

УДК 519.6

# Моделирование сигналов широкоугольных лидаров методом Монте-Карло\*

С.М. Пригарин<sup>1,2</sup>, Д.Э. Миронова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт вычислительной математики и математической геофизики Сибирского отделения Российской академии наук, просп. Акад. Лаврентьева, 6, Новосибирск, 630090

<sup>2</sup>Новосибирский национальный исследовательский государственный университет (НГУ), ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090

E-mail: sergeim.prigarin@gmail.com (Пригарин С.М.)

Английская версия этой статьи печатается в журнале “Numerical Analysis and Applications” № 2, Vol. 17, 2024.

Пригарин С.М., Миронова Д.Э. Моделирование сигналов широкоугольных лидаров методом Монте-Карло // Сиб. журн. вычисл. математики / РАН. Сиб. отд-ние. — Новосибирск, 2024. — Т. 27, № 2. — С. 233–243.

Работа посвящена статистическому моделированию пространственно-временных сигналов широкоугольных лидаров при зондировании атмосферной облачности. С помощью вычислительных экспериментов изучаются особенности лидарных сигналов для моностатической и бистатической схем зондирования, которые позволяют анализировать оптические и микрофизические свойства облачной среды. При зондировании тонких облачных слоев лидарный сигнал представляет собой расширяющееся кольцо. Показано, что для бистатического лидара характерно появление второго кольца, которое наблюдается внутри основного в течение короткого промежутка времени.

DOI: 10.15372/SJNM20240208

EDN: OGDGYI

**Ключевые слова:** методы Монте-Карло, многократное рассеяние излучения, лазерное зондирование, моностатические и бистатические лидары, атмосферная облачность.

Prigarin S.M., Mironova D.E. Monte Carlo simulation of wide-angle lidar signals // Siberian J. Num. Math. / Sib. Branch of Russ. Acad. of Sci. — Novosibirsk, 2024. — Vol. 27, № 2. — P. 233–243.

The paper deals with Monte Carlo modeling of spatiotemporal signals of wide-angle lidars for probing atmospheric clouds. Using computational experiments, we study the features of lidar signals for monostatic and bistatic sensing schemes which make it possible to analyze the optical and microphysical properties of the cloud environment. When probing thin cloud layers, the lidar signal looks like an expanding and attenuating light ring. It is shown that for a bistatic scheme a second ring, which appears for a short time inside the main one, is characteristic of the lidar signal.

**Keywords:** Monte Carlo methods, multiple scattering of radiation, laser sensing, monostatic and bistatic lidars, atmospheric clouds.

---

## 1. Введение

Первые широкоугольные лидары появились на рубеже веков [1–6]. Основная их особенность состоит в специальной конструкции приемника, который позволяет регистрировать сигнал с зондируемого участка достаточно большой протяженности. Таким образом,

---

\*Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект № 23-27-00345).

в отличие от временных сигналов обычных лидаров, сигналы широкоугольных лидаров являются по сути пространственно-временными и представляют собой “фильмы” продолжительностью в несколько микросекунд. Кадры такого фильма показывают свечение участка зондируемой поверхности в последовательные моменты времени, которое фиксируется широкоугольным приемником. Подчеркивая особенности широкоугольных лидаров, часто используют термины “wide-angle imaging lidar”, “off-beam lidar”, “CCD lidar”, “multiple scattering lidar”, “multiple field-of-view lidar” и т. п. В качестве примеров первых широкоугольных лидаров следует упомянуть наземный лидар WAIL (Wide-Angle Imaging LIDAR) с полем зрения приемника 53 и 88 градусов, созданный в Лос-Аламосской национальной лаборатории [3], и лидар самолетного базирования THOR (Thickness from Offbeam Returns) с полем зрения приемника 6.13 градусов, разработанный в Центре космических полетов имени Годдарда, NASA [5].

В последние годы были опубликованы исследования о применении широкоугольных лидаров для оценки оптической толщины облачности и ледового покрова, высоты облачного слоя, водности, эффективного радиуса капель и т. п. (см., например, [3, 4, 7, 8]). С одной стороны, очевидно, что использование широкоугольных лидарных приемников позволяет получить дополнительную информацию о рассеивающей среде. Однако сложность состоит в том, что пространственно-временные сигналы широкоугольных лидаров формируются в основном за счет многократно рассеянного излучения лазерного импульса. Это делает интерпретацию результатов лидарного зондирования более трудоемким. Для исследования особенностей распространения лазерного излучения в рассеивающей среде эффективным оказывается метод Монте-Карло, который позволяет моделировать процессы переноса излучения и формирование лидарных сигналов с учетом многократного рассеяния [9–11].

