

УДК 535.36; 535.44

## Рассеяние света на сферических частицах для прикладных задач лидарного зондирования

В.А. Шишко<sup>1</sup>, А.В. Коношонкин<sup>1, 2</sup>, Н.В. Кустова<sup>1</sup>, Д.Н. Тимофеев<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН  
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

<sup>2</sup>Национальный исследовательский Томский государственный университет  
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

Поступила в редакцию 27.03.2020 г.

Представлено решение задачи рассеяния света на сферических частицах, адаптированное для интерпретации лидарных сигналов в прикладных задачах. Решение получено для типичных длин волн, используемых в задачах лазерного зондирования: 0,355; 0,532; 0,905; 0,940; 1,064; 1,55; 2,15; 10,6 мкм, в рамках теории рассеяния Г. Ми для воды и льда. Присущие решению высокочастотные осцилляции в направлении рассеяния назад сглажены посредством скользящего среднего, что позволяет строить быстрые и эффективные алгоритмы для наблюдающихся в атмосфере распределений частиц по размерам.

**Ключевые слова:** рассеяние света, сферические частицы, лед, вода, лазерное зондирование, лидар; light scattering, spherical particles, ice, water, laser sensing, lidar.

### Введение

Решение задачи рассеяния света на сферических частицах имеет важное прикладное значение для интерпретации лидарных данных [1–3]. В первую очередь — при лазерном зондировании жидко-капельных облаков и туманов [4], поскольку капли воды в облаках с очень хорошей точностью могут быть представлены сферическими частицами [5, 6]. Более того, во многих работах несферические частицы в качестве приближения предполагаются сферическими [7–11], поскольку это кардинально упрощает решение задачи рассеяния света.

Новый виток развития лидарных методов был вызван необходимостью оснащения вертолетов посадочными лидарами [12–14]. Одна из ключевых проблем при посадке вертолетов на неподготовленные площадки — это недостаточная видимость, как правило, обусловленная любым из следующих факторов или их сочетанием: слабая освещенность, неблагоприятные метеорологические условия (туман, метель и т.д.), поднимаемый винтом вертолета вихрь твердых частиц пыли. Последний фактор представляет особую опасность. В 2017 г. были проведены тестовые испытания посадочного лидара, разработанного европейской компанией Sferion, на вертолете Ми-2 [15]. Эксперимент подтвердил, что это направление является весьма перспективным.

Важно понимать, что в прикладных задачах лазерного зондирования зачастую предъявляются про-

тивовоположные требования к обработке получаемых данных в сравнении с научными задачами по изучению атмосферного аэрозоля. При обработке лидарных сигналов в прикладных задачах ключевую роль играют скорость и дальность обнаружения препятствий. Все алгоритмы интерпретации лидарных данных должны работать в режиме реального времени, поэтому коррекцию лидарного сигнала при дожде, тумане, снеге или пылевой буре необходимо выполнять как можно быстрее. А для этого нужно найти эффективное решение задачи рассеяния света в обратном направлении.

Задача рассеяния света на сферических частицах имеет точное решение Г. Ми [16]. Однако, как известно, в условиях слабого поглощения в решении содержатся существенные осцилляции в точке рассеяния назад [17]. Для решения прямой задачи рассеяния света на ансамбле сферических частиц необходимо усреднить осциллирующее решение по распределению частиц в ансамбле [18]. Это достаточно сложная вычислительная задача именно из-за наличия высокочастотных осцилляций.

В настоящей работе предлагается избавиться от высокочастотных осцилляций посредством скользящего среднего. Полученное гладкое решение удастся легко усреднять по распределению частиц по размерам даже при ограниченных вычислительных ресурсах компактного автономного мобильного лидара, что позволяет строить эффективные алгоритмы для интерпретации лидарных данных в режиме реального времени.

В статье также показано, что для крупных водяных и ледяных сферических частиц на длинах волн до 1 мкм, таких как 905 и 940 нм, решение существенно отличается от решения для длины волны 1,55 мкм.

\* Виктор Андреевич Шишко (sva@iao.ru); Александр Владимирович Коношонкин (sasha\_tvo@iao.ru); Наталья Валентиновна Кустова (kustova@iao.ru); Дмитрий Николаевич Тимофеев (tdn@iao.ru).

Этот факт необходимо учитывать при разработке алгоритмов и выборе лидара, поскольку именно такие длины волн в настоящее время наиболее часто используются в прикладных задачах [19].

## Решение задачи рассеяния света в рамках теории Г. Ми

Существует множество компьютерных реализаций хорошо известной теории Г. Ми для решения задачи рассеяния света на однородных сферических частицах. Некоторые из них находятся в свободном доступе, например, на сайте [20]. Для получения результатов в рамках настоящей работы использовалась программа MiePlot v4.6.01, разработанная Philip Laven [21].

