

УДК 537.876; 535.36; 535.44

## Рассеяние света в направлении назад на горизонтально ориентированных ледяных частицах перистых облаков вида «пластинка», «столбик» и «полый столбик»

А.В. Коношонкин<sup>✉ 1, 2</sup>, Н.В. Кустова<sup>1</sup>, В.А. Шишко<sup>1, 2</sup>,  
Д.Н. Тимофеев<sup>1</sup>, А.Е. Бабинович<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 02.04.2024;  
после доработки 19.09.2024;  
принята к печати 14.10.2024

Перистые облака играют важную роль в формировании климата нашей планеты, поскольку влияют на ее радиационный баланс. Для их исследования необходимо решение задачи интерпретации данных лазерного зондирования атмосферы, которое по-разному осуществляется для облаков, состоящих из хаотически ориентированных ледяных кристаллов, и облаков, содержащих слои горизонтально ориентированных кристаллов. В рамках метода физической оптики проведено численное моделирование характеристик обратного рассеяния света на горизонтально ориентированных ледяных частицах перистых облаков вида «пластинка», «столбик» и «полый столбик». Моделирование проводилось для частиц размером от 10 до 316 мкм, длины волн 0,532 и 1,064 мкм; комплексный показатель преломления льда  $1,3116 + i1,48 \cdot 10^{-9}$  и  $1,3004 + i1,9 \cdot 10^{-6}$  соответственно. Решение получено для типичных значений углов отклонения оси лидача от вертикали: 0; 0,3; 3 и 5°. Результаты представляют интерес для построения оптической модели перистых облаков в задачах интерпретации данных лазерного зондирования атмосферы при наличии облаков, содержащих ледяные кристаллы рассмотренных форм.

**Ключевые слова:** рассеяние света, метод физической оптики, атмосферные ледяные кристаллы, перистые облака, горизонтальная ориентация; light scattering, physical optics method, atmospheric ice crystal, cirrus cloud, horizontal orientation.

### Введение

Изучением оптических свойств перистых облаков в настоящее время занимаются несколько научных коллективов. Экспериментальные работы по изучению перистых облаков методами лазерного зондирования ведутся в России [1–4], США [5–8], Германии [9, 10], Франции [11, 12], Китае [13] и других странах. В мае 2024 г. успешно выведен на орбиту европейско-японский космический лидар EarthCARE [14], основной целью которого является изучение перистых облаков. Этот лидар пришел на смену лидару CALIPSO [15], который изучал перистые облака с 2007 по 2023 г.

Для успешной интерпретации получаемых лидарных данных необходимо решение задачи рассеяния лазерного излучения на перистых облаках,

которое опирается на решение задачи рассеяния света на ледяных кристаллах, образующих облако. Несмотря на то что существует общепризнанное решение задачи рассеяния света на ледяных кристаллических частицах, полученное в США проф. Р. Yang и В. Baum [16, 17], его невозможно применять для интерпретации лидарных данных, поскольку оно, с одной стороны, имеет большую погрешность в направлении рассеяния назад [18], с другой – построено только для случая хаотически ориентированных частиц. Первую часть проблемы нам удалось преодолеть в 2021 г. с использованием метода физической оптики [19]. Подобное решение независимо получали некоторые зарубежные ученые [20]. Однако решение задачи рассеяния света для облаков, содержащих ориентированные кристаллы, было получено только для нескольких отдельных случаев квазигоризонтально ориентированных пластинок [21].

Цель настоящей работы – представление решения задачи рассеяния света в случае квазигоризонтально ориентированных ледяных кристаллов вида «пластинка», «столбик» и «полый столбик»

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

для основных лидарных длин волн 0,532 и 1,064 мкм для типичных значений углов наклонов лидара относительно вертикали 0; 0,3; 3 и 5°.

### Квазигоризонтальная ориентация частиц в облаке

Квазигоризонтальной ориентацией частиц в облаке называется случай, когда частицы отклоняются на некоторый небольшой угол относительно своего горизонтального положения [22]. В общем случае пространственную ориентацию гексагональной ледяной пластинки можно определять тремя углами Эйлера  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  (рис. 1) [23]. В случае квазигоризонтальной ориентации мы предполагаем, что пластинка случайным образом (равновероятно) ориентирована относительно углов  $\alpha$  и  $\gamma$ , а относительно угла  $\beta$  подчиняется некоторому закону распределения [22].