Результаты зондирования слоистой облачности показали [3, 4, 6], что в случае достаточно тонких облачных слоев широкоугольный приемник регистрирует расширяющееся световое кольцо с центром в точке, где лазерный импульс попадает в облачный слой. Яркость кольца со временем затухает, а само кольцо наблюдается в течение нескольких микросекунд после того, как основная часть излучения лазерного импульса пройдет сквозь облачный слой. Иногда эффект расширяющегося светового кольца от лазерного импульса в облачном слое сравнивают с волнами на поверхности воды от брошенного в воду камня. Результаты статистического моделирования также продемонстрировали появление расширяющихся световых колец в тонких облачных слоях. В частности, в работе [10] были проведены расчеты для слоев жидкокапельной облачности, которые показали, что при зондировании (в видимом диапазоне длин волн) коротким лазерным импульсом облачного слоя с оптической толщиной меньше четырех приемник моностабильного широкоугольного лидара регистрирует расширяющееся световое кольцо; угловая скорость распространения кольца со временем слегка уменьшается; угловая скорость расширения кольца меньше для оптически более толстых облачных слоев; при увеличении оптической толщины само кольцо становится более размытым, и для значений оптической толщины больше четырех вместо кольца приемник лидара регистрирует расширяющийся и затухающий со временем световой диск.

Вычисления сигналов лидарного зондирования проводятся методом Монте-Карло с использованием локальных оценок потоков излучения. Такие вычисления являются достаточно трудоемкими и для достижения приемлемой точности требуют моделирования большого числа траекторий фотонов (обычно порядка  $10^{11}$ ,  $10^{12}$  и более). В то же время, для исследования характерных особенностей пространственно-временных распределений фотонов лазерного импульса, рассеянного в облачном слое, требуются существенно ме-

нее трудоемкие вычисления. Такие исследования были проведены в работе [12]. Эти исследования показали, что структура распределений фотонов, испытавших многократное рассеяние в облачном слое, является достаточно сложной и многообразной. Причем в начальные моменты времени горизонтальные проекции пространственных распределений могут содержать, наряду с основным расширяющимся кольцом, еще и дополнительное внутреннее кольцо. В связи с этим возникают вопросы. Как сложная структура распределений рассеянных фотонов отражается на сигнале, приходящем в широкоугольный приемник? Зарегистрирует ли широкоугольный лидар дополнительные световые кольца? С целью ответа на эти вопросы были проведены вычислительные эксперименты, результаты которых представлены ниже.

## 2. Постановка задачи и описание алгоритма статистического моделирования

Предположим, что короткий узконаправленный лазерный импульс испускается лидарным эмиттером перпендикулярно горизонтальному облачному слою толщины  $H$ . Расчеты проводились для двух оптических моделей облачности. Расстояние от эмиттера до облачного слоя обозначим через  $D$ . Будем рассматривать моностатическую схему, когда координаты эмиттера и приемника совпадают, и бистатическую схему, когда эмиттер и приемник находятся на одной вертикальной оси, но по разные стороны облачного слоя (в этом случае расстояние между приемником и облачным слоем будем обозначать через  $D_r$ ). Расчеты проводились для двух оптических моделей облачности. Для модели ледяного облака использовалась индикатриса OPAC Cirrus 1 [13], а для модели жидкокапельного облака — индикатриса OPAC Stratus Maritime, которая предполагает, что радиусы  $r$  капель воды в облаке распределены с плотностью модифицированного гамма-распределения Дейрменджана [14]

$$p(r) = Ar^\alpha \exp(-Br^\gamma), \quad r > 0, \quad A = \frac{\gamma B^{(\alpha+1)/\gamma}}{\Gamma[(\alpha+1)/\gamma]},$$

где радиус  $r$  задан в мкм и  $A = 0.0038$ ,  $B = 0.193$ ,  $\alpha = 3$ ,  $\gamma = 1.3$ . Модальный радиус капель при этом равен (мкм)

$$r_{\text{mod}} = \left[ \frac{\alpha}{\gamma B} \right]^{1/\gamma} = 6.75.$$

Индикатриса жидкокапельного облака вычислялась с использованием программного обеспечения, разработанного в Мюнхенском университете имени Людвига и Максимилиана и Институте вычислительной математики и математической геофизики СО РАН (г. Новосибирск) на основе алгоритма У. Вискомба [15]. Так как кристаллические облака оптически менее плотные, чем жидкокапельные, то предполагалось, что коэффициент ослабления жидкокапельного облака равен  $\sigma = 0.02 \text{ м}^{-1}$ , а для ледяного облака  $\sigma = 0.01 \text{ м}^{-1}$ . Альбеда однократного рассеяния для обеих моделей облачности равнялось единице (поглощение для видимого диапазона длин волн практически отсутствует).