Вид типичной зависимости первого элемента матрицы рассеяния света от размера частицы приведен на рис. 1, *a*, где  $M_{11}$  — первый элемент матрицы обратного рассеяния света (дифференциальное сечение рассеяния в направлении строго назад).

На рис. 1, *a* хорошо видна область размеров 0,01–0,1 мкм, где справедливо приближение Релея. Также видно, что при размере (диаметре) частицы более 10 мкм решение переходит в область высоко-

частотных осцилляций. При этом, в отличие от классического решения задачи рассеяния света в обратном направлении на металлическом шаре [17], высокочастотные осцилляции в решении для капли воды не затухают с увеличением размера частицы (рис. 1, *б*). Важно понимать, что период осцилляций слегка уменьшается с ростом частицы, что видно на рис. 1, *в*, *г*, в окрестности размеров 10 и 1000 мкм.

Чтобы полностью описать это осциллирующее решение, необходимо получить решение с шагом по размеру не менее 0,0001 мкм на всем диапазоне размеров частиц от 0,01 до 3000 мкм. Оно будет содержать в себе порядка  $3 \cdot 10^7$  точек, и его получение займет весьма продолжительное время.

## Адаптация решения для задач лазерного зондирования

На практике для задач лазерного зондирования требуется усреднить решение задачи рассеяния света по некоторому ансамблю частиц. Как правило, при усреднении предполагают, что распределение частиц по размерам может быть с хорошей точностью представлено гамма-распределением. Таким образом, недостаточно просто получить точное решение задачи

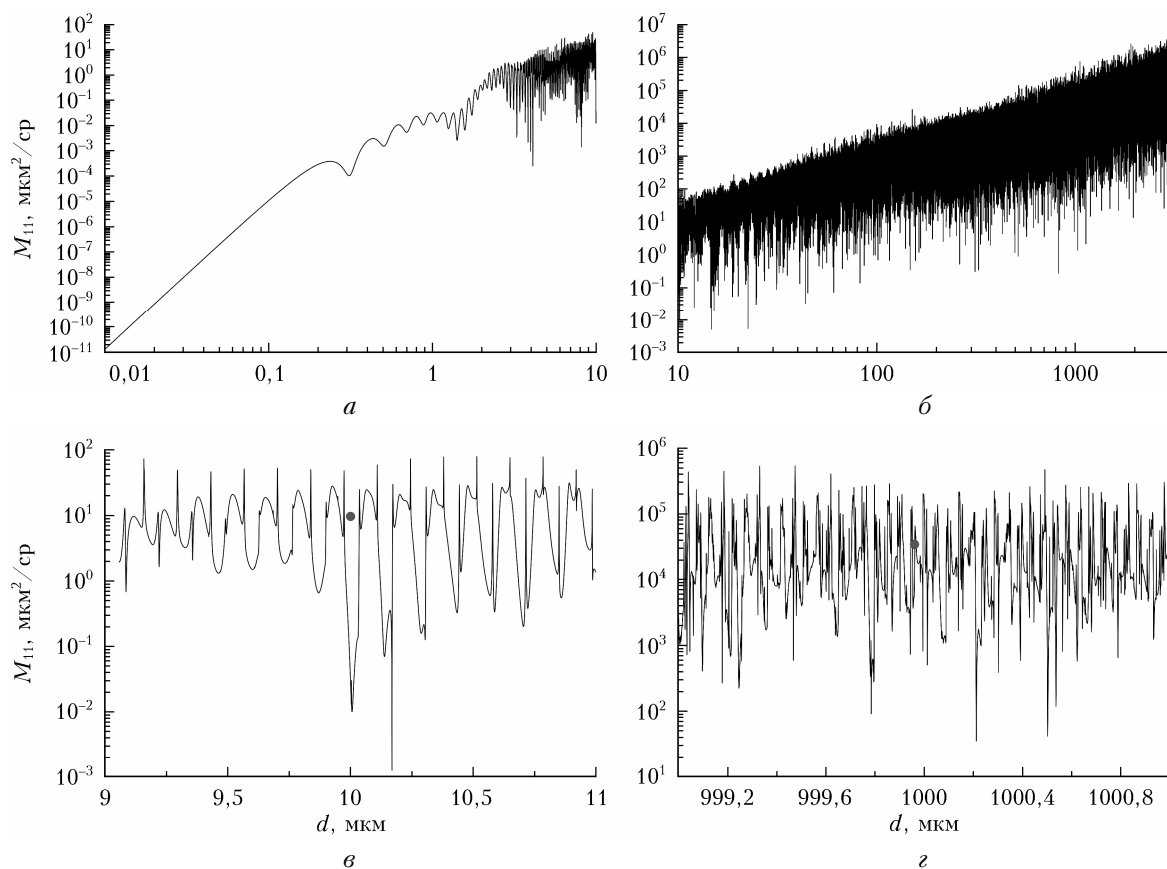


Рис. 1. Зависимости элемента  $M_{11}$  матрицы обратного рассеяния света от размера (диаметра) частицы: *a* — диапазон мелких частиц; *б* — диапазон крупных частиц; *в* — область низкочастотных осцилляций; *г* — область высокочастотных осцилляций; расчет выполнен для сферической капли воды с показателем преломления  $n = 1,3363$  и длины волны 0,532 мкм