В своих предыдущих работах мы часто использовали нормальный закон для описания пространственной ориентации частиц, плотность распределения которого в данном случае имеет вид [22]:

$$p_{\text{norm}}(\beta) = \frac{\exp\left(-\frac{\beta^2}{2\sigma^2}\right)}{\int_0^\pi \exp\left(-\frac{\beta^2}{2\sigma^2}\right) \sin(\beta) d\beta}, \quad (1)$$

где  $\beta$  — угол отклонения частицы от горизонтальной плоскости (рис. 1);  $\sigma$  — среднеквадратичное (стандартное) отклонение. Однако недавние экспериментальные исследования Г.П. Коханенко, проведенные в ИОА СО РАН [24–28], показали, что ориентация частиц в облаке лучше описывается экспоненциальным законом распределения по углу  $\beta$ :

$$p_{\text{exp}}(\beta) = \frac{\exp\left(-\frac{\beta}{\sigma}\right)}{\int_0^\pi \exp\left(-\frac{\beta}{\sigma}\right) \sin(\beta) d\beta}, \quad (2)$$

нежели нормальным законом распределения (1).

В качестве величины отклонения частиц в облаке от горизонтальной плоскости, как правило, используют угол флаттера  $T$ . Большинство частиц в облаке отклонены от своего горизонтального положения на угол меньше либо равный углу флаттера. В частности, нулевой угол флаттера описывает облако полностью горизонтально ориентированных частиц. В рамках данной статьи определим угол флаттера равным величине двух стандартных отклонений  $T = 2\sigma$ . Расчеты будем выполнять по формуле (2). Стоит понимать, что если угол флаттера в облаке соответствует величине  $T$ , то зеркальная компонента рассеянного излучения будет наблюдаться на вдвое больших углах ( $2T$ ) вследствие закона отражения света.

В целом в облаке встречаются частицы следующих видов: пластинка, столбик, дроксталь, буллит-розетт, частицы неправильной формы и пр.,

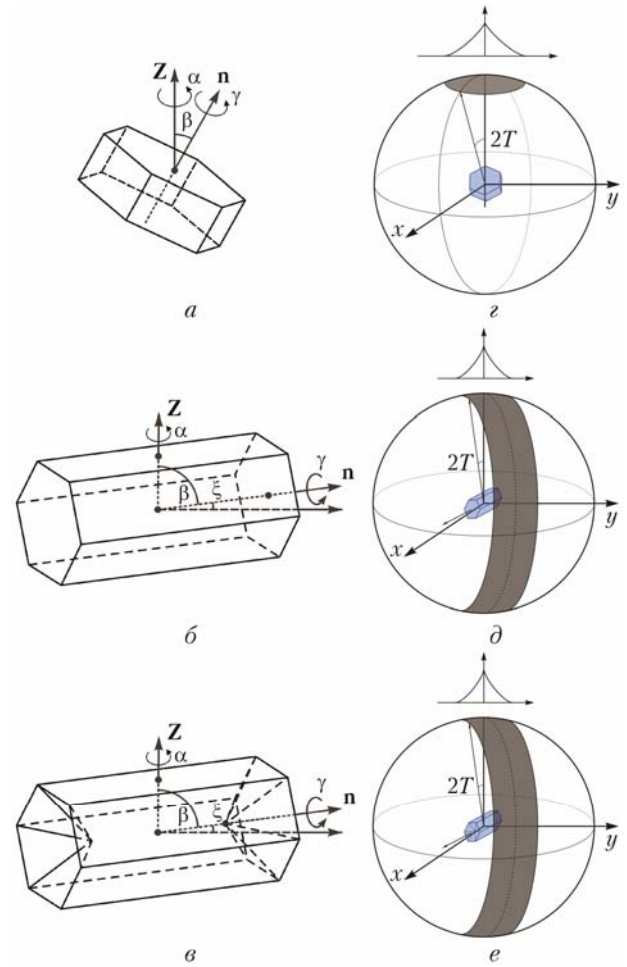


Рис. 1. Положение в пространстве горизонтально ориентированной пластинки (а), идеального (б) и полого столбиков (в) и пятно рассеянного зеркальной компонентой излучения на сфере направлений рассеяния для пластинки (z) и идеального (d) и полого (e) столбиков;  $\mathbf{n}$  — нормаль;  $T$  — угол флаттера;  $x, y, z$  — оси системы координат;  $\xi$  — угол отклонения от горизонтального положения