В случае оптически изотропной среды нестационарное уравнение переноса излучения в интегральной форме с обобщенным ядром можно записать в виде [16, 17]

$$\varphi(r, \omega, t) = \sigma(r) \int_0^t \int_{\Omega} \int_{\mathbf{R}^3} q(r') g(\omega', \omega, r') \frac{e^{-\tau(r', r)}}{|r - r'|^2} \times \\ \delta\left(\omega - \frac{r - r'}{|r - r'|}\right) \varphi(r', \omega', t') \delta\left(t - t' - \frac{|r - r'|}{v}\right) dr' d\omega' dt' + \varphi_0(r, \omega, t).$$

Здесь  $\varphi(r, \omega, t) = \sigma(r)I(r, \omega, t)$  — плотность столкновений фотонов с частицами рассеивающей среды,  $\sigma(r)$  — коэффициент ослабления излучения,  $I(r, \omega, t)$  — интенсивность (энергетическая яркость) излучения в точке  $r$  в направлении  $\omega$  в момент времени  $t$ ,  $q$  — вероятность рассеяния (альбеда однократного рассеяния),  $g$  — индикатриса рассеяния,  $\delta$  — дельта-функция Дирака,  $v$  — скорость света,  $\varphi_0(r, \omega, t) = \sigma(r)\Phi_0(r, \omega, t)$ ,  $\Phi_0$  — плотность распределения источников,  $\tau(r', r)$  — оптическая длина отрезка  $[r', r]$ :

$$\tau(r', r) = \int_0^{|r-r'|} \sigma\left(r' + l \frac{r - r'}{|r - r'|}\right) dl.$$

Для индикатрисы рассеяния выполнено нормирующее соотношение

$$\int_{\Omega} g(\omega', \omega, r') d\omega = \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-1}^1 g_{\mu}(\mu, r') d\mu \frac{d\psi}{2\pi} = 1,$$

где  $\mu = \cos(\theta) = \langle \omega', \omega \rangle \in [-1, 1]$ , а  $g_{\mu}(\mu, r')$  соответствует  $g(\omega', \omega, r')$  с учетом замены переменных.

Для вычисления сигнала, регистрируемого широкоугольным приемником лидара, в зависимости от времени и направления использовались локальные оценки метода Монте-Карло. Искомые значения эхо-сигнала вычисляются следующим образом. Моделируется достаточно большое число  $M$  независимых траекторий фотонов, каждую из которых можно описать марковской случайной последовательностью столкновений фотона с частицами рассеивающей среды

$$W^{(m)} = \left\{ (\omega_n^{(m)}, r_n^{(m)}, t_n^{(m)}) : n = 0, \dots, N^{(m)} \right\}, \quad m = 1, \dots, M. \quad (1)$$

Здесь  $m$  — номер траектории,  $n$  — номер столкновения,  $\omega_n^{(m)}$  — направление движения фотона до  $n$ -го столкновения,  $r_n^{(m)}, t_n^{(m)}$  — координаты и момент времени  $n$ -го столкновения. При наличии поглощения вводится дополнительная координата фазовых состояний марковской цепи — “статистический вес” фотона

$$p_{n+1}^{(m)} = q(r_n^{(m)}) p_n^{(m)}. \quad (2)$$

Геометрически траектория фотона представляет собой ломаную линию, которая выходит из точки эмиттера  $r_0$  вдоль его оси и моделируется до выхода из рассеивающей среды, или до выхода  $t_{N^{(m)}}^{(m)}$  из рассматриваемого интервала времени, или до момента, когда статистический вес фотона становится пренебрежимо малым. Подробности численного моделирования траектории фотона можно найти в многочисленной литературе, например, [16–19].

Для каждого столкновения  $(\omega_n^{(m)}, r_n^{(m)}, t_n^{(m)})$ ,  $n > 0$ , вычисляется локальная оценка (более подробно о локальных оценках см. [16, 17, 20])

$$L_n^{(m)} = q(r_n^{(m)})p_n^{(m)}e^{-\tau(r_n^{(m)}, r_*)} \frac{g_\mu(\mu_n^{(m)}, r_n^{(m)})}{2\pi} \frac{1}{|r_n^{(m)} - r_*|^2} \Delta\left(r_n^{(m)}, t_n^{(m)} + \frac{|r_n^{(m)} - r_*|}{v}\right), \quad (3)$$

$$\hat{\omega} = \frac{r_* - r_n^{(m)}}{|r_* - r_n^{(m)}|}, \quad \mu_n^{(m)} = \langle \omega_n^{(m)}, \hat{\omega} \rangle,$$

где  $r_*$  — координаты приемника,  $\tau(r_n^{(m)}, r_*)$  — оптическая длина интервала  $(r_n^{(m)}, r_*)$ ,  $\Delta(r, t)$  — индикаторная функция приемника, принимающая значение 1, если точка  $r$  находится внутри “конуса приемника” и значение  $t$  принадлежит интервалу регистрации  $T$ . В противном случае индикаторная функция приемника равна нулю. В принятых обозначениях  $\Delta(r_n^{(m)}, t) = 1$  означает, что  $\chi_n^{(m)} < \alpha_r$ , где  $\chi_n^{(m)}$  — угол между осью приемника и направлением из приемника в точку  $r_n^{(m)}$ . Здесь и далее  $\alpha_r$  обозначает половину угла поля зрения приемника. Таким образом, вклады дают только столкновения, происходящие в поле видимости приемника. Итоговая оценка получается суммированием величин (3) по всем столкновениям и осреднением по всем  $M$  моделируемым траекториям (1)  $M^{-1} \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^{N^{(m)}} L_n^{(m)}$ . Математическое ожидание этой величины равно интенсивности излучения в точке приемника, проинтегрированной по углу поля зрения и временно-му интервалу  $T$ . Так как приемник находится вне рассеивающей среды, то дисперсия локальной оценки является конечной [16, 17].