рассеяния с очень мелким шагом по размеру частиц, необходимо его затем проинтегрировать с гамма-распределением по размерам. Однако эта сложная с вычислительной точки зрения задача может быть сведена к гораздо более простой.

Вычислим сначала скользящее среднее от осциллирующего решения, представленного на рис. 1, а затем проинтегрируем его с гамма-распределением. Физический смысл этой операции показан на рис. 2.

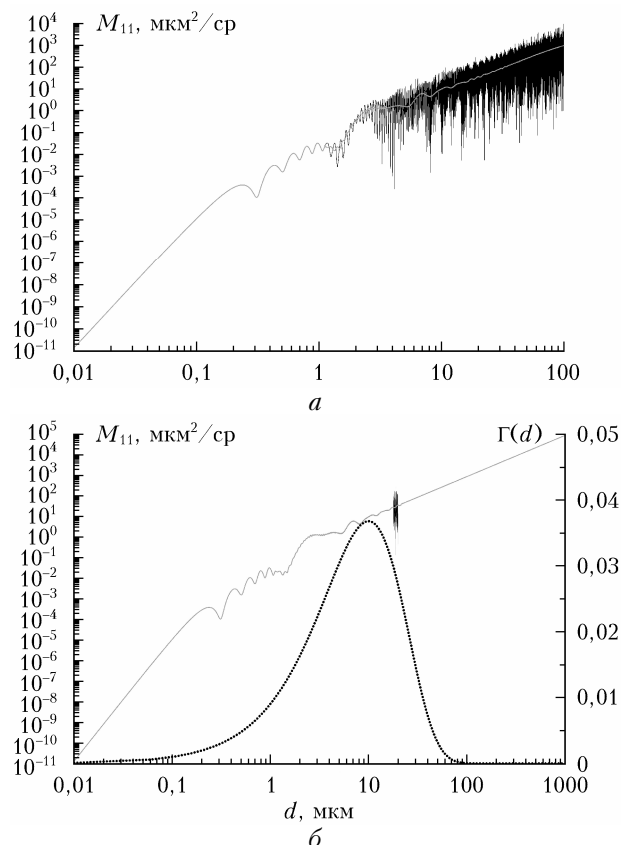


Рис. 2. Зависимости элемента  $M_{11}$  матрицы обратного рассеяния света от размера частицы:  $a$  – скользящее среднее (серая кривая) от осциллирующего решения (черный цвет);  $b$  – иллюстрация интегрирования скользящего среднего (серая кривая) с весовой гамма-функцией (пунктирная кривая) вместо интегрирования осциллирующего решения (представленного в небольшом диапазоне черной линией); гамма-распределение задано следующими параметрами:  $p = 2$ ,  $x_m = 10$

Интуитивно понятно, что интегрирование сильно осциллирующей функции с плавно меняющейся весовой гамма-функцией должно скомпенсировать эти осцилляции, и мы должны получить тот же результат, что и при интегрировании скользящего среднего с весовой функцией. Однако математическая основа такого подхода легко может быть получена в следующем виде: пусть существует некоторая осциллирующая функция  $f(x)$  в диапазоне от 0 до 3000 мкм и пусть ее нужно проинтегрировать в этом диапазоне с весовой функцией  $\Gamma(x)$ ,

$$\Gamma(x, x_m, p) = C \left( \frac{x}{x_m} \right)^{p-1} \exp\left(-\frac{x}{x_m}\right), \quad (1)$$

$x_m$  и  $p$  – параметры гамма-распределения;  $C$  – нормировочная константа. В таком случае

$$\langle M_{11} \rangle = C \int_0^{3000} \left( \frac{x}{x_m} \right)^{p-1} \exp\left(-\frac{x}{x_m}\right) f(x) dx. \quad (2)$$

Мы можем разбить весь диапазон интегрирования от 0 до 3000 на  $N$  частей некоторого размера  $2a$ , тогда

$$\langle M_{11} \rangle = C \sum_{i=1}^N \int_{x_i-a}^{x_i+a} \left( \frac{x}{x_m} \right)^{p-1} \exp\left(-\frac{x}{x_m}\right) f(x) dx. \quad (3)$$