а также агрегаты этих частиц. Поскольку свое горизонтальное положение частицы принимают под действием аэродинамических сил, то очевидно, что такое положение могут принимать только частицы с большим параметром формы (в англоязычной литературе — aspect ratio, для гексагональной призмы — отношение длины к диаметру основания), т.е. пластинки и столбики. При этом квазигоризонтальные столбики рассеивают свет принципиально иначе, нежели пластинки. В связи с этим в настоящей работе рассматриваются только гексагональные пластинки и идеальные и полые столбики (см. рис. 1, а, б, в). Форма и размер частиц соответствуют широко известным моделям [29–31], которые уже использовались нами ранее при решении задачи рассеяния света на хаотически ориентированных частицах [19, 27].

Если предположить, что ледяная пластинка в облаке равновероятно ориентирована по углам  $\alpha$  и  $\gamma$  и по углу  $\beta$  ограничена  $T$ , то на сфере направлений рассеяния зеркальная компонента рассеянного

излучения будет образовывать «шапочку» радиусом  $2T$  (см. рис. 1, *з*). Здесь мы для простоты понимания предполагаем частицу достаточно крупной (более 100 мкм), а величину флаттера достаточно большой ( $T > 1^\circ$ ), чтобы дифракционным уширением можно было пренебречь.

Квазигоризонтально ориентированный идеальный столбик (как и полый) расположен в облаке иначе. Он ориентирован своей главной осью горизонтально (угол отклонения от горизонтального положения  $\xi = \pi/2 - \beta$ ) и при этом свободно (равновероятно) вращается вокруг нее. Его боковые грани зеркально рассеивают свет во всем диапазоне углов  $\gamma$ . Таким образом, если зафиксировать угол поворота относительно вертикали ( $\alpha = 0$ ), то на сфере направлений рассеяния зеркальная компонента рассеянного излучения образует кольцо шириной  $2T$  (см. рис. 1, *д*). После добавления вращения вокруг угла  $\alpha$  зеркальная компонента рассеянного света покрывает всю сферу направлений рассеяния. Аналогичный вывод справедлив и для полого столбика (см. рис. 1, *е*).

Таким образом, видно, что интенсивность зеркальной компоненты рассеянного излучения для квазигоризонтально ориентированной пластинки существенно выше, чем для квазигоризонтально ориентированного столбика, поскольку рассеянное излучение в первом случае концентрируется внутри конуса с угловым размером  $2T$ , а во втором — расходится по всей сфере направлений рассеяния.

### Особенности решения задачи рассеяния света для квазигоризонтально ориентированных частиц

Поскольку в задачах лазерного зондирования атмосферы нас интересует только полюс сферы направления рассеяния, т.е. только направление строго назад, то удобно записать интенсивность излучения в зависимости от угла флаттера после соответствующего усреднения по углам  $\alpha$  и  $\gamma$ . Интенсивность излучения, рассеянного отдельной частицей, пропорциональна значению элемента  $M_{11}$  матрицы рассеяния света. В частности, для вертикально ориентированного лидара элемент  $M_{11}$  на длине волны  $\lambda = 0,532$  мкм для гексагональной ледяной пластинки размером 100 мкм в зависимости от угла наклона пластинки  $\beta$  представлен на рис. 2. Отчетливо видны область зеркального рассеяния (осциллирующая область в диапазоне углов  $0-5^\circ$ ) и область уголкового отражения (в диапазоне углов  $5-85^\circ$ ). В рамках настоящей статьи под размером частицы подразумевается расстояние между двумя наиболее удаленными точками частицы, что соответствует диаметру описанной вокруг частицы окружности  $D_{\max}$ . Такое определение размера также используется, например, в работах [16, 20].

Результирующий сигнал от облака таких частиц представляет собой значение интеграла [32]:

$$\int_0^\pi M_{11}(\beta) p(\beta) \sin \beta d\beta. \quad (3)$$

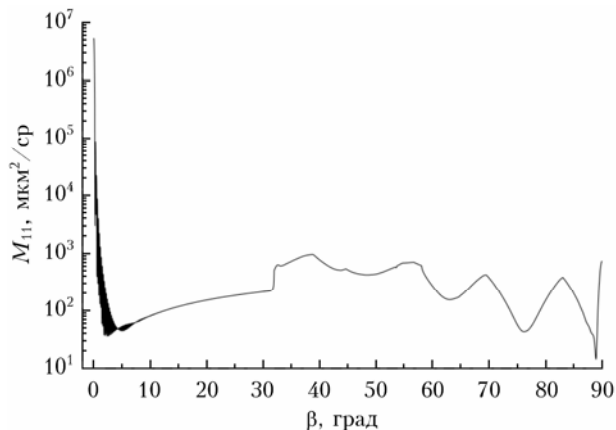


Рис. 2. Элемент  $M_{11}$  на  $\lambda = 0,532$  мкм для гексагональной ледяной пластинки размером 100 мкм в зависимости от угла наклона пластинки для вертикально ориентированного лидара

Обе подынтегральные функции представлены на рис. 3 для  $T = 2^\circ$ . Видно, что основной вклад в интеграл (3) вносят только первые несколько дифракционных колец зеркальной компоненты рассеянного излучения в диапазоне углов  $\beta = 0-1^\circ$ .

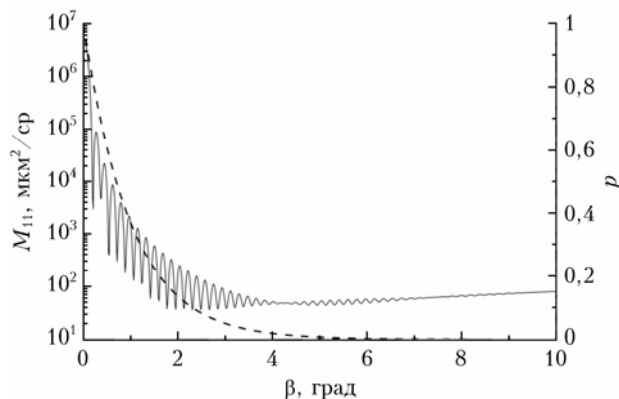


Рис. 3. Элемент  $M_{11}$  матрицы рассеяния света (сплошная кривая) для гексагональной пластинки размером 100 мкм и плотность вероятности  $p$  (штриховая кривая) для  $T = 2^\circ$  в зависимости от угла наклона частицы

Аналогичная ситуация наблюдается и для квазигоризонтально ориентированного столбика с той лишь разницей, что угол наклона частицы следует отсчитывать не от  $0^\circ$ , а от  $90^\circ$ . Более того, важно понимать, что в облаке существуют гексагональные столбики двух видов — полые и идеальные. Интенсивность обратного рассеяния для них представлена на рис. 4. Видно, что в окрестности углов наклона  $90^\circ$  значения интенсивностей отличаются всего в несколько раз, в то время как в окрестности углов наклона  $10-85^\circ$  у идеального гексагонального столбика присутствует хорошо известный пик уголкового отражения, который отсутствует у полого столбика в силу геометрии частицы. Более того, в окрестности углов наклона  $0-5^\circ$  у идеального столбика отчетливо видны два дифракционных

кольца зеркальной компоненты рассеянного излучения, которые отсутствуют у полого столбика в силу отсутствия гладкого гексагонального основания (см. подробнее [27]).

Тем не менее в интересующей нас области углов наклона  $89\text{--}90^\circ$ , которая вносит основной вклад в интеграл (3), значения элементов  $M_{11}$  матриц рассеяния для идеального и полого столбиков близки (отличаются менее чем на 1%).

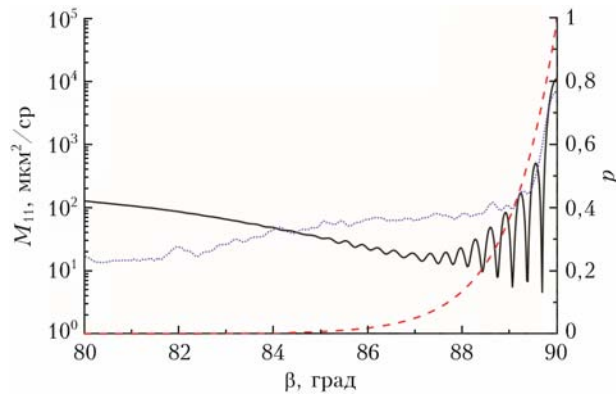


Рис. 4. Элементы  $M_{11}$  матрицы рассеяния света для идеального (сплошная кривая) и полого (пунктирная кривая) столбиков и плотность вероятности  $p$  (штриховая кривая) для  $T = 2^\circ$  в зависимости от угла наклона частицы

Таким образом, следует ожидать, что для вертикально ориентированного лидара матрица рассеяния света будет определяться только зеркальным рассеянием на гексагональных (для пластинок) и прямоугольных (для столбиков) гранях кристалла. С увеличением угла флаттера интеграл (3) будет уменьшаться в силу того, что плотность вероятностей будет становиться более пологой, смещаясь в область больших дифракционных колец, которые не вносят существенного вклада в интеграл (3).

В случае наклонного лидара следует ожидать существенно другую ситуацию. В частности, для угла наклона лидара  $5^\circ$  при флаттере гексагональной пластины менее  $1^\circ$  основной вклад будет вноситься невероятно слабой уголкового компонентой, величина которой (см. рис. 3) составляет порядка  $100 \text{ мкм}^2/\text{ср}$ , что более чем на пять порядков меньше зеркальной компоненты. В случае гексагонального пологого или идеального столбика при тех же условиях (см. рис. 4) уголкового компонента будет всего на два порядка меньше зеркальной. Результаты численных расчетов на рис. 3 и 4 представлены для  $\lambda = 0,532 \text{ мкм}$ .

Таким образом, следует ожидать, что наклонный лидар не будет чувствителен к горизонтально ориентированным пластинкам до величины флаттера  $1\text{--}3^\circ$ , в отличие от вертикально ориентированного лидара. При этом квазигоризонтально ориентированные столбики могут быть детектированы. Для количественного ответа на данный вопрос в следующем разделе эта задача решена численно.

## Результаты расчетов

Мы провели численное моделирование рассеяния света для  $\lambda = 0,532$  и  $1,064 \text{ мкм}$ . Рассмотрим результаты на примере  $\lambda = 0,532 \text{ мкм}$ , показателя преломления  $1,3116 + i1,48 \cdot 10^{-9}$ ,  $T = 0,3$ ;  $2$  и  $6^\circ$  и  $\theta = 0; 0,3; 3$  и  $5^\circ$ . Углы флаттера  $2$  и  $6^\circ$  соответствуют результатам экспериментальных наблюдений [24, 25], а угол флаттера  $0,3$  выбран для описания случая близкой к идеальной горизонтальной ориентации частиц в облаках. Углы наклона лидара  $0,3$  и  $3^\circ$  соответствуют углам наклона космических лидаров CALIPSO и EarthCARE, а  $0$  и  $5^\circ$  соответствуют углам наклона большинства наземных лидаров. Решение задачи рассеяния света представлено в виде полной матрицы рассеяния света. В рамках настоящей статьи в качестве иллюстрации решения представлен наиболее информативный элемент матрицы рассеяния света  $M_{11}$ . Полная матрица рассеяния света для обеих длин волн доступна в банке данных ИОА СО РАН.

В первую очередь практический интерес представляет сравнение двух предельных случаев: полностью горизонтально и полностью хаотически ориентированные частицы при зондировании вертикально ориентированным лидаром. Результаты такого сравнения приведены на рис. 5, а, в, д. Из результатов расчета видно, что элемент  $M_{11}$  горизонтально ориентированной пластинки более чем на два порядка выше значений как хаотически ориентированных пластинок, так и полых и идеальных столбиков (рис. 5, а). Этот результат хорошо согласуется с данными экспериментальных наблюдений для случая «ослепления» лидаров зеркальными слоями [28].

Горизонтально ориентированные столбики не имеют такого эффекта: их элемент  $M_{11}$  менее чем на порядок превосходит значение хаотически ориентированных идеальных столбиков. Здесь же важно отметить, что элемент  $M_{11}$  хаотически ориентированных полых столбиков примерно на порядок меньше элемента  $M_{11}$  идеальных. При этом с ростом флаттера (рис. 5, б) значение элементов  $M_{11}$  быстро меняется и уже для  $T = 6^\circ$  практически достигает значений хаотически ориентированных частиц. Такое различие в величине элемента  $M_{11}$  горизонтально ориентированных пластинок и столбиков является прямым следствием различия в ориентации частиц в пространстве (см. рис. 1).

Практический интерес также представляет сопоставление деполаризационного и спектрального отношений [19] горизонтