

Статистическое моделирование переноса лазерного излучения в перистых облаках с учетом многократного рассеяния

Т.В. Русскова[✉], В.А. Шишко*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 2.11.2022 г.;
после доработки 26.11.2022 г.;
принята к печати 20.01.2023 г.

Рассматривается оригинальная статистическая модель переноса лазерного излучения в рассеивающей среде, позволяющая вычислять мощность лидарного сигнала с учетом эффектов рассеяния любой кратности. Проводится сравнительный анализ временной структуры сигнала, полученной с использованием предложенной модели и альтернативных методов. Изучаются особенности распространения лазерного импульса наземного лидара в сплошной перистой облачности с учетом эффектов многократного рассеяния. Исследуется зависимость фона многократного рассеяния от оптико-микрофизических характеристик облаков (коэффициент ослабления излучения, степень шероховатости, размер и форма ледяных частиц) и параметров приемной системы лидара. Результаты моделирования свидетельствуют о высокой чувствительности части эхосигнала, обусловленной кратно рассеянным излучением, к варьируемым параметрам, что необходимо учитывать при постановке и решении обратных задач.

Ключевые слова: лидарное зондирование, перенос лазерного излучения, многократное рассеяние, перистые облака, метод Монте-Карло; lidar sounding, laser pulse propagation, multiple scattering, cirrus clouds, Monte Carlo method.

Введение

Лидарные системы, известные еще с 1953 г. [1], активно развивались в 1960–1970-х гг. в рамках космических программ СССР и США. Сочетание свойств лазера и новейших наземных и космических технологий позволяло демонстрировать в области дистанционного зондирования атмосферы Земли беспрецедентные результаты по сравнению с ранее применявшимися технологиями. В 1994 г. NASA вывело на орбиту лидар LITE (Lidar In-space Technology Experiment), предназначенный для исследования облачного покрова Земли и обнаружения различных видов частиц в атмосфере, которые трудно поддавались обнаружению иными способами [2]. Первый советский лидар БАЛКАН для активного зондирования толщи атмосферы и изучения ее структуры был запущен в 1995 г. [3]. Непосредственно для исследования облачности был разработан лидар CATS (Cloud-Aerosol Transport System), функционировавший на Международной космической станции с 2015 по 2017 г. [4]. В настоящее время действующим космическим лидаром является поляризационный лидар CALIOP (Cloud-Aerosol lidar with Orthogonal

Polarization) на борту спутника CALIPSO, предназначенный для изучения облачного покрова Земли и идентификации в толще облаков водяного пара, кристаллов льда, жидких и твердых частиц атмосферных аэрозолей [5].

Многочисленные наземные лидарные станции и территориально распределенные сети таких станций (EARLINET, AD-Net, ALINET/ALINET, MPLNet и др.), объединенные в единую международную сеть GALION [6], позволяют исследовать пространственно-временное распределение различных характеристик атмосферы. Широкий спектр лидарных систем, разработанных для решения тех или иных задач, свидетельствует об их эффективности: по сравнению с пассивными оптическими и активными радиолокационными приборами лидарные системы предоставляют существенно более точные данные с большим пространственным разрешением без использования естественных источников света. Однако и при лидарном зондировании облачной атмосферы приходится сталкиваться с рядом проблем. В частности, несмотря на большое количество инструментов, позволяющих проводить наблюдения за перистыми облаками, до сих пор весьма остро стоит проблема интерпретации получаемых данных. Известно, что лидарный сигнал претерпевает изменения, обусловленные взаимодействием излучения с рассеивающей

* Татьяна Владимировна Русскова (btv@iao.ru);
Виктор Андреевич Шишко (sva@iao.ru).

средой. Степень воздействия среды на эхосигнал зависит от условий его распространения: в оптически плотной среде излучение рассеивается многократно, тогда как при небольшом количестве потенциальных рассеивателей поступающий на приемник сигнал формируется преимущественно за счет однократно рассеянной компоненты.

Вследствие значительной удаленности перистых облаков от поверхности Земли поперечный размер объема облачного слоя, попадающего в поле зрения приемника как наземного, так и космического лидара, может оказаться сопоставимым с длиной свободного пробега фотона. В этом случае пренебрежение многократным рассеянием при интерпретации лидарных сигналов может повлечь за собой искажение результатов зондирования. Кроме того, большая часть рассеянного вперед лазерного излучения сосредоточена в узком дифракционном конусе и остается в поле зрения приемника, что обусловлено размером ледяных частиц, которые значительно крупнее капель жидкокапельных облаков. Как следствие, вклад многократного рассеяния в сигнал существенно возрастает [7].

В последние десятилетия изучению эффектов многократного рассеяния в лидарных измерениях и, в частности, проблеме извлечения информации о рассеивающей среде было посвящено большое количество исследований. Вклад многократного рассеяния в суммарный эхосигнал оценивался во многих теоретических работах [8–11]. В этих исследованиях показано, что составляющие сигнал вклады разных порядков рассеяния отличаются при изменении оптической толщины τ рассеивающей среды. Так, если $\tau \leq 0,8$, то в лидарном сигнале превалирует однократное рассеяние. При увеличении τ от 0,8 до 1 в отраженном сигнале усиливается роль двукратно рассеянного излучения. Начиная с $\tau \approx 1$ вклад многократного рассеяния в суммарный сигнал становится сопоставимым по величине со вкладом однократно рассеянного излучения, а при $\tau > 2$ — доминирующим [12].

Заметим, что в процессе интерпретации лидарных измерений точный расчет фона многократного рассеяния затруднен ввиду отсутствия априорной информации об оптических свойствах рассеивающей среды, а границы применимости предлагаемых методик коррекции эхосигнала от «помех» многократного рассеяния не всегда ясны. Ограниченность использования известного однопараметрического метода коррекции многократного рассеяния в перистых облаках показана, например, в [13].

Для обработки данных лидарного зондирования, их интерпретации и решения обратных задач с учетом многократного рассеяния до сих пор не создано эффективной модели вследствие высокой сложности задачи. В литературе, как правило, встречаются лишь отдельные практические рекомендации относительно извлечения нужной информации из данных измерений. Отмечается, что их первичная обработка «равносильна искусству», а качество обращения эхосигнала существенно зависит от опыта исследователя [12].

Цель настоящей работы — реализация оригинальной статистической модели переноса лазерного излучения в рассеивающей среде с учетом эффектов многократного рассеяния и ее применения для оценки влияния фона многократного рассеяния на суммарный эхосигнал наземного лидара от перистых облаков.

Постановка задачи и методы ее решения

Рассматривается плоскопараллельная вертикально неоднородная среда высотой $H = d + h$, где d — толщина рассеивающего слоя; h — высота его нижней границы. Оптические свойства слоя описываются коэффициентами ослабления σ и рассеяния σ_s , а также индикатрисой рассеяния излучения $g(\theta)$, где θ — угол рассеяния. Моностатическая система оптического излучения, установленная на Земле, посылает из точки r_0 в момент времени t_0 импульс мощностью P_0 и длительностью Δt в телесном угле 2ψ . В момент времени $t > t_0$ в приемную систему с радиусом R_ϕ и углом поля зрения 2ϕ поступает сигнал от объема рассеивающей среды (рис. 1).