Если допустить, что гамма-функция незначительно меняется на интервале  $(x_i - a; x_i + a)$ , то можно записать

$$\begin{aligned} \langle M_{11} \rangle &= C \sum_{i=1}^N \int_{x_i-a}^{x_i+a} \left( \frac{x}{x_m} \right)^{p-1} \exp\left(-\frac{x}{x_m}\right) f(x) dx \approx \\ &\approx C \sum_{i=1}^N \int_{x_i-a}^{x_i+a} \left( \frac{x_i}{x_m} \right)^{p-1} \exp\left(-\frac{x_i}{x_m}\right) f(x) dx = \\ &= C \sum_{i=1}^N \left( \frac{x_i}{x_m} \right)^{p-1} \exp\left(-\frac{x_i}{x_m}\right) \int_{x_i-a}^{x_i+a} f(x) dx = \\ &= C \sum_{i=1}^N \left( \frac{x_i}{x_m} \right)^{p-1} \exp\left(-\frac{x_i}{x_m}\right) \bar{f}(x_i) 2a, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\bar{f}(x_i) = \int_{x_i-a}^{x_i+a} f(x) dx$  – скользящее среднее

в точке  $x_i$ .

Чтобы понять суть сделанного приближения, временно положим  $f(x) = 1$ , тогда

$$\begin{aligned} C \int_0^{3000} \left( \frac{x}{x_m} \right)^{p-1} \exp\left(-\frac{x}{x_m}\right) f(x) dx \approx \\ \approx C \sum_{i=1}^N \left( \frac{x_i}{x_m} \right)^{p-1} \exp\left(-\frac{x_i}{x_m}\right) 2a. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь слева стоит интеграл гамма-распределения, а справа – его численное представление методом средних прямоугольников. Таким образом, погрешность приближения (4) может быть оценена по методике оценки погрешности метода средних прямоугольников. Более того, последний член (4) – это численное представление интеграла методом средних прямоугольников:

$$C \sum_{i=1}^N \left( \frac{x_i}{x_m} \right)^{p-1} \exp\left(-\frac{x_i}{x_m}\right) \bar{f}(x_i) 2a \approx$$

$$\approx C \int_0^{3000} \left(\frac{x_i}{x_m}\right)^{p-1} \exp\left(-\frac{x_i}{x_m}\right) \bar{f}(x_i) dx. \quad (6)$$

Таким образом, имеем

$$C \int_0^{3000} \left(\frac{x}{x_m}\right)^{p-1} \exp\left(-\frac{x}{x_m}\right) f(x) dx \approx C \int_0^{3000} \left(\frac{x_i}{x_m}\right)^{p-1} \exp\left(-\frac{x_i}{x_m}\right) \bar{f}(x_i) dx \quad (7)$$

с точностью, с которой гамма-распределение может быть проинтегрировано методом средних прямоугольников шириной  $2a$ . Эта погрешность для характерных распределений частиц по размерам в атмосфере представлена в таблице. В расчетах для вычисления скользящего среднего использовался интервал 2 мкм, уменьшение которого не позволяло избавиться от лишних высокочастотных осцилляций, а увеличение закономерно приведет к увеличению погрешности.

Относительная погрешность представленного приближения (%)		
$p$	$x_m$	
	10	100
2	1,5	0,0002
3	0,2	$2 \cdot 10^{-5}$
6	0,04	$3 \cdot 10^{-7}$

Из таблицы видно, что максимальная погрешность проведенного расчета составляет 1,5% для любых гамма-распределений с параметрами  $x_m > 10$  и  $p > 2$ .

Поскольку полное решение задачи рассеяния света, как уже отмечалось ранее, содержит в себе порядка  $3 \cdot 10^7$  точек и его получение требует весьма продолжительного времени, мы получили точное решение лишь для частиц размером от 0,01 до 100 мкм. Для частиц от 100 до 3000 мкм мы вычисляли скользящее среднее для 20 опорных точек, равномерно распределенных на этом интервале, а затем интерполировали его. Такой подход оказался оправданным, поскольку скользящее среднее является достаточно плавной функцией для частиц размером более 40 мкм, что подтверждает рис. 2 (серая кривая).

### Банк данных решений задачи рассеяния света

Разработанная методика позволила получить решение задачи рассеяния света на сферических частицах, адаптированное для лидарных приложений. Оно является достаточно гладким и может быть хорошо проинтегрировано по распределению частиц в облаке по размерам. Решение проводилось для восьми длин волн: 0,355; 0,532; 0,905; 0,940; 1,064; 1,55; 2,15; 10,6 мкм, как для воды, так и для льда. Показатели преломления для льда для указанных длин волн выбирались следующими [23–25]:  $1,3249 +$

$+ 2 \cdot 10^{-11}i$ ;  $1,3116 + 1,49 \cdot 10^{-9}i$ ;  $1,3031 + 4,32 \cdot 10^{-7}i$ ;  $1,3025 + 5,53 \cdot 10^{-7}i$ ;  $1,3004 + 1,9 \cdot 10^{-6}i$ ;  $1,2893 + 4,24 \times 10^{-4}i$ ;  $1,2663 + 4,92 \cdot 10^{-4}i$ ;  $1,1031 + 12,4550 \cdot 10^{-2}i$ . Для воды:  $1,3497 + 2,42 \cdot 10^{-9}i$ ;  $1,3363 + 1,82 \cdot 10^{-9}i$ ;  $1,3278 + 5,12 \cdot 10^{-7}i$ ;  $1,3272 + 2,20 \cdot 10^{-6}i$ ;  $1,3253 + 1,28 \cdot 10^{-6}i$ ;  $1,3161 + 1,34 \cdot 10^{-4}i$ ;  $1,2985 + 4,03 \cdot 10^{-4}i$ ;  $1,1786 + 7,23 \cdot 10^{-2}i$ . Интервал для скользящего среднего выбирался равным 2 мкм для длин волн 0,355; 0,532; 0,905; 0,940; 1,064 мкм и 4 мкм — для длин волн 1,55; 2,15; 10,6 мкм. Полученные результаты представлены в виде банка данных и размещены нами в свободном доступе по ссылке [25]. Поскольку на практике наряду с дифференциальным сечением рассеяния ( $M_{11}$ ) используются такие величины, как матрица Мюллера  $\mathbf{S}$  ( $S_{11} = M_{11} k^2$ ) и фактор эффективности рассеяния в зависимости от относительного размера частицы, они также размещены нами в банке данных (рис. 3).

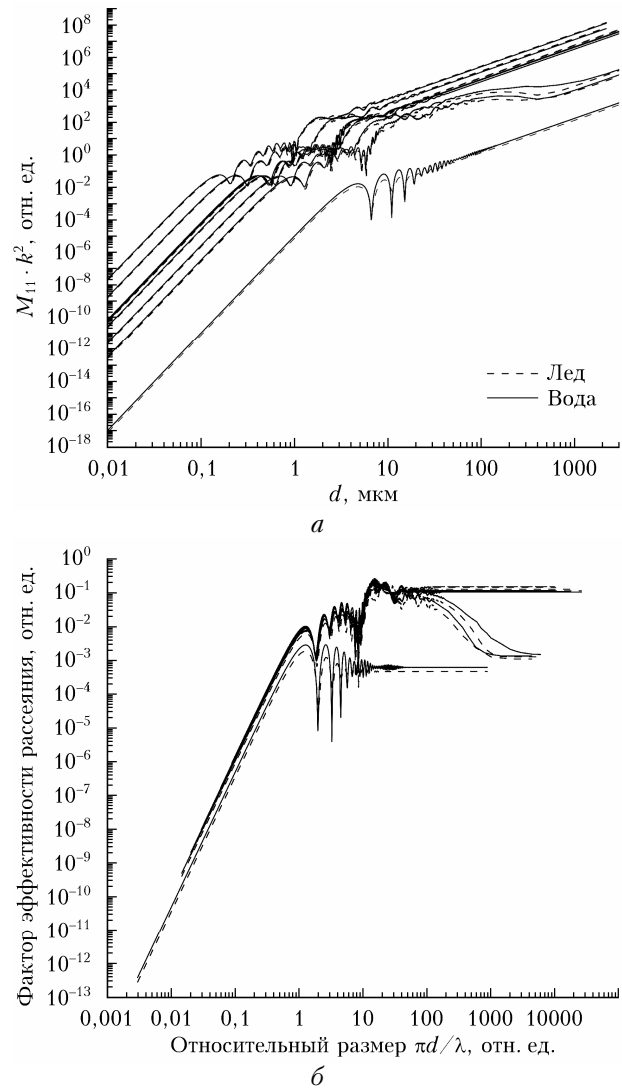


Рис. 3. Решение задачи рассеяния света для сферических частиц льда и воды для восьми лидарных длин волн, имеющихся в банке данных [25]:  $a$  — первый элемент матрицы Мюллера;  $b$  — фактор эффективности рассеяния

В решении для длин волн 0,355; 0,532; 0,905; 0,940; 1,064 мкм явно выделяются две области без осцилляций: область малых размеров (примерно до 0,1 мкм), где справедливо приближение рассеяния Рэлея, и область больших размеров (примерно от 50 мкм), где высокочастотные осцилляции хорошо сгладились скользящим средним. Полученное нами решение хорошо согласуется с приближением задачи рассеяния в высокочастотной области для диэлектрических сферических частиц, представленной М. Yazdani [26].

Есть простое физическое объяснение существенного провала в высокочастотной области для длин волн 1,55 и 2,15 мкм: при таких размерах сказывается влияние поглощения света частицей. Для обоснования этого процесса на рис. 4, а на фоне полного обратного рассеяния света выделен вклад только зеркальной составляющей рассеянного света. Решение для зеркальной составляющей получено в рамках

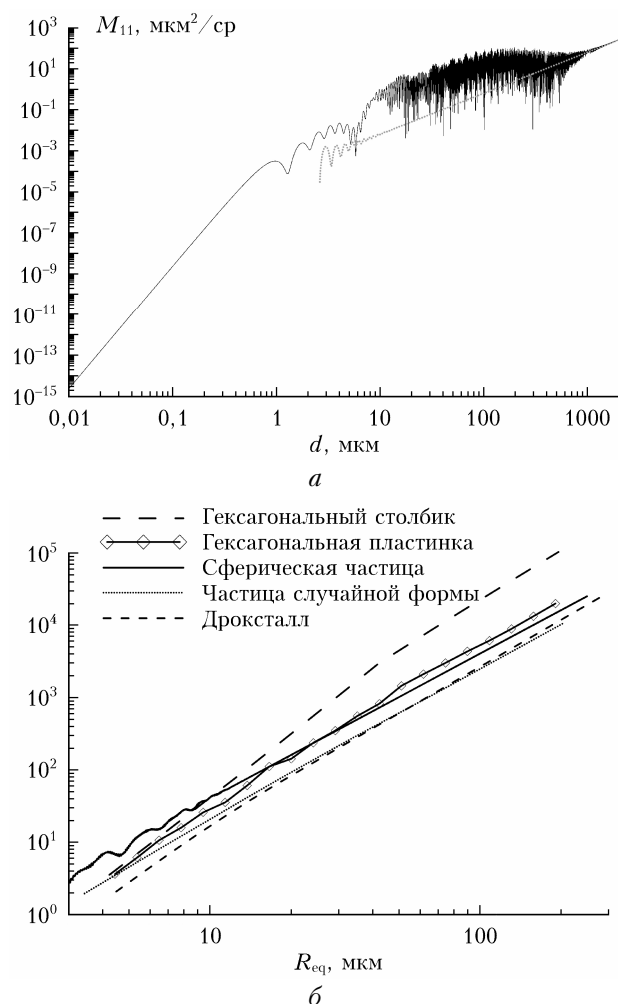


Рис. 4. Решение задачи рассеяния света для частиц льда: а — вклад зеркальной компоненты рассеянного света (пунктирная кривая) в полное рассеяние в направлении назад (черная линия); б — сравнение полученного решения для сферических частиц льда с ледяными кристаллическими частицами различной формы

теории рассеяния Дебая [27, 28]. Видно, что с ростом размера частицы, когда влияние поглощения становится очень заметным, решение сходится к зеркальной компоненте, на которую поглощение не оказывает никакого влияния.

Практический интерес вызывает также сравнение полученной матрицы рассеяния света с ранее рассчитанными матрицами для несферических ледяных частиц. На рис. 4, б представлено такое сравнение для длины волны 0,532 мкм. Поскольку понятие «размер» для несферических частиц зависит от их формы, при сравнении использовалась универсальная величина — эквивалентный радиус  $R_{eq}$ . Это радиус сферической частицы такого же объема, как и несферическая. Видно, что сферические частицы с точки зрения лазерного зондирования по интенсивности примерно в 2–3 раза отличаются от дроксталлов и частицы случайной формы, когда их размер превышает несколько десятков микрон. При этом сферические частицы отличаются от гексагональных ледяных пластинок существенно меньше, чем от гексагональных столбиков, особенно в области размеров более 100 мкм. Таким образом, часто встречающееся в литературе приближение, когда несферические ледяные частицы заменяются сферическими, является весьма условным. Поэтому, несмотря на то что такое приближение приводит к значительному ускорению решения задачи рассеяния света, оно может быть использовано в практических задачах только как грубая оценка.

## Заключение

В настоящей работе получено решение задачи рассеяния света на сферических частицах, свободное от высокочастотных осцилляций. Такое решение позволяет строить эффективные алгоритмы интерпретации лидарных данных для прикладных задач, работающие в режиме реального времени. При этом его погрешность в случае характерных для атмосферных условий распределений частиц по размерам не превышает 1,5%, что более чем достаточно для практического применения.

Полученное решение для восьми основных длин волн, используемых при лазерном зондировании, представлено в свободном доступе и будет способствовать развитию алгоритмов интерпретации данных, получаемых с помощью компактных и автономных лидаров.

Анализ показал, что решение задачи рассеяния света на крупных (более 100 мкм) частицах на длинах волн до 1 мкм, таких как 905 и 940 нм, качественно отличается от решения на длине волны 1,55 мкм. Поскольку все три длины волны активно используются при разработке лидаров, этот факт необходимо учитывать при создании алгоритмов по интерпретации лидарных данных.

Работа выполнена при финансовой поддержке государственного бюджета ИОА СО РАН (в части расчета сферических частиц), РФФИ (гранты № 20-35-70041, 19-45-703010) (в части усреднения по раз-

мерам) и гранта Президента РФ (МД-3306.2019.5) (в части учета влияния поглощения). Расчеты матриц обратного рассеяния света на несферических частицах выполнены при финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-77-10035).

1. Wandinger U., Müller D., Böckmann C., Althausen D., Matthias V., Bösenberg J., Weiß V., Fiebig M., Wendisch M., Stohl A., Ansmann A. Optical and microphysical characterization of biomass-burning and industrial-pollution aerosols from multiwavelength lidar and aircraft measurements // *J. Geophys. Res.: Atmos. Am. Geophys. Union. D.* 2002. V. 107, N 21. P. LAC7-1–20. DOI: 10.1029/2000JD000202.
2. Матвиенко Г.Г., Суханов А.Я., Бабченко С.В. Анализ возможностей нейронных сетей при IPDA космическом зондировании CO<sub>2</sub> с привлечением разнородных априорных данных // *Оптика атмосф. и океана.* 2018. Т. 31, № 12. С. 974–980; Matvienko G.G., Sukhanov A.Ya., Babchenko S.V. The analysis of capabilities of neural networks in CO<sub>2</sub> sounding with spaceborne IPDA-lidar with the use of different a priori data // *Atmos. Ocean. Opt.* 2019. V. 32, N 2. P. 165–170.
3. 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. DOI: 10.1364/AO.34.006959.
4. Bo Guangyu, Liu Dong, Wu Decheng, Wang Bangxin, Zhong Zhiqing, Xie Chenbo, Zhou Ju. Two-wavelength lidar for observation of aerosol optical and hygroscopic properties in fog and haze days // *Chin. J. Lasers.* 2014. V. 41, N 1. P. 113001. DOI: 10.3788/CJL201441.0113001.
5. Клишкин А.В., Карпузинов А.А., Коханенко Г.П., Кuryak A.H., Осипов К.Ю., Пономарев Ю.Н., Чжан Шу. Использование длинноволнового диапазона для дистанционного зондирования атмосферного аэрозоля // *Оптика атмосф. и океана.* 2020. Т. 33, № 3. С. 205–208.
6. Kim I.I., McArthur B., Korevaar E.J. Comparison of laser beam propagation at 785 nm and 1550 nm in fog and haze for optical wireless communications // *Proc. SPIE.* 2001. DOI: 10.1117/12.417512.
7. Fu Q., Sun W.B., Yang P. Modeling of Scattering and Absorption by Nonspherical Cirrus Ice Particles at Thermal Infrared Wavelengths // *J. Atmos. Sci. Am. Meteorol. Soc.* 1999. V. 56, N 16. P. 2937–2947. DOI: 10.1175/1520-0469(1999)056<2937:MOSAAB>2.0.CO;2.
8. Невзоров А.В., Долгий С.И., Макеев А.П., Ельников А.В. Результаты лидарных наблюдений аэрозоля от лесных пожаров Северной Америки в стратосфере над Томском в конце лета и осенью 2017 г. // *Оптика атмосф. и океана.* 2019. Т. 32, № 2. С. 162–167.
9. Baran A.J., Francis P.N., Havemann S., Yang P. A study of the absorption and extinction properties of hexagonal ice columns and plates in random and preferred orientation, using exact T-matrix theory and aircraft observations of cirrus // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2001. V. 70, N 4–6. P. 505–518. DOI: 10.1016/S0022-4073(01)00025-5.
10. Sassen K., Dodd G.C. Haze Particle Nucleation Simulations in Cirrus Clouds, and Applications for Numerical and Lidar Studies // *J. Atmos. Sci. Am. Meteorol. Soc.* 1989. V. 46, N 19. P. 3005–3014. DOI: 10.1175/1520-0469(1989)046<3005:HPNSIC>2.0.CO;2.
11. Burns J.A., Lamy P.L., Soter S. Radiation forces on small particles in the solar system // *Icarus.* Oxford University Press. 1979. V. 40, N 1. P. 1–48. DOI: 10.1016/0019-1035(79)90050-2.
12. Savage J., Harrington W., McKinley R.A., Burns H.N., Braddom S., Szoboszlai Z. 3D-LZ helicopter lidar imaging system // *Proc. SPIE.* / M.D. Turner, G.W. Kamerman (eds.). 2010. DOI: 10.1117/12.853625.
13. Murray J.T., Seely J., Plath J., Godfreson E., Engel J., Ryder B., Van Lieu N., Goodwin R., Wagner T., Fetzer G., Kridler N., Melancon C., Panici K., Mitchell A. Dust-Penetrating (DUSPEN) “see-through” lidar for helicopter situational awareness in DVE // *Proc. SPIE.* / K.L. Bernier, J.J. Güell (eds.). 2013. DOI: 10.1117/12.2016439.
14. Moorman R.W. Through Sand and Fog - U.S. military looks for specific systems to improve situational awareness for landing in degraded visual environments // *Avionics International*, January 1, 2012. URL: <https://www.aviationtoday.com/2012/01/01/through-sand-and-fog/> (last access: 27.02.2020).
15. Münsterer T., Rannik P., Wegner M., Tanin P., Samuelis C. Usage of LiDAR in a brownout pilotage system: Flight test results on a single ship and chalk 2 scenarios // *Proc. SPIE.* / J.N. Sanders-Reed, J.J. Arthur (eds.). 2017. DOI: 10.1117/12.2263878.
16. Mie G. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen // *Ann. Phys.* 1908. V. 25. P. 377–445.
17. Борен К., Хафман Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 660 с.
18. Каблукова Е.Г., Каргин Б.А., Лисенко А.А., Матвиенко Г.Г. Численное моделирование поляризационных характеристик эхосигнала при наземном зондировании облаков в терагерцовом диапазоне // *Оптика атмосф. и океана.* 2015. Т. 28, № 10. С. 892–900; Kablukova E.G., Kargin B.A., Lisenko A.A., Matvienko G.G. Numerical simulation of polarization characteristics of an echo signal in the process of ground-based cloud sensing in the terahertz range // *Atmos. Ocean. Opt.* 2016. V. 29, N 1. P. 33–41.
19. Hecht J. Lidar for self-driving cars // *Opt. Photon. News.* 2018. V. 29, N 1. P. 26–35.
20. ScatterLib [Electronic resource]. URL: <http://scatterlib.wikidot.com/mie> (last access: 27.02.2020).
21. MiePlot [Electronic resource]. URL: <http://www.philipplaven.com/mieplot.htm> (last access: 27.02.2020).
22. Warren S.G., Brandt R.E. Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave: A revised compilation // *J. Geophys. Res. Am. Geophys. Union. D.* 2008. V. 113, N 14. DOI: 10.1029/2007JD009744.
23. Warren S.G. Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave // *Appl. Opt. The Opt. Soc.* 1984. V. 23, N 8. P. 1206. DOI: 10.1364/AO.23.001206.
24. Hale G.M., Query M.R. Optical Constants of Water in the 200-nm to 200- $\mu$ m Wavelength Region // *Appl. Opt. Soc.* 1973. V. 12, N 3. P. 555. DOI: 10.1364/AO.12.000555.
25. Банк данных матриц обратного рассеяния света сферических частиц [Электронный ресурс]. URL: <ftp://ftp.iao.ru/pub/GWDT/Mie/> (дата обращения: 27.02.2020).
26. Yazdani M., Mautz J., Murphy L., Arvas E. High-Frequency Scattering From Radially Uniaxial Dielectric Sphere // *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.* 2015. V. 14. P. 1577–1581. DOI: 10.1109/LAWP.2015.2413399.

27. *Hovenac E.A., Lock J.A.* Assessing the contributions of surface waves and complex rays to far-field Mie scattering by use of the Debye series // *J. Opt. Soc. Am. A.* 1992. V. 9. P. 781–795.
28. *Grandy W.T.* Chapter 5. Short-wavelength scattering from transparent spheres // *Scattering of Waves Large Spheres.* England: Cambridge University Press, 2000. P. 141–186.

*V.A. Shishko, A.V. Konoshonkin, N.V. Kustova, D.N. Timofeev.* **Light scattering on spherical particles for lidar applications.**

The solution to the problem of light scattering by spherical particles is presented, adapted for the interpretation of lidar signals for applied problems. The solution was obtained for typical wavelengths used in laser sensing 0.355, 0.532, 0.905, 0.940, 1.064, 1.55, 2.15, and 10.6  $\mu\text{m}$  within the Mie scattering theory for water and ice. The inherent high-frequency oscillations in the backscattering direction are smoothed out by means of a moving average, which allows one to construct fast and efficient algorithms for particle size distributions observed in the atmosphere.