Предполагается, что приемник лидара регистрирует сигнал, который пропорционален интенсивности излучения в точке приемника в зависимости от времени и угла отклонения от оси приемника. Значение  $L_n^{(m)}$  дает вклад в сигнал, регистрируемый приемником в момент времени  $\hat{t}_n^{(m)} = t_n^{(m)} + |r_n^{(m)} - r_*|/v$  от  $n$ -го столкновения фотона. В рассматриваемой задаче поле рассеянного лазерного излучения является симметричным относительно оси лидара. Поэтому сигнал, регистрируемый широкоугольным приемником, зависит лишь от угла  $\chi$  между осью лидара и направлением на участок облачного слоя, с которого регистрируется излучение. Для вычисления зависимости лидарного сигнала от времени  $t$  и угла  $\chi$  строилась гистограмма

$$J(t, \chi) = \frac{1}{M\Delta t_k} \sum_{\substack{\hat{t}_n^{(m)} \in (t_{k-1}, t_k], \\ \chi_n^{(m)} \in (\chi_{i-1}, \chi_i]}} L_n^{(m)}, \quad (4)$$

$$t \in (t_{k-1}, t_k], \quad \chi \in (\chi_{i-1}, \chi_i], \quad \Delta t_k = t_k - t_{k-1}.$$

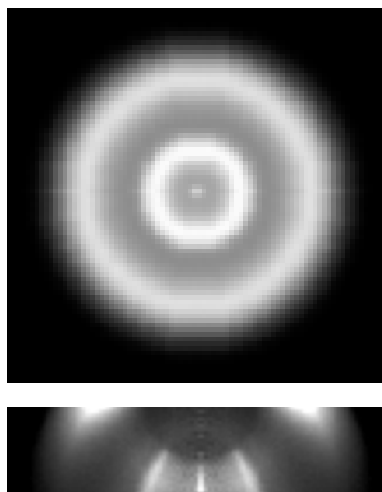
Здесь  $(t_{k-1}, t_k]$ ,  $(\chi_{i-1}, \chi_i]$  — интервалы для построения гистограммы, на которые разбивается временная ось и отрезок  $[0, \alpha_r]$ , соответствующий полю зрения приемника. В конечном итоге нас интересует сигнал  $B(t, \chi)$ , регистрируемый от участка облачного слоя приемником лидара в направлении  $\chi$  в момент времени  $t$ . Предположим, что для разбиения по направлениям используются углы  $0 = \chi_0 < \chi_1 < \dots < \chi_I = \alpha_r$ ,  $\Delta\chi_i = \chi_i - \chi_{i-1}$ . Тогда значение  $B(t, \chi)$  оценивается с помощью выражения

$$B(t, \chi) = J(t, \chi) / [2\pi(\cos \chi_{i-1} - \cos \chi_i)], \quad \chi \in (\chi_{i-1}, \chi_i], \quad (5)$$

полученного делением на телесный угол, соответствующий интервалу  $(\chi_{i-1}, \chi_i]$ .

### 3. Результаты статистического моделирования сигналов широкоугольных моностатических и бистатических лидаров

Чтобы пояснить, почему возникло предположение о том, что в сигнале широкоугольного лидара может возникнуть не одно кольцо яркости, а два, посмотрим на рисунок 1. Здесь показано распределение фотонов, испытывающих рассеяние в слое жидкокапельного облака толщиной 50 м через 300 нс после попадания лазерного импульса в облако. Результаты соответствующих расчетов были представлены в работе [12]. Там же обсуждается влияние особенностей облачной индикатрисы рассеяния на характер распространения фотонов лазерного импульса в слое. Как показали вычислительные эксперименты, аналогичная картина наблюдается и для рассеяния лазерного импульса в ледяных облаках.

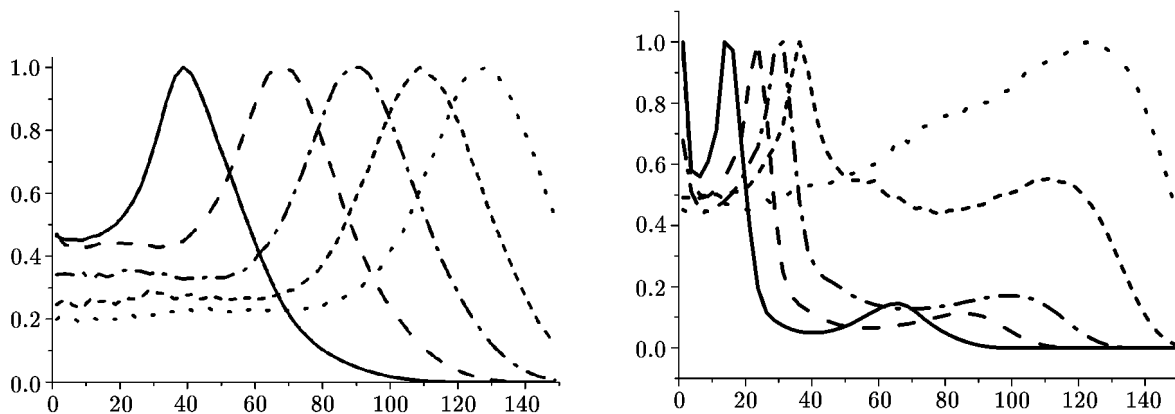


**Рис. 1.** Распределения фотонов, испытывающих рассеяние в слое жидкокапельного облака толщиной 50 м через 300 нс после попадания лазерного импульса в облако. На верхнем рисунке представлена горизонтальная проекция трехмерного распределения, а на нижнем рисунке — вертикальное сечение этого распределения. Источник направлен перпендикулярно облачному слою и расположен под ним. Представлен участок облачности протяженностью 200 м по горизонтали

Перейдем теперь к результатам статистического моделирования сигналов широкоугольных лидаров при зондировании тонких слоев жидкокапельной и кристаллической облачности. Решались модельные задачи практически с такой же геометрией, как и в работе [12]. Лидарные сигналы моделировались для облачных слоев с оптической толщиной, равной единице: для жидкокапельного облака  $\sigma = 0.02 \text{ м}^{-1}$  и  $H = 50 \text{ м}$ , а для ледяного —  $\sigma = 0.01 \text{ м}^{-1}$ ,  $H = 100 \text{ м}$ . Предполагалось, что короткий (длиной 10 м) лазерный импульс единичной энергии излучается в направлении, перпендикулярном горизонтальному облачному слою, а расстояния от эмиттера и приемника до облачного слоя совпадают и равны одному километру,  $D = D_r = 1 \text{ км}$ . (В случае бистатической схемы приемник и эмиттер находятся по разные стороны облачного слоя.)

На рис. 2 представлены графики сигналов  $B(t, \chi)$  широкоугольного лидарного зондирования жидкокапельного облака для моностатической (слева) и бистатической (справа) схем. Вместо угла  $\chi$  по горизонтальным осям для большей наглядности даны расстояния  $x$  в метрах от оси лазера до участка поверхности облачности, с которого приходит ли-

дарный сигнал. Каждая линия соответствует сигналу, регистрируемому в определенный момент времени. При этом сигналы нормированы так, что их максимальные значения на рассматриваемом пространственном промежутке совпадают (нам важны сейчас не абсолютные значения сигналов, а их форма и наличие выраженных локальных максимумов, которые говорят о наличии ярких колец, наблюдаемых на приемнике широкоугольного лидара). На рис. 2 представлены графики лидарных сигналов  $B(\tau_k, x)$  в моменты времени  $\tau_k = (6963 + 66k)$  нс при  $k = 1, \dots, 5$  для моностатической схемы и  $k = 0, \dots, 4$  для бистатической. При этом предполагается, что лазерный импульс испускается в нулевой момент времени. Значение скорости света в расчетах бралось равным  $0.3$  м/нс. Таким образом, лидарные сигналы в рассматриваемые моменты времени формируются рассеянным лазерным излучением, когда основная часть фотонов лазерного импульса уже вышла из облачного слоя. Как видно из графиков на рис. 2, для моностатического лидара приемник регистрирует одно четко выраженное кольцо повышенной яркости, которое расширяется со временем. Приемник бистатического лидара в начальные моменты времени регистрирует два расширяющихся кольца. Внешнее кольцо имеет значительно больший радиус, оно менее четкое и менее яркое. Примерно через  $260$  нс внутреннее кольцо исчезает и остается одно внешнее кольцо.



**Рис. 2.** Нормированные сигналы  $B(\tau_k, x)$  широкоугольного лидарного зондирования жидкокапельного облака для моностатической (слева) и бистатической (справа) схем. По горизонтальным осям даны расстояния  $x$  в метрах от оси лазера до участка поверхности облачности, с которого приходит лидарный сигнал. Графики представляют сигналы в моменты времени  $\tau_k = (6963 + 66k)$  нс, где  $k = 1, \dots, 5$  для моностатической схемы и  $k = 0, \dots, 4$  для бистатической схемы, изображенные сплошной, штриховой, штрихпунктирной, короткой штриховой и пунктирной линиями соответственно

Статистическое моделирование сигналов широкоугольного лидара является трудоемким, так как лишь очень малая доля энергии лазерного импульса регистрируется приемником. В таблице 1 приведены оценки (см. (4) и (5)) энергии фотонов лазерного импульса, регистрируемых приемником с радиусом  $10$  см в интервалах времени

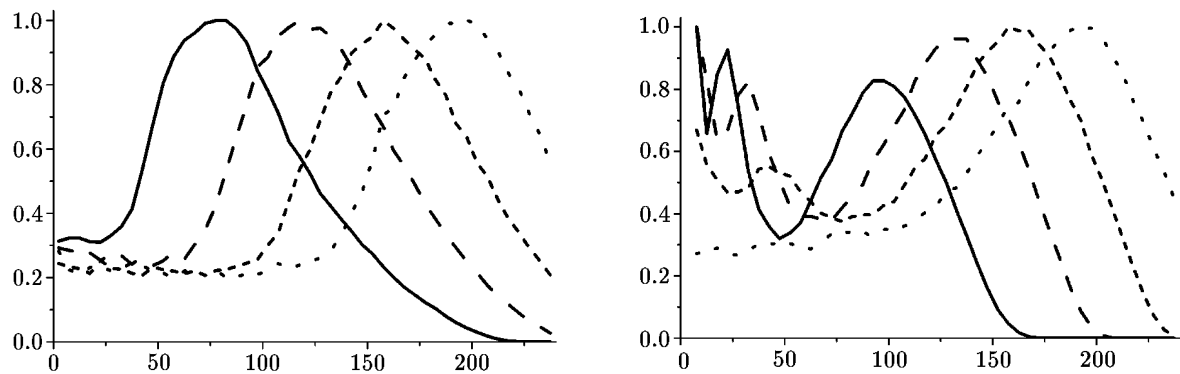
$$[t_k, t_{k+1}], \quad t_k = (6930 + 66k) \text{ нс},$$

по которым построены соответствующие графики для  $\tau_k \in [t_k, t_{k+1}]$ . В вычислительных экспериментах для моностатической и бистатической схем моделировалось  $10^{12}$  траекторий фотонов. Значения получены для моностатического и бистатического зондирования жидкокапельной облачности. Предполагается, что полная энергия лазерного импульса равна единице.

**Таблица 1.** Энергия рассеянного лазерного импульса, регистрируемого приемником в разные интервалы времени (для жидкокапельной облачности)

Номер временного интервала $k$	Моностатический лидар	Бистатический лидар
0	—	$3.5 \cdot 10^{-12}$
1	$2.3 \cdot 10^{-12}$	$1.5 \cdot 10^{-12}$
2	$1.1 \cdot 10^{-12}$	$9.6 \cdot 10^{-13}$
3	$7.2 \cdot 10^{-13}$	$5.9 \cdot 10^{-13}$
4	$5.2 \cdot 10^{-13}$	$4.1 \cdot 10^{-13}$
5	$3.6 \cdot 10^{-13}$	—

Результаты аналогичных вычислений для кристаллической облачности представлены на рис. 3 и в табл. 2. Интервалы времени выбирались здесь следующим образом:  $t_k = (7260 + 66k)$  нс,  $[t_k, t_{k+1}] \ni \tau_k = (7293 + 66k)$  нс. Графики на рис. 3 представляют нормированные сигналы в моменты времени  $\tau_k$ , где  $k = 2, 4, 6, 8$  для моностатического лидара и  $k = 0, 2, 4, 6$  для бистатического лидара. Так же как и для жидкокапельного облака, в случае моностатической схемы лидар регистрирует лишь одно расширяющееся кольцо, а в случае бистатической схемы в самые начальные моменты времени регистрируются два кольца. Однако в отличие от жидкокапельного облака яркость внутреннего кольца теперь не является преобладающей.

**Рис. 3.** Нормированные сигналы  $B(\tau_k, x)$  широкоугольного лидарного зондирования ледяного облака для моностатической (слева) и бистатической (справа) схем. По горизонтальным осям даны расстояния  $x$  в метрах от оси лазера до участка поверхности облачности, с которого приходит лидарный сигнал. Графики представляют сигналы в моменты времени  $\tau_k = (7293 + 66k)$  нс, где  $k = 2, 4, 6, 8$  для моностатической схемы, и  $k = 0, 2, 4, 6$  для бистатической схемы, изображенные сплошной, штриховой, короткой штриховой и пунктирной линиями соответственно**Таблица 2.** Энергия рассеянного лазерного импульса, регистрируемого приемником в разные интервалы времени (для кристаллической облачности)

Номер временного интервала $k$	Моностатический лидар	Бистатический лидар
0	—	$1.0 \cdot 10^{-11}$
2	$6.6 \cdot 10^{-12}$	$5.8 \cdot 10^{-12}$
4	$4.7 \cdot 10^{-12}$	$4.4 \cdot 10^{-12}$
6	$3.5 \cdot 10^{-12}$	$3.1 \cdot 10^{-12}$
8	$2.3 \cdot 10^{-12}$	—



## Заключение

Результаты статистического моделирования сигналов широкоугольных лидаров при зондировании сравнительно тонких облачных слоев позволяют сделать вывод о перспективности бистатической схемы с расположением источника и приемника по разные стороны слоя и ее возможных преимуществах перед схемой моностатической. Сигнал моностатического лидара представляет собой одно расширяющееся кольцо, и решение обратных задач опирается на геометрические и яркостные характеристики этого кольца. В случае бистатической схемы сигнал широкоугольного лидара содержит дополнительное внутреннее кольцо, которое исчезает в течении сотен наносекунд. Таким образом, более сложная структура сигнала дает больше возможностей при решении обратных задач лидарного зондирования.

*Благодарности.* Авторы выражают признательность Г.А. Михайлову, Е.Г. Каблуковой, Б.А. Каргину и С.А. Ухинову за полезные замечания.

## Литература

1. **Davis A.B., Winker D.M., Marshak A. et al.** Retrieval of physical and optical cloud thicknesses from space-borne and wide-angle lidar // *Advances in Atmospheric Remote Sensing with Lidar* / A. Ansmann, R. Neuber, P. Rairoux, and U. Wadinger. — Springer-Verlag, 1997. — P. 193–196.
2. **Davis A.B., Cahalan R.F., Spinhirne J.D., McGill M.J., and Love S.P.** Off-beam lidar: an emerging technique in cloud remote sensing based on radiative green-function theory in the diffusion domain // *Phys. Chem. Earth. Part B.* — 1999. — Vol. 24. — P. 177–185.
3. **Love S.P., Davis A.B., Ho C., and Rohde C.A.** Remote sensing of cloud thickness and liquid water content with wide-angle imaging lidar // *Atmospheric Research.* — 2001. — Vol. 59-60. — P. 295–312. — DOI:10.1016/S0169-8095(01)00121-1.
4. **Love S.P., Davis A.B., Rohde C.A., Tellier L., and Ho C.** Active probing of cloud multiple scattering, optical depth, vertical thickness, and liquid water content using wide-angle imaging lidar // *Proc. SPIE.* — 2002. — Vol. 4815. — P. 129–138.
5. **Cahalan B., McGill M., Kolasinski J., Varnai T., and Yetzer K.** THOR — cloud thickness from offbeam lidar returns // *J. Atmospheric and Oceanic Technology.* — 2005. — Vol. 22, iss. 6. — P. 605–627. — DOI:10.1175/JTECH1740.1.
6. **Polonsky I.N., Love S.P., and Davis A.B.** Wide-angle imaging lidar deployment at the ARM Southern Great Plains site: intercomparison of cloud property retrievals // *J. Atmospheric and Oceanic Technology.* — 2005. — Vol. 22, iss. 6. — P. 628–648.
7. **Varnai T., Cahalan R.F.** Potential for airborne offbeam lidar measurements of snow and sea ice thickness // *J. Geophys. Res.* — 2007. — Vol. 112, iss. C12. — DOI:10.1029/2007JC004091.
8. **Pounder N.L., Hogan R.J., Varnai T., Battaglia A., and Cahalan R.F.** A variational method to retrieve the extinction profile in liquid clouds using multiple-field-of-view lidar // *J. Applied Meteorology and Climatology.* — 2012. — Vol. 51, iss. 2. — P. 350–365.
9. **Oppel U.G., Wengenmayer M., and Prigarin S.M.** Monte Carlo simulations of polarized CCD lidar returns // *J. Atmospheric and Oceanic Optics.* — 2007. — Vol. 20, iss. 12. — P. 1086–1091.
10. **Prigarin S.M., Aleshina T.V.** Monte Carlo simulation of ring-shaped returns for CCD LIDAR systems // *Russ. J. Numer. Anal. Math. Modelling.* — 2015. — Vol. 30, № 4. — P. 251–257.
11. **Ilyushin Ya.A.** Dynamic backscattering halo of pulsed laser beams in thin cloud layers // *Radiophysics and Quantum Electronics.* — 2019. — Vol. 62. — P. 192–199.

12. Пригарин С.М., Миронова Д.Э. Статистическое моделирование кольцевых структур рассеяния лазерного излучения в атмосферной облачности и водных средах // Сиб. журн. вычисл. математики / РАН. Сиб. отд-ние. — Новосибирск, 2022. — Т. 25, № 3. — С. 303–312.
13. Hess M., Koepke P., and Schult I. Optical properties of aerosols and clouds: the software package OPAC // Bull. Amer. Meteor. Soc. — 1998. — Vol. 79. — P. 831–844.
14. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. — М.: Мир, 1971.
15. Wiscombe W. Improved Mie scattering algorithms // Applied Optics. — 1980. — Vol. 19, № 9. — P. 1505–1509. — DOI:10.1364/AO.19.001505.
16. Михайлов Г.А. Некоторые вопросы теории методов Монте-Карло. — Новосибирск: Наука, 1974.
17. Marchuk G.I., Mikhailov G.A., Nazaratiev M.A., Darbinian R.A., Kargin B.A., and Elepov B.S. Monte Carlo Method in Atmospheric Optics. — Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1989.
18. Ермаков С.М., Михайлов Г.А. Статистическое моделирование. — М.: Наука, 1982.
19. Михайлов Г.А., Войтишек А.В. Численное статистическое моделирование. Методы Монте-Карло. — М.: Изд. центр “Академия”, 2006.
20. Kalos M.H. On the estimation of flux at a point by Monte Carlo // Nucl. Sci. and Engng. — 1963. — Vol. 16. — P. 111–117.