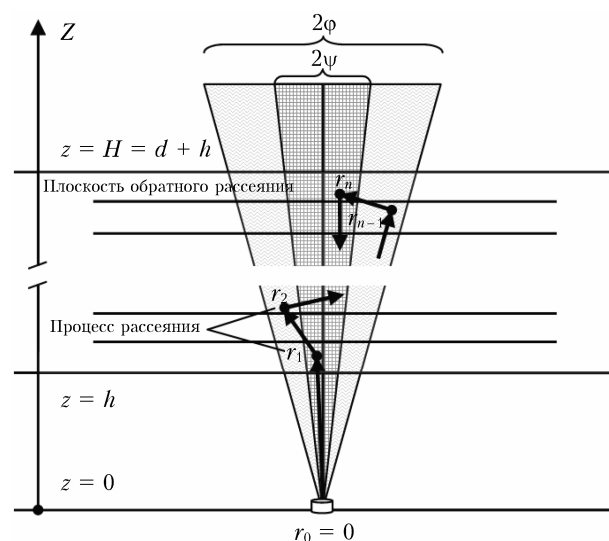


Рис. 1. Схема распространения лидарного импульса при зондировании облачной атмосферы с поверхности Земли

В приближении однократного рассеяния мощность лидарного сигнала может быть рассчитана с помощью известного уравнения лазерной локации (УЛЛ) [12]:

$$P_1(z) = P_0 \frac{\pi R_\phi^2}{(h+z)^2} \frac{c \Delta t}{2} \frac{\sigma_s(z) g_\pi(z)}{4\pi} e^{\left\{ -2 \int_0^z \sigma(x) dx \right\}}, \quad 0 \leq z \leq H, \quad (1)$$

где c — скорость света в среде; $g_\pi(\pi)$ — индикатриса рассеяния в направлении назад. В случае зондирования оптически плотных сред решение уравнения (1) является не полным и не позволяет описать суммарный эхосигнал с приемлемой точностью.

Для расчета мощности лидарного сигнала с учетом всех кратностей рассеяния в ИОА СО РАН разработана описываемая далее модель MSLRS (Multiple Scattering Lidar Return Simulation), созданная на основе алгоритмов метода Монте-Карло. Посредством статистического решения нестационарного уравнения переноса излучения модель позволяет получать распределение по времени t суммарного эхосигнала и его компонентов, обусловленных рассеянием разных кратностей. В MSLRS реализованы методы простой и двойной локальной оценки [14]. В первом случае оценка $J(t)$ эхо-сигнала строится по ансамблю из заданного числа траекторий, для каждой из которой вычисляется простая локальная оценка (LE) вида

$$J_n^{\text{LE}}(t)dt = w_{n-1}\Lambda(r_n)e^{-\tau(r_n)}\frac{g_{r_n}(\theta_{n-1})}{2\pi}\frac{\pi R_\phi^2}{l(r_n)^2}\Delta(r_n), \quad (2)$$

где n — порядок рассеяния ($n = 1, \dots, N$), N — случайный номер обрыва марковской цепи; w_{n-1} — весовой множитель; $\Lambda(r_n)$ — альбеда однократного рассеяния в точке столкновения r_n ; $\tau(r_n)$ — оптическая длина пути от точки r_n до приемника; $l(r_n)$ — кратчайшее расстояние от точки r_n до приемника; $\Delta(r_n)$ — индикаторная функция приемника, принимающая значение 1, если точка r_n находится в пределах поля зрения приемника, и 0 в противном случае. Локальная оценка $J_n^{\text{LE}}(t)$ вносит вклад в эхосигнал на временном интервале $[t_i, t_{i+1}]$, $0 \leq i \leq M$ (M — количество интервалов в пределах временного диапазона регистрации сигнала или размер гистограммы), только если выполняется условие $t_i \leq (l_0(r_n) + l(r_n))/c \leq t_{i+1}$, где $l_0(r_n)$ — длина пути, пройденного фотоном от источника до точки r_n . Общая схема моделирования траекторий подробно описана в [14] и здесь не приводится.

При статистическом имитации распространения лазерного излучения вероятны такие состояния цепи Маркова, когда ни одно из возможных случайных столкновений фотонов с рассеивающими элементами среды не приводит к ненулевой оценке. В таких граничных условиях целесообразно распространить оценку на два столкновения вперед, случайным образом выбрав промежуточную точку $r_{2,n}$ в пределах угловых размеров детектора [15]. При этой модификации алгоритма для каждой из траекторий цепи строится двойная локальная оценка (DLE):

$$J_n^{\text{DLE}}(t)dt = J_1^{\text{LE}}(t)dt + w_{n-1}\Lambda(r_n)\Lambda(r_{2,n}) \times e^{-\tau(r_n, r_{2,n})}\frac{g_{r_n}(\theta_{1,n-1})g_{r_{2,n}}(\theta_{2,n-1})}{4\pi^2}\frac{\pi R_\phi^2}{l(r_n, r_{2,n})^2}\gamma\Delta(r_n), \quad (3)$$

где $\theta_{1,n-1}$ — угол рассеяния между направлением траектории движения фотона к базовой точке столкновения r_n и направлением $\mathbf{r}(r_n, r_{2,n})$; $\theta_{1,n-1}$ и $\theta_{2,n-1}$ — углы рассеяния между направлениями $\mathbf{r}(r_n, r_{2,n})$ и $\mathbf{r}(r_{2,n}, r_0)$ соответственно; $\gamma = 2\pi(1 - \cos\phi)$. Во избежание появления бесконечной дисперсии из-за знаменателя $l(r_n, r_{2,n})$ двойная локальная оценка не вычисляется, если промежуточная

точка $r_{2,n}$ находится внутри шара с центром в точке r_n и радиусом $\varepsilon = 0,02857E-5$ м [16].

К статистическим алгоритмам модели MSLRS добавлена возможность аналитического расчета мощности светового сигнала в приближении однократного $P_1(t)$ (1) и двукратного $P_2(t)$ рассеяния. Аналитическое выражение для $P_2(t)$ взято из работы [17] в предположении отсутствия актов рассеяния излучения в подоблачном слое.

Поскольку длительность импульса Δt является малой величиной, то обратнорассеянный свет, падающий на фотоприемник в момент времени t , определяется свойствами среды малого объема в интервале высот от z' до z'' , где $z' = c(t - \Delta t)/2$ и $z'' = ct/2$. Геометрическая длина области взаимодействия излучения со средой в этом случае равна $\Delta z = z'' - z' = c\Delta t/2$. Таким образом, в момент времени t мощность лазерного излучения, однократно рассеянного в объеме среды протяженностью Δz , может быть представлена формулой [12]:

$$P_1(t) = A \int_{z'}^{z'+\Delta z} \left\{ F(\Delta t) \frac{\sigma_s(z)g_\pi(z)}{z^2} \exp\left(-2\int_0^z \sigma(x)dx\right) \right\} dz, \quad (4)$$

где A — константа, определяемая характеристиками источника и приемника; $F(\Delta t)$ — текущая мощность светового импульса. В настоящем исследовании предполагалось, что амплитуда лазерного импульса имеет прямоугольную форму, тогда $F(\Delta t) = P_0 = \text{const}$. Если временные интервалы, в пределах которых рассчитывается мощность эхосигнала, много больше длительности импульса, формула (4) сводится к стандартному упрощенному виду (1). Учет длительности импульса при моделировании распространения лазерного излучения методом Монте-Карло осуществлялся путем усреднения значений интенсивности излучения в пределах Δt .

Отметим, что ввиду высокой трудоемкости метода Монте-Карло многие исследователи стремятся к разработке аппроксимационных формул для описания эхосигнала с учетом разных порядков рассеяния, однако границы применимости таких приближений сложно установить априори вследствие большого многообразия атмосферных ситуаций. Оптимальным решением будет разработка параллельной версии алгоритмов метода Монте-Карло, например, с использованием современных графических процессоров, имеющих большое количество вычислительных ядер, позволяющих проводить моделирование траекторий независимо и таким образом существенно повышать скорость расчетов [18].

Тестирование модели MSLRS

Тестирование модели MSLRS проводилось с использованием (А) стороннего программного обеспечения LIDAR-1 [19] и (Б) результатов взаимного сопоставления численных, аналитических и полуквантовых аналитических моделей в рамках международного

проекта MUSCLE (Multiple SCattering Lidar Experiments) [20]. В рамках тестирования рассматривалась изотропная среда с рассеивающим облачным слоем на высоте $h \leq z \leq h + d$. Взаимодействие фотонов с излучением в подоблачной среде и поглощение в облаках не учитывались. Здесь и далее для простоты предполагается, что энергия лидарного импульса равна единице.

Для А-серии вычислительных экспериментов сопоставление результатов моделирования проведено для наземного моностатического лидара с радиусом и углом поля зрения кругового приемника 10 см и 10 мрад соответственно, углом расходимости источника излучения 1 мрад и длительностью лазерного импульса 20 нс. Индикатриса рассеяния облачного слоя, расположенного на высоте $h = 1000$ м, соответствовала модели С1 из [21] для длины волны 0,53 мкм. Предполагалось, что импульс испускается лазерным источником в нулевой момент времени.

В программе LIDAR-1.exe для вычисления лидарного эхосигнала и его составляющих по кратности рассеяния используется метод Монте-Карло (простая локальная оценка) [19]. Для улучшения сходимости метода в программе реализован специальный прием, называемый расслоением по первому столкновению: плоский слой условно разбивается на m подслоев одинаковой высоты и вместо одной траектории на одинаковых последовательностях случайных чисел моделируются m траекторий с первыми столкновениями, расположенными в этих слоях.

На рис. 2, а приведен пример сопоставления значений плотности потока излучения для суммарного эхосигнала $P(z)$ и вкладов излучения с порядком рассеяния 1 ($P_1(z)$), 2 ($P_2(z)$), 3 ($P_3(z)$) и ≥ 4 ($P_{\geq 4}(z)$), соответствующих по временной задержке одному и тому же расстоянию зондирования z и рассчитанных с использованием программ LIDAR-1.exe (простая локальная оценка) и MSLRS (двойная локальная оценка). Толщина облачного слоя полагалась равной 200 м, а коэффициент ослабления излучения облачными каплями — 25 км^{-1} ($\tau = 5$). Близкое соответствие эхосигналов, полученных двумя разными независимо реализованными алгоритмами метода Монте-Карло при высоком уровне фона многократного рассеяния, свидетельствует об их корректной работе.

На рис. 2, б представлены результаты сравнения вкладов излучения в суммарный эхосигнал, рассчитанных с помощью уравнения лазерной локации в приближении однократного и двукратного рассеяния, и модели MSLRS, для ситуаций, когда оптическая толщина облачного слоя высотой 100 м была равна 0,5 и 10. В случае малой оптической плотности рассеивающего слоя аналитические приближения позволяют достаточно точно описать зависимость мощности излучения от степени его проникновения в слой. В случае более высокой оптической плотности среды ($\tau = 10$) наблюдается ухудшение соответствия результатов, и погрешность аналити-

ческого вычисления плотности потока излучения в приближении двукратного рассеяния, проинтегрированного вдоль пути его распространения в облаке, может достигать 20%.

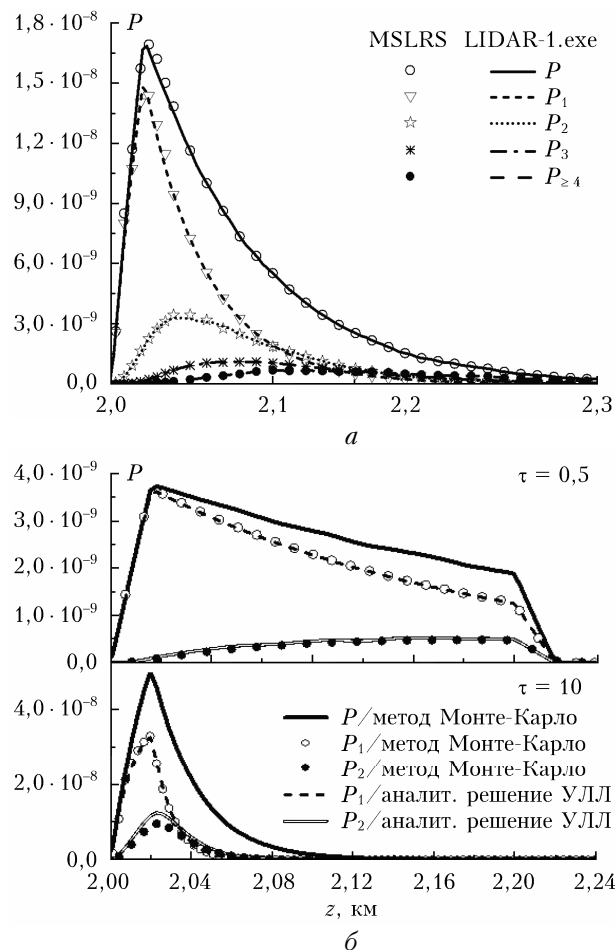


Рис. 2. Результаты моделирования временной структуры эхосигнала наземного лидара от слоя жидкокапельной облачности, полученные с использованием моделей LIDAR-1 и MSLRS при $\tau = 5$ (а); модели MSLRS и УЛЛ в приближении однократного и двукратного рассеяния при $\tau = 0,5$ и 10 (б)

Условия Б-серии вычислительных экспериментов аналогичны рассмотренным выше, если это не оговорено особо. Рассматривается случай наземного лазерного зондирования облачного слоя толщиной 300 м для длины волны 1,064 мкм. Коэффициент ослабления излучения облачными каплями полагается равным $17,25 \text{ км}^{-1}$, длительность импульса — 40 нс. Для сопоставления с результатами проекта MUSCLE рассчитываются величины $Q(z) = P_{\geq 2}(z)/P_1(z)$ и $Q_2(z) = P_2(z)/P_1(z)$. Среди включенных в проект методов рассмотрены: 1) приближенный аналитический подход, лежащий в основе модели DREV [22], 2) метод аналитического приближения с использованием теории Ми [23], 3) полуаналитический подход [24], 4) метод Монте-Карло [25] и 5) метод Монте-Карло [26].

На рис. 3 показаны отношения $Q(z)$ и $Q_2(z)$ в зависимости от глубины погружения лазерного излучения в облачный слой при поле зрения приемника 10 мрад. Из рис. 3, а видно, что после преодоления излучением примерно 30–40 м облачного слоя многократное рассеяние начинает преобладать над однократным и $Q_2(z)$ достигает величины ≈ 10 ближе к верхней границе облачности. Аналогичная ситуация наблюдается и для $Q_2(z)$, однако глубина слоя, которую необходимо преодолеть излучению для достижения единичного значения $Q_2(z)$, увеличивается до ~ 100 м, а максимальное значение $Q_2(z)$ колеблется в окрестности двух вблизи верхней границы слоя.

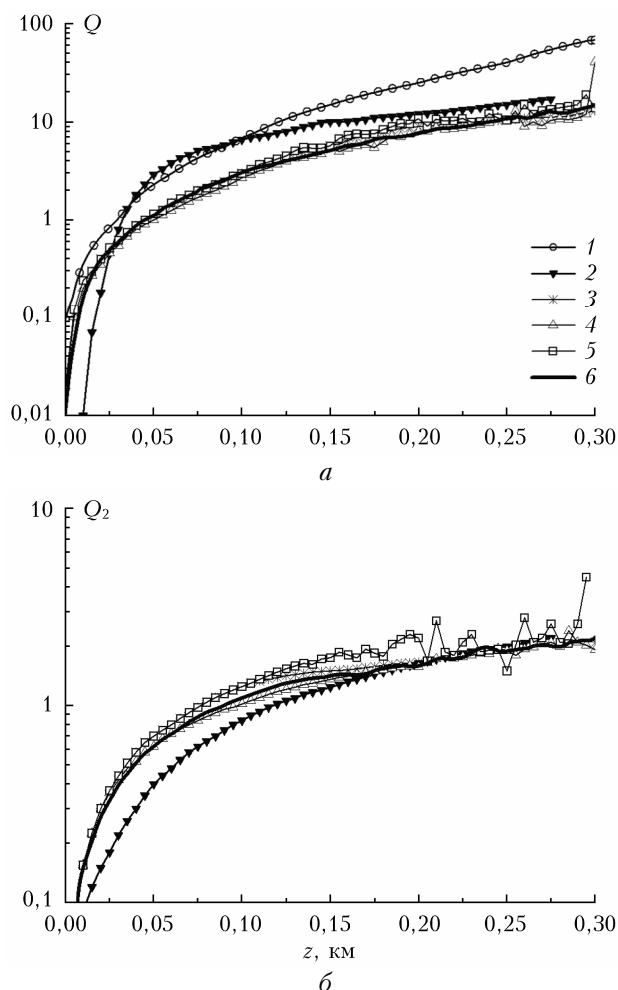


Рис. 3. Отношения $Q(z)$ (а) и $Q_2(z)$ (б) при угле поля зрения приемника 10 мрад в зависимости от глубины проникновения лазерного излучения в облако: 1 — модель DREV [22], 2 — аналитический способ [23], 3 — полуаналитический подход [24], 4 и 5 — методы Монте-Карло [25] и [26] соответственно, 6 — метод Монте-Карло (MSLRS)

Представленные зависимости отношений $Q(z)$ и $Q_2(z)$ демонстрируют, что результаты моделирования экосигнала с помощью модели MSLRS лежат в пределах изменения данных, полученных в ходе

проекта MUSCLE. При этом наилучшее соответствие наблюдается с результатами, достигнутыми благодаря использованию метода Монте-Карло.

Входные параметры численных экспериментов

Для исследования зависимости фона многократного рассеяния от оптико-микрофизических характеристик облаков и параметров лидарной системы прежде всего определим диапазоны их изменения. Как и при тестировании модели MSLRS численные эксперименты выполнены в предположении отсутствия аэрозольных частиц как в подоблачном пространстве, так и внутри облачного слоя. Для простоты интерпретации результатов альbedo подстилающей поверхности полагалось равным нулю. Предполагается, что слой перистых облаков толщиной 2 км располагается на высоте 9 км, их фазовое состояние является кристаллическим, а ориентация ледяных частиц в пространстве — хаотической. Расчеты проведены для длины волны 0,532 мкм. Радиус кругового приемника лидара составляет 10 см, угол расходимости источника излучения 1 мрад, длительность лазерного импульса 20 м, угол поля зрения приемника варьируется в диапазоне от 0,5 до 5 мрад.

За последние десятилетия исследователи существенно продвинулись в вопросе получения оптических характеристик перистых облаков, однако в силу того, что ледяные частицы являются сложным геометрическим объектом, до сих пор не создано единой базы данных, охватывающей все многообразие форм, размеров и ориентаций частиц и в то же время соответствующей экспериментальным наблюдениям.

Имеющиеся в прямом доступе базы данных оптических характеристик перистых облаков предоставляют информацию о матрицах рассеяния, рассчитанных преимущественно в приближении геометрической оптики (GOM) (см., например, [27, 28]). Для некоторых форм кристаллических частиц такой подход не позволяет описать особенности рассеяния вблизи направления назад. Например, при усреднении матриц по ориентациям гексагонального кристалла характерно появление сингулярности. Результаты расчетов индикатрис вблизи направления назад методами физической (POM) и геометрической оптики расходятся между собой, что, вероятно, обусловлено дифракционными или когерентными эффектами, не учитываемыми в методе GOM [29]. Авторы работы [30] признают, что используемые ими вычислительные методы (точный псевдоспектральный метод PSTD, модифицированный метод Т-матриц II-TM, усовершенствованный метод геометрической оптики IGOM) не в состоянии моделировать пик интенсивности в окрестности направления рассеяния назад, а точные численные методы неприменимы для крупной фракции кристаллических частиц, поэтому пик добавляется в решение искусственно и приближенно. Ввиду вышесказанного для более

точного решения задачи может быть использован метод физической оптики [29]. Важность поиска корректного решения отмечается также в работе [31], где констатируется, что многократно рассеянное излучение имеет высокую чувствительность к форме индикатрисы рассеяния вблизи направления назад.

В численных экспериментах были рассмотрены различные модели микроструктуры перистых облаков с эффективным диаметром частиц $D_e = 10$ и 60 мкм: I — модель хаотически ориентированных кристаллов произвольной формы, оптические характеристики которых рассчитаны методами POM и GOM [32]; II — третья версия модели ВУН для смеси кристаллов различных форм (пластинки, дроксталы, сплошные и полые столбики и др.) с сильно шероховатой поверхностью ($\rho = 5$; степень шероховатости ρ — морфологический параметр

частицы, влияющий на ее рассеивающие свойства [32]) [27]; для построения модели ВУН использованы полученные в различных регионах земного шара экспериментальные данные о распределении частиц по размерам, ледности облаков и медианном диаметре частиц); III — модели хаотически ориентированных столбиков, полученные с учетом и без учета шероховатости поверхности методами геометрической [28] и физической [29] оптики (табл. 1).

Некоторые из индикатрис рассеяния излучения на ледяных частицах рассмотренных форм с $D_e = 60$ мкм представлены на рис. 4.

Среди представленных наиболее гладкими являются индикатрисы рассеяния для шероховатых столбиков и смеси частиц различных форм. Остальные индикатрисы имеют угловые особенности рассеяния, специфические для каждой из форм кристаллов.

Таблица 1

Данные об используемых в расчетах моделях оптических характеристик ледяных частиц					
№	Модель микроструктуры	Источник данных	Метод расчета	Учет	
				шероховатости поверхности	распределения по размерам
I	Частицы произвольной формы (ARB)	[33]	GOM, POM	Нет	Нет
II	Смесь частиц различных форм (GHM)	[27]	ADDA, TM, IGOM	Да	Да
III	Хаотически ориентированные сплошные столбики (SC)	[28]	FDTD, TM, IGOM, LMT	Да	Нет
		[34]	GOM, POM	Нет	Нет

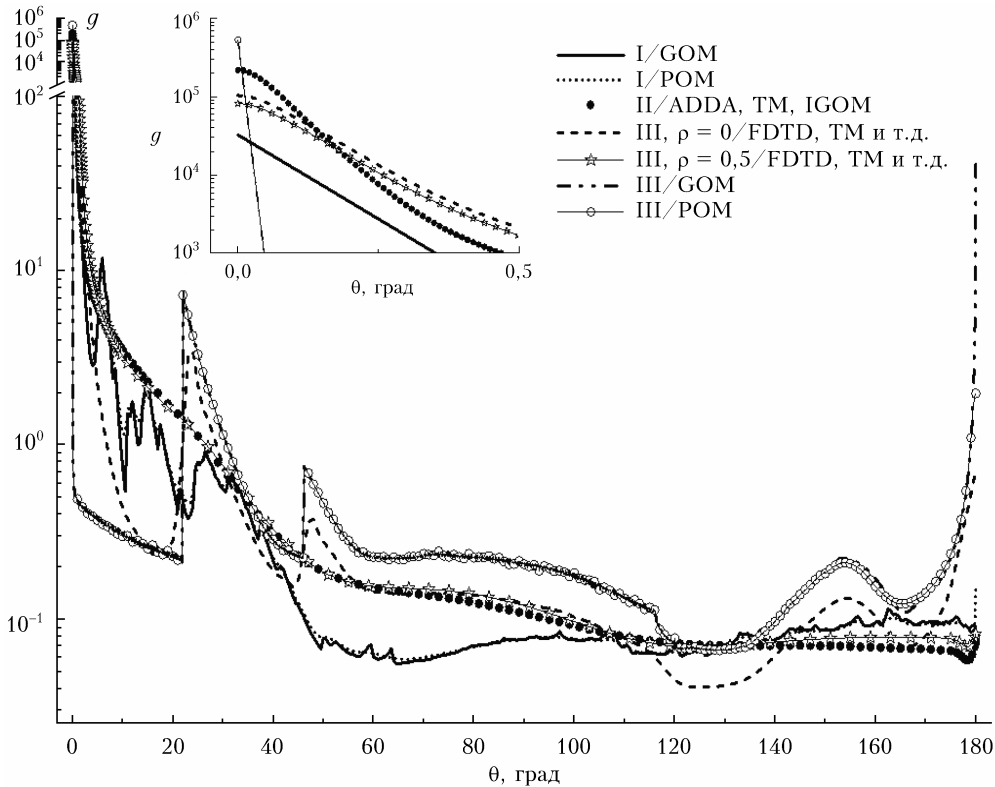


Рис. 4. Используемые в численных экспериментах индикатрисы однократного рассеяния для ледяных частиц с $D_e = 60$ мкм

Результаты моделирования

Для оценки доли лазерного излучения с кратностью рассеяния выше первой в отраженном от облаков сигнале рассчитывались отношения мощностей излучения, обусловленных двукратным (q_2) и многократным (q_n , $n \geq 2$) рассеянием излучения, к суммарному эхосигналу:

$$q_2(z) = 100\%P_2(z)/P(z),$$

$$q_n(z) = 100\%P_{n \geq 2}(z)/P(z). \quad (5)$$

На рис. 5 представлена временная развертка q_2 и q_n для всех рассмотренных моделей микроструктуры перистых облаков, состоящих из кристаллов с $D_e = 10$ и 60 мкм. Полученные оценки показывают, что вклады двукратно и многократно рассеянного лазерного излучения в суммарную мощность обратнорассеянного импульса существенно зависят от размера ледяных частиц — вклад тем больше,

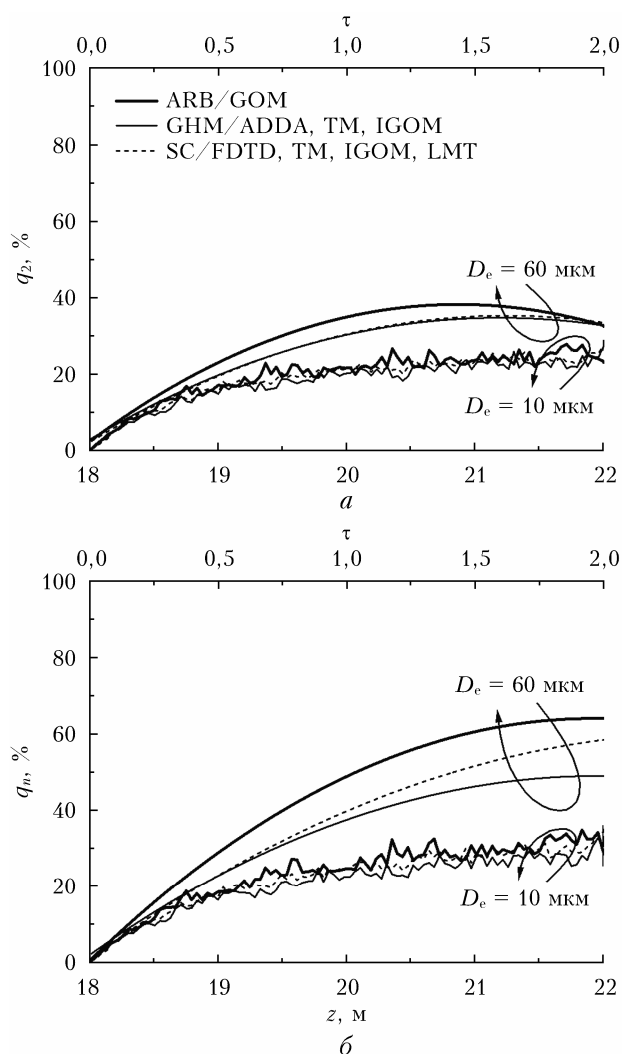


Рис. 5. Вклады двукратно (а) и многократно (б) рассеянного излучения в суммарный эхосигнал для различных моделей микроструктуры ледяных частиц с $D_e = 10$ и 60 мкм

чем крупнее частица. С физической точки зрения крупная частица предполагает более вытянутую индикатрису в направлении вперед. Это означает, что большая часть фотонов будет рассеиваться преимущественно в направлении распространения, все более углубляясь в облако и обуславливая рост доликратно рассеянных фотонов. Так, на уровне верхней границы облачного слоя величины q_2 и q_n достигают ~20 и 25% соответственно для частиц случайной формы с $D_e = 10$ мкм и 35 и 50% — для частиц случайной формы с $D_e = 60$ мкм. Также очевидно, что чем глубже лазерный луч погружается в облако, тем более значимыми становятся эффекты многократного рассеяния (рис. 5, б). Кроме того, чем крупнее частица, тем более тесная связь наблюдается между той или иной моделью микроструктуры кристаллической облачности и оцениваемыми параметрами.

Таким образом, при оптической толщине перистого облака порядка единицы выбор модели его микроструктуры не играет существенной роли в формировании эффектов многократного рассеяния, если расчеты проводятся для частиц с невысокими значениями эффективного диаметра — в данном случае он равен 10 мкм. Более того, для таких частиц основной вклад в многократное рассеяние вносит дважды рассеянное излучение. Представленные результаты также подтверждают, что при длине оптического пути лазерного излучения, превышающей оптическую толщину облака, состоящего из крупных ледяных частиц, вклад многократного рассеяния в суммарный эхосигнал может иметь преимущественное значение (рис. 5, б).

Анализ результатов моделирования показал, что параметры q_2 и q_n практически не зависят от длительности импульса, поэтому рассмотрим далее, как изменятся полученные оценки при модификации других наиболее значимых параметров численного эксперимента: угловой апертуры приемника и оптической плотности облаков.

На рис. 6 представлены результаты соответствующих расчетов для модели SC (без учета шероховатости). Как следует из рис. 6, а, при увеличении угла поля зрения приемника от 0,5 до 5 мрад разрыв между q_2 и q_n также увеличивается от ~2 до 10% на уровне верхней границы облака и от ~5 до 30% — на уровне нижней границы облака, свидетельствуя о том, что с увеличением зондируемого объема роль высоких порядков рассеяния растет, поскольку все больше фотонов может оказаться в пределах видимости приемника. В то же время выраженная зависимость от апертуры приемника имеет место для более мелких частиц (здесь — частиц с $D_e = 10$ мкм), а для более крупных (здесь — частиц с $D_e = 60$ мкм) эта связь существенно ослабевает (рис. 6, а).

Увеличение оптической плотности облачного слоя приводит к увеличению количества актов рассеяния и, следовательно, росту вклада многократного рассеяния в суммарный эхосигнал независимо от размера кристаллических частиц (рис. 6, б).

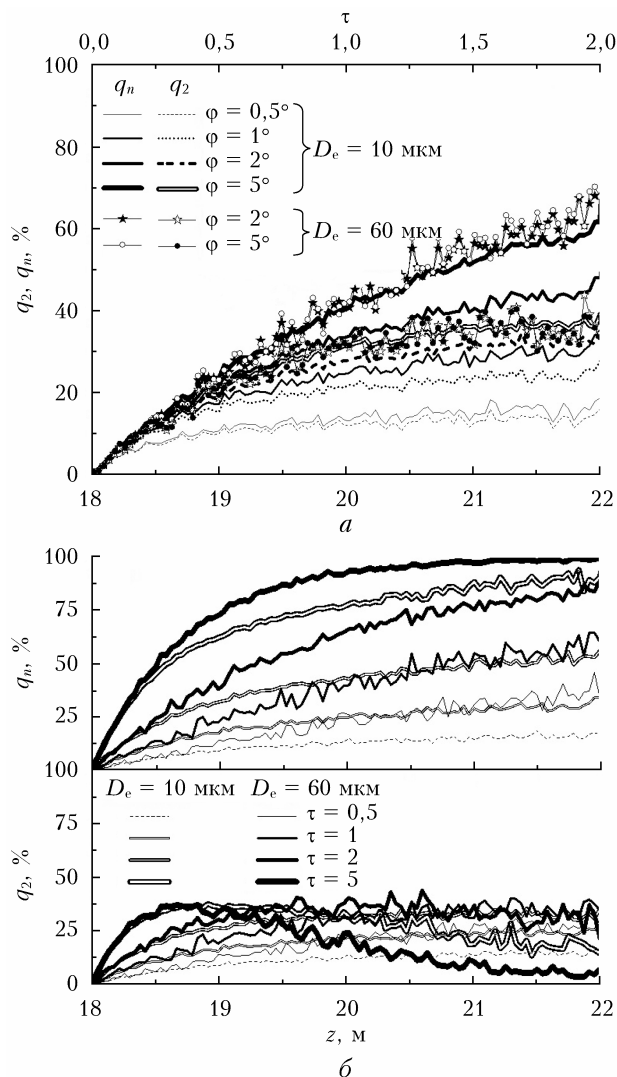


Рис. 6. Вклады двукратно и многократно рассеянного излучения в суммарный эхосигнал для модели микроструктуры облачности SC с $D_e = 10$ и 60 мкм при разных значениях угла поля зрения приемника (а) и коэффициенте ослабления ледяных частиц (б)

При изменении τ от 0,5 до 5 за счет изменения коэффициента ослабления излучения облаком величина q_n меняется от ~ 15 до 75% для частиц с $D_e = 10$ мкм и от ~ 20 до 85% для частиц с $D_e = 60$ мкм на уровне верхней границы слоя. Вклад двукратно рассеянного излучения в общий эхосигнал до определенного значения оптической плотности облака (по мере углубления лазерного луча в рассеивающий слой) является монотонно возрастающей функцией, а затем меняется на убывающую, свидетельствуя о том, что при больших оптических толщинах перистых облаков доминирующая роль принадлежит излучению с более высокими порядками рассеяния.

Исследуем чувствительность фона многократного рассеяния к такому фактору, как наличие шероховатости ледяных частиц или ее отсутствие. Заметим, что учет шероховатости поверхности кристаллов, введенный с целью приведения матриц рассеяния в соответствие с экспериментальными на-

блюдениями [30], приводит к более сглаженным индикатрисам рассеяния, в том числе в направлениях рассеяния вперед и назад. Это означает, что фотоны с более высокой вероятностью будут рассеиваться во всех направлениях более равномерно. Результаты полученных оценок долей лазерного излучения с разной кратностью рассеяния в суммарном эхосигнале, представленных в табл. 2, позволяют заключить, что в случае учета шероховатости поверхности ледяных частиц влияние многократного рассеяния становится более слабым независимо от размера этих частиц. При заданном наборе входных параметров наблюдается снижение доли многократного рассеяния в суммарном эхосигнале на $\sim 2\%$.

Таблица 2
Значения параметров q_1 , q_2 , q_3 и q_n , $n \geq 2$, для моделей микроструктуры перистых облаков SC и ARB в зависимости от структуры поверхности кристаллов и метода расчета

Варьируемый признак	SC				ARB			
	Поверхность частиц				Метод расчета			
	гладкая		шероховатая ($\rho = 5$)		GOM		POM	
D_e , мкм	10	60	10	60	10	60	10	60
q_1 , %	82	70,2	84	72,4	81	62,2	83,7	72,3
q_2 , %	15,6	22,6	14,3	22	16,4	26,4	14,2	18,5
q_3 , %	2	5,8	1,6	4,6	2,3	9,2	1,9	6,7
q_n , $n \geq 2$, %	18	29,8	16	27,6	19	37,8	16,3	27,7

Другим важным аспектом, требующим обсуждения, является наличие неопределенности в значении индикатрисы кристаллических частиц в направлении обратного рассеяния, играющей важную роль при интерпретации лидарных сигналов (см. (1)). В табл. 2 представлены результаты оценок вкладов излучения разных порядков рассеяния в суммарный эхосигнал для частиц произвольной формы с индикатрисами, рассчитанными методами GOM (сингулярность есть) и POM (сингулярности нет). Очевидно, что сингулярность в направлении обратного рассеяния приводит к сравнительно большой переоценке (до 8%) многократного рассеяния лазерного излучения на крупных ледяных частицах, что, в свою очередь, может повлечь определенные погрешности при интерпретации данных натурных лидарных измерений.

Заключение

В работе представлена оригинальная модель переноса лазерного излучения в рассеивающей среде, позволяющая на основе метода Монте-Карло вычислять мощность лидарного эхосигнала с учетом эффектов рассеяния любой кратности при зондировании с поверхности Земли. Сопоставление результатов вычислений мощности эхосигнала, сформированного различными порядками рассеяния, с помощью MSLRS и альтернативных методов показало их удовлетворительное согласие. Исследование зависимости фона многократного рассеяния

от микроструктуры, оптической плотности, размера частиц перистых облаков, а также параметров приемной системы лидара позволило установить следующее:

1) вклады двукратно и многократно рассеянного лазерного излучения в суммарную мощность обратнорассеянного импульса существенно зависят от размера ледяных частиц — вклад тем больше, чем крупнее частицы;

2) при оптической толщине перистого облака $\tau \approx 1$ выбор модели его микроструктуры не играет существенной роли в формировании фона многократного рассеяния, если расчеты проводятся для частиц с невысоким значением эффективного диаметра;

3) если оптический путь лазерного излучения превышает оптическую толщину облака, состоящего из крупных ледяных частиц, то вклад многократного рассеяния в суммарный эхосигнал может иметь преимущественное значение;

4) выраженная зависимость эффектов многократного рассеяния от угловой апертуры приемника имеет место для более мелких частиц, а для более крупных эта связь существенно ослабевает;

5) при больших оптических толщинах перистых облаков ($\tau \geq 2$) доминирующая роль в суммарном эхосигнале принадлежит излучению с высокими порядками рассеяния;

6) в случае учета шероховатости поверхности ледяных частиц влияние многократного рассеяния на лидарный сигнал становится более слабым независимо от размера кристаллов;

7) сингулярность в направлении обратного рассеяния приводит к сравнительно большой переоценке (до 8%) многократного рассеяния излучения на крупных ледяных частицах, что, в свою очередь, может повлечь определенные трудности при интерпретации данных натурных лидарных измерений. В целом полученные результаты свидетельствуют о высокой чувствительности части эхосигнала, обусловленной кратно рассеянным излучением, к варьируемым параметрам, что необходимо учитывать при постановке и решении обратных задач.

Следующий этап исследований будет состоять в проведении расчетов эхосигнала космического лидара с различными направлениями зондирования перистых облаков. Кроме того, необходима модификация модели MSLRS, допускающая учет процессов взаимодействия излучения с аэрозольными частицами в подоблачном и облачном слоях, а также эффектов поляризации. Для повышения эффективности расчетов требуется разработка параллельной версии соответствующих алгоритмов.

Благодарности. Авторы выражают благодарность С.М. Пригарину за возможность использования программы LIDAR-1.exe при тестировании алгоритмов.

Финансирование. Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ (грант № 22-27-00719).

Список литературы

1. Middleton W.E.K., Spilhaus A.F. Meteorological instruments. Canada: University of Toronto, 3rd ed. 1953.
2. National Aeronautics and Space Administration. USA, 2022. URL: <https://www.nasa.gov/missions> (last access: 15.09.2022).
3. Балин Ю.С., Тихомиров А.А. История создания и работы в составе орбитальной станции «Мир» первого российского космического лидара БАЛКАН // Оптика атмосф. и океана. 2011. Т. 24, № 12. С. 1078–1087.
4. Cloud-Aerosol Transport System (CATS). URL: <https://cats.gsfc.nasa.gov/> (last access: 27.09.2022).
5. Winker D.M., Vaughan M., Omar A., Hu Y., Powell K., Liu Z., Hunt W., Young S. Overview of the CALIPSO Mission and CALIOP data processing algorithms // J. Atmos. and Ocean. Technol. 2009. V. 26, N 11. P. 2310–2323.
6. GAW Aerosol Lidar Observations Network: GALION. URL: <http://alg.umbc.edu/galion/> (last access: 27.09.2022).
7. Кауль Б.В., Самохвалов И.В. Помеха многократного рассеяния при лидарных измерениях матриц обратного рассеяния света кристаллических облаков // Оптика атмосф. и океана. 1999. Т. 12, № 5. С. 401–404.
8. Liou K.N., Schotland R.M. Multiple scattering and depolarization from water clouds for a pulsed lidar system // J. Atmos. Sci. 1971. V. 28, N 5. P. 772–784.
9. Eloranta E.W., Shipley S.T. A solution for multiple scattering // Atmospheric Aerosols: Their Formation, Optical Properties and Effects. Hampton: Spectrum Press, 1982. P. 227–239.
10. Bissonnette L.R., Hutt D.L. Multiply scattered aerosol lidar returns: Inversion method and comparison with *in situ* measurements // Appl. Opt. 1995. V. 34, N 30. P. 6959–6975.
11. Креков Г.М., Крекова М.М. Структура сигнала орбитального лидара, отраженного верхней кромкой облаков. Ч. 2. Оптически неоднородные облака // Оптика атмосф. и океана. 1998. Т. 11, № 1. С. 51–54.
12. Elastic Lidar. Theory, Practice, and Analysis Methods / V.A. Kovalev, W.E. Eichinger (eds.). Hoboken: Wiley-Interscience, 2004. 640 p.
13. Коришунов В.А. Многократное рассеяние в перистых облаках и его учет при интерпретации лидарных измерений в стратосфере // Оптика атмосф. и океана. 2021. Т. 34, № 12. С. 969–975; Korshunov V.A. Multiple scattering in cirrus clouds and taking it into account when interpreting lidar measurements in the stratosphere // Atmos. Ocean. Opt. 2022. V. 35, N 2. P. 151–157.
14. Марчук Г.И., Михайлов Г.А., Назаралиев М.А., Дарбинян Р.А., Каргин Б.А., Елепов Б.С. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике. Новосибирск: Наука, 1976. 280 с.
15. Креков Г.М. Метод Монте-Карло в проблемах атмосферной оптики // Оптика атмосф. и океана. 2007. Т. 20, № 9. С. 826–836.
16. Каблукова Е.Г., Каргин Б.А. Эффективные дискретно-стохастические модификации локальных оценок метода Монте-Карло для задач лазерного зондирования рассеивающих сред // Вычислительные технологии. 2012. Т. 17, № 3. С. 70–82.
17. Брюханова В.В., Самохвалов И.В., Абрамочкин А.И., Абрамочкин С.А., Тихомиров А.А. Лидарный сигнал многократного рассеяния от капельных облаков // Оптика атмосф. и океана. 2003. Т. 16, № 9. С. 773–782.
18. Русскова Т.В. Моделирование переноса солнечного излучения в облачной атмосфере методом Монте-Карло

- с использованием графического процессора и технологии NVIDIA CUDA // *Оптика атмосф. и океана*. 2017. Т. 30, № 11. С. 915–926; *Russkova T.V.* Monte Carlo simulation of the solar radiation transfer in a cloudy atmosphere with the use of graphic processor and NVIDIA CUDA technology // *Atmos. Ocean. Opt.* 2018. V. 31, N 2. P. 119–130.
19. *Пригарин С.М.* Статистическое моделирование эффектов, связанных с многократным рассеянием импульсов наземных и космических лидаров в облачной атмосфере // *Оптика атмосф. и океана*. 2016. Т. 29, № 9. С. 747–751; *Prigarin S.M.* Monte Carlo simulation of the effects caused by multiple scattering of ground-based and spaceborne lidar pulses in clouds // *Atmos. Ocean. Opt.* 2017. V. 30, N 1. P. 79–83.
 20. *Bissonnette L.R., Bruscaaglioni P., Ismaelli A., Zaccanti G., Cohen A., Benayahu Y., Kleiman M., Egert S., Flesia C., Schwendimann P., Starkov A.V., Noormohammadian M., Oppel U.G., Winker D.M., Zege E.P., Katsev I.L., Polonsky I.N.* LIDAR multiple scattering from clouds // *Appl. Phys. B*. 1995. V. 60. P. 355–362.
 21. *Дейрменджан Д.* Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 303 с.
 22. *Bissonnette L.R.* Multiple scattering of narrow light beams in aerosols // *Appl. Phys. B*. 1995. V. 60. P. 315–323.
 23. *Flesia C., Schwendimann P.* Analytical multiple scattering extension of the mie theory // *Appl. Phys. B*. 1993. V. 56. P. 157–163.
 24. *Zege E.P., Katsev I.L., Polonsky I.* Analytical solution to LIDAR return signals from clouds with regard to multiple scattering // *Appl. Phys. B*. 1995. V. 60. P. 345–353.
 25. *Winker D., Poole L.R.* Monte-Carlo calculations of cloud returns for ground-based and space-based LIDARS // *Appl. Phys. B*. 1995. V. 60. P. 341–344.
 26. *Bruscaaglioni P., Ismaelli A., Zaccanti G.* Monte-Carlo calculations of LIDAR returns: Procedure and results // *Appl. Phys. B*. 1995. V. 60. P. 325–329.
 27. *Baum B.A., Yang P., Heymsfield A.J., Bansemer A., Merrelli A., Schmitt C., Wang C.* Ice cloud single-scattering property models with the full phase matrix at wavelengths from 0.2 to 100 μm // *J. Quant. Spectrosc. Radiant. Transfer*. 2014. V. 146. P. 123–139.
 28. *Yang P., Wei H., Huang H.-L., Baum B.A., Hu Y.X., Kattawar G.W., Mishchenko M.I., Fu Q.* Scattering and absorption property database for nonspherical ice particles in the near- through far-infrared spectral region // *Appl. Opt.* 2005. V. 44, N 26. P. 5512–5523.
 29. *Коношонкин А.В., Боровой А.Г., Кустова Н.В., Шишко В.А., Тимофеев Д.Н.* Рассеяние света на атмосферных ледяных кристаллах в приближении физической оптики. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2020. 219 с.
 30. *Zhou C., Yang P.* Backscattering peak of ice cloud particles // *Opt. Express*. 2015. V. 23, N 9. P. 11995–12003.
 31. *Platt C.N.R.* Remote sounding of high clouds. III: Monte Carlo calculations of multiple-scattered lidar returns // *Atmos. Sci.* 1981. V. 38. P. 156–167.
 32. *Yang P., Kattawar G.W., Hong G., Minnis P., Hu Y.X.* Uncertainties associated with the surface texture of ice particles in satellite-based retrieval of cirrus clouds: Part I. Single scattering properties of ice crystals with surface roughness // *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* 2008. V. 46. P. 1940–1947.
 33. *Shishko V.A., Konoshonkin A.V., Kustova N.V., Timofeev D.N., Borovoi A.G.* Coherent and incoherent backscattering by a single large particle of irregular shape // *Opt. Express*. 2019. V. 27, N 23. P. 32984–32993.
 34. *Коношонкин А.В., Кустова Н.В., Шишко В.А., Боровой А.Г.* Методика решения задачи рассеяния света на ледяных кристаллах перистых облаков в направлении рассеяния назад методом физической оптики для лидара с зенитным сканированием // *Оптика атмосф. и океана*. 2016. Т. 29, № 1. С. 40–50; *Konoshonkin A.V., Kustova N.V., Shishko V.A., Borovoi A.G.* The technique for solving the problem of light backscattering by ice crystals of cirrus clouds by the physical optics method for a lidar with zenith scanning // *Atmos. Ocean. Opt.* 2016. V. 29, N 3. P. 252–262.

T.V. Russkova, V.A. Shishko. Statistical simulation of laser pulse propagation in cirrus clouds with accounting for multiple scattering.

An original statistical model of laser pulse propagation in a scattering medium is considered, which makes it possible to calculate the power of a lidar signal taking into account scattering effects of any multiplicity. A comparative analysis of the temporal structure of the signal obtained using the model suggested and alternative methods is carried out. The features of the propagation of a laser pulse from a ground-based lidar in continuous cirrus clouds are studied taking into account the effects of multiple scattering. The dependence of the multiple scattering background on the cloud optical and microphysical characteristics (extinction coefficient, degree of roughness, size and shape of ice particles) and parameters of the lidar receiving system is studied. The simulation results indicate a high sensitivity of the part of the echo signal due to multiple scattered light to variable parameters, which should be taken into account when setting and solving inverse problems.