega') = \delta(\omega \pm \omega')$, где ω, ω' – направления распространения фотона до и после рассеяния, пучок сохраняет свою форму и, начиная с $\nu_1 \geq \nu_0$, $h(t_i)$ не зависит от угла поля зрения.

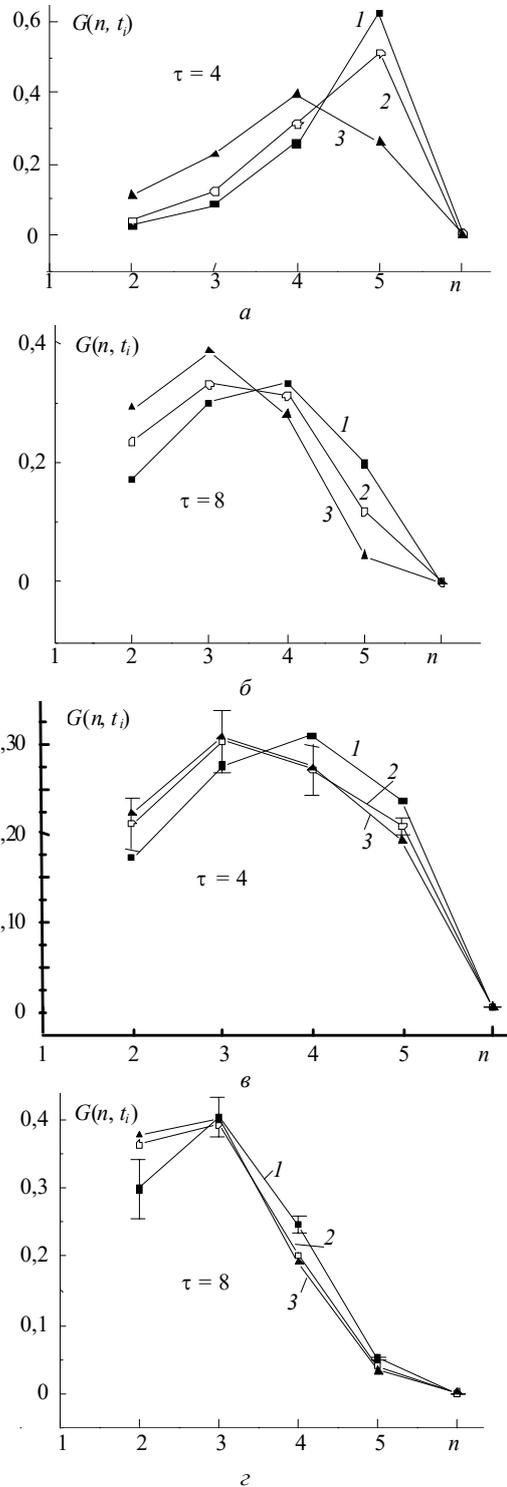


Рис. 7. Пространственная структура $G(n, t_i)$ многократно рассеянной компоненты в момент времени t_i : а, б – аэрозоли ($\lambda = 0,86$ мкм, $\gamma = 0,7995$, $\xi = 1637$); в, з – туман ($\gamma = 0,98895$, $\xi = 27200$). Поле зрения приемника: 1 – $0,5^\circ$; 2 – 1° ; 3 – 5°

Обратимся к форме и структуре мгновенного тела яркости рассеянного излучения, т.е. к пространственным и энергетическим характеристикам области среды, которая становится объемным источником вторичного (многократно рассеянного) светового потока, регистрируемого приемником в интервал времени $t_i = [2L/c - \varepsilon, 2L/c]$. Наглядное представление о форме и яркостной структуре этого объекта дает отношение $G(n, t_i) = h_m(n, t_i)/h(t_i)$, где n – номер слоя среды (нумерация начинается от ближайшего к источнику слоя), из которого фотоны достигают приемника с заданной угловой апертурой в моменты времени t_i . Оно характеризует относительный вклад различных областей среды в значение импульсной реакции $h(t_i)$. Подчеркнем, что $h_m(n, t_i)$ имеет смысл мощности многократно рассеянного излучения, приходящего на приемник из области, ограниченной конусом поля зрения приемника и граничными плоскостями n -го слоя среды.

На рис. 7,а,б функции $G(n, t_i)$ приведены для аэрозольной модели среды с нарастающим профилем $\beta_{\text{ext}}(y)$. При относительно малых оптических толщинах ($\tau = 4$, см. рис. 7,а) многократно рассеянный эхосигнал в основном приходит из слоя среды, смежного с областью формирования сигнала однократного рассеяния $h_1(t_i)$. Участие других слоев среды в формировании $h(t_i)$ резко ослабевает по мере их приближения к источнику. Влияние угловой апертуры приемника на $G(n, t_i)$ проявляется в том, что с ее увеличением возрастает вклад в $h(t_i)$ ближних к приемнику участков среды и снижается влияние ближайшего к зоне формирования отраженного импульса $h_1(t_i)$, оставаясь доминирующим для углов поля зрения 0,5 и 1°. При увеличении оптической толщины среды до $\tau = 8$ (см. рис. 7,б) картина распределения сигнала сильно меняется. С ростом поля зрения приемника вклад из первых слоев становится подавляющим.

Реакцию тела яркости $G(n, t_i)$ на увеличение вытянутости индикатрисы рассеяния иллюстрирует рис. 7,в,г, где представлены результаты, аналогичные рассмотренным выше (см. рис. 7,а,б), но для радиационного тумана. Из данных рис. 7,в,г следует, что с увеличением вытянутости индикатрисы рассеяния влияние угла поля зрения приемника на $G(n, t_i)$ возрастает, усиливается вклад «средних» слоев среды, расположенных на удалении и от приемника, и от области, где формируется однократно рассеянный сигнал.

Этот вывод подтверждает рис. 8, где приведены характеристики $G(n, t_i)$ для сред и условий наблюдения, отличающихся только индикатрисой рассеяния.

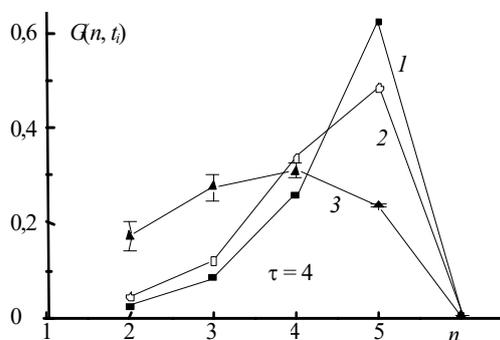


Рис. 8. Влияние модели среды на форму мгновенного тела яркости многократно рассеянного излучения, регистрируемого приемником в момент времени t_i (см. рис. 2)

Влияние профиля $\beta_{\text{scat}}(y)$ на форму функции $G(n, t_i)$ можно оценить на основе рис. 9, где приведены семейства $G(n, t_i)$ для однородной и нарастающей модели $\beta_{\text{scat}}(y)$. Для аэрозольной среды при данной плотности и угле поля зрения приемника наблюдается слабая зависимость формы мгновенного тела яркости от распределения коэффициента ослабления $\beta_{\text{scat}}(y)$ (рис. 9,а). Результаты моделирования для более плотных сред и больших апертур приемника дают основания для вывода о том, что с ростом любого из этих параметров растут различия в распределении по слоям сигналов для однородной и неоднородной сред. Как видно из рис. 9,б, для сильно вытянутой индикатрисы рассеяния уже при $\tau = 4$ и $\nu_1 = 0,5$ град функции $G(n, t_i)$ для различных моделей $\beta_{\text{scat}}(y)$ существенно различаются. Следовательно, диаграмма рассеяния также существенно влияет на различия в распределении импульсной реакции для однородной и неоднородной сред.

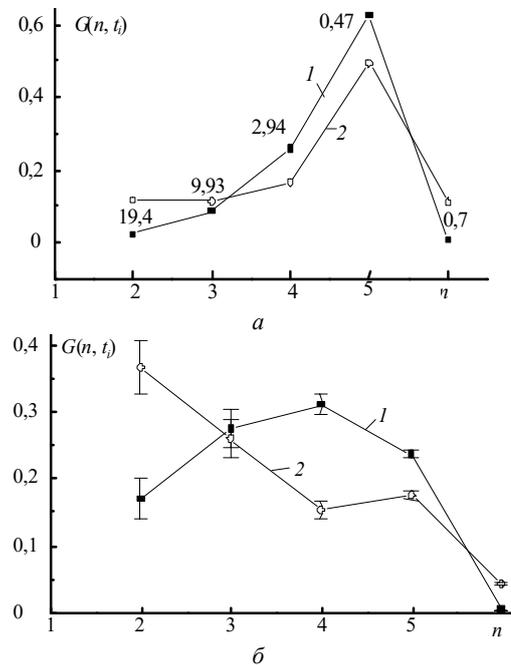


Рис. 9. Сравнение функций $G(n, t_i)$, полученных для аэрозольной модели рассеивающей среды (а) и радиационного тумана (б) с однородным и нарастающим профилем $\beta_{\text{ext}}(y)$. Числа возле кривых показывают среднеквадратическое отклонение, %; $\tau = 4$, $\nu = 0,5$; 1 – неоднородная среда; 2 – однородная

Выводы

Анализ результатов численных экспериментов, выполненных методом Монте-Карло, позволяет сделать следующие предварительные выводы (в пределах рассмотренного диапазона вариации параметров схемы зондирования).

1. Лидарный сигнал, отраженный от рассеивающих сред с оптической толщиной $\tau > 1$ при углах полей зрения приемника, превышающих угловую расходимость лазерного пучка, может определяться ее пространственно протяженными участками, предшествующими области формирования его однократно рассеянного компонента.

2. Эта область представляет собой объемный источник многократно рассеянного излучения (регистрируемого

в один и тот же момент времени), характеризуемый различной яркостью как в пределах угла поля зрения приемника, так и вдоль направления распространения лазерного пучка.

3. Яркость отдельных участков этой области существенно зависит от оптической толщины среды и вытянутости индикатрисы рассеяния. При малых значениях угловой апертуры приемника максимальный вклад многократного рассеяния в лидарный сигнал поступает из достаточно узкой части пространства, примыкающей к области формирования сигнала однократного рассеяния. С ростом оптической толщины среды, угла поля зрения приемника, вытянутости индикатрисы рассеяния максимум яркости многократного рассеянного излучения расширяется, сдвигаясь в направлении на источник.

4. Неоднородность рассеивающих свойств стратифицированной среды до определенных значений v_1 и τ , зависящих от вида индикатрисы рассеяния, не приводит к существенной трансформации мгновенного тела яркости многократно рассеянного излучения в поле зрения приемника.

Таким образом, при построении новых методов интерпретации результатов зондирования оптически плотных сред, рассматривающих многократно-рассеянную компоненту как полезный сигнал, необходим учет особенностей ее пространственно временной структуры, который позволит корректно соотносить время измерения лидарного сигнала с областью пространства, где оцениваются оптические характеристики среды, и определить их физический смысл.

Авторы благодарят участников семинаров ИОА СО РАН по проблемам многократного рассеяния и новым методам зондирования оптически плотных рассеивающих сред за обсуждение приведенных здесь результатов исследований.

1. Зуев В.Е., Наац И.Э. Обратные задачи оптики атмосферы. Л.: Гидрометеониздат, 1990. 286 с.
2. Самойлова С.В., Балин Ю.С., Крекова М.М. Учет эффектов многократного рассеяния при восстановлении оптических параметров облаков по данным зондирования из космоса // Оптика атмосферы и океана. 1998. Т. 11. № 1. С. 55–60.
3. Зега Е.П., Кацев И.Л., Полонский И.Н. Учет многократного рассеяния при лазерном зондировании стратифицированной рассеивающей среды. 1. Общая теория // Известия АН. Физика атмосферы и океана. 1998. Т. 34. № 1. С. 45–50.
4. Зуев В.Е., Белов В.В., Веретенников В.В. Теория систем в оптике дисперсных сред. Томск: Изд-во СО РАН, 1997. 402 с.
5. Veretennikov V.V. Algorithms for reconstruction of the extinction coefficient profile in sea water from multiply scattered lidar signals // Sixth International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics. Proceedings of SPIE. 1999.
6. Крекова М.М. Расчет структуры сигнала орбитального лидара, отраженного облаками верхнего яруса // Оптика атмосферы и океана. 1999. Т. 12. № 4. С. 377–381.
7. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике / Под общей ред. акад. Г.И. Марчука. Новосибирск: Наука, 1976. 216 с.
8. Kneizys F.X. et al. User Guide to LOWTRAN 7, AFGL-TR-86-01777. ERP N 1010 / Nanscom AFB, MA01731.

V.V. Belov, A.B. Serebrennikov. Spatial-temporal structure of multiply scattered component of lidar return signals.

The results of Monte-Carlo simulation of the spatiotemporal structure of multiply scattered components of lidar return signals are analyzed for monostatic sensing geometry. It is shown that the instantaneous brightness body of multiply scattered radiation may have significant volume and extension in directions toward the receiver, inconsistent with the range of forming the singly scattered signal component. Factors having the determining effect on spatial and brightness characteristics of this voluminous source are established.