*Поступила в редакцию 18 января 2024 г.*

*После исправления 9 февраля 2024 г.*

*Принята к печати 4 марта 2024 г.*

## Литература в транслитерации

1. Davis A.B., Winker D.M., Marshak A., Spinhirne J.D., Cahalan R.F., and etc. Retrieval of physical and optical cloud thicknesses from space-borne and wide-angle lidar // Advances in Atmospheric Remote Sensing with Lidar / A. Ansmann, R. Neuber, P. Rairoux, and U. Wadinger. — Springer-Verlag, 1997. — P. 193–196.
2. Davis A.B., Cahalan R.F., Spinhirne J.D., McGill M.J., and Love S.P. Off-beam lidar: an emerging technique in cloud remote sensing based on radiative green-function theory in the diffusion domain // Phys. Chem. Earth. Part B. — 1999. — Vol. 24. — P. 177–185.
3. Love S.P., Davis A.B., Ho C., and Rohde C.A. Remote sensing of cloud thickness and liquid water content with wide-angle imaging lidar // Atmospheric Research. — 2001. — Vol. 59–60. — P. 295–312. — DOI:10.1016/S0169-8095(01)00121-1.
4. Love S.P., Davis A.B., Rohde C.A., Tellier L., and Ho C. Active probing of cloud multiple scattering, optical depth, vertical thickness, and liquid water content using wide-angle imaging lidar // Proc. SPIE. — 2002. — Vol. 4815. — P. 129–138.
5. Cahalan B., McGill M., Kolasinski J., Varnai T., and Yetzer K. THOR — cloud thickness from offbeam lidar returns // J. Atmospheric and Oceanic Technology. — 2005. — Vol. 22, iss. 6. — P. 605–627. — DOI:10.1175/JTECH1740.1.
6. Polonsky I.N., Love S.P., and Davis A.B. Wide-angle imaging lidar deployment at the ARM Southern Great Plains site: intercomparison of cloud property retrievals // J. Atmospheric and Oceanic Technology. — 2005. — Vol. 22, iss. 6. — P. 628–648.
7. Varnai T., Cahalan R.F. Potential for airborne offbeam lidar measurements of snow and sea ice thickness // J. Geophys. Res. — 2007. — Vol. 112, iss. C12. — DOI:10.1029/2007JC004091.

8. **Pounder N.L., Hogan R.J., Varnai T., Battaglia A., and Cahalan R.F.** A variational method to retrieve the extinction profile in liquid clouds using multiple-field-of-view lidar // *J. Applied Meteorology and Climatology*.— 2012.— Vol. 51, iss. 2.— P. 350–365.
9. **Oppel U.G., Wengenmayer M., and Prigarin S.M.** Monte Carlo simulations of polarized CCD lidar returns // *J. Atmospheric and Oceanic Optics*.— 2007.— Vol. 20, iss. 12.— P. 1086–1091.
10. **Prigarin S.M., Aleshina T.V.** Monte Carlo simulation of ring-shaped returns for CCD LIDAR systems // *Russ. J. Numer. Anal. Math. Modelling*.— 2015.— Vol. 30, № 4.— P. 251–257.
11. **Ilyushin Ya.A.** Dynamic backscattering halo of pulsed laser beams in thin cloud layers // *Radiophysics and Quantum Electronics*.— 2019.— Vol. 62.— P. 192–199.
12. **Prigarin S.M., Mironova D.E.** Statisticheskoe modelirovanie kol'cevykh struktur rasseyaniya lazernogo izlucheniya v atmosfernoй oblačnosti i vodnykh sredakh // *Sib. zhurn. vychisl. matematiki / RAN. Sib. otd-nie*.— Novosibirsk, 2022.— T. 25, № 3.— S. 303–312.
13. **Hess M., Koepke P., and Schult I.** Optical properties of aerosols and clouds: the software package OPAC // *Bull. Amer. Meteor. Soc.*— 1998.— Vol. 79.— P. 831–844.
14. **Deirmendzhan D.** Rasseyanie elektromagnitnogo izlucheniya sfericheskimi polidispersnymi chasticami. — M.: Mir, 1971.
15. **Wiscombe W.** Improved Mie scattering algorithms // *Applied Optics*.— 1980.— Vol. 19, № 9.— P. 1505–1509.— DOI:10.1364/AO.19.001505.
16. **Mikhailov G.A.** Nekotorye voprosy teorii metodov Monte-Karlo. — Novosibirsk: Nauka, 1974.
17. **Marchuk G.I., Mikhailov G.A., Nazaraliev M.A., Darbinian R.A., Kargin B.A., Elepov B.S.** Monte Carlo Method in Atmospheric Optics. — Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1989.
18. **Ermakov S.M., Mikhailov G.A.** Statisticheskoe modelirovanie. — M.: Nauka, 1982.
19. **Mikhailov G.A., Voitishek A.V.** Chislennoe statisticheskoe modelirovanie. Metody Monte-Karlo. — M.: Izd. centr “Akademiya”, 2006.
20. **Kalos M.H.** On the estimation of flux at a point by Monte Carlo // *Nucl. Sci. and Engng.*— 1963.— Vol. 16.— P. 111–117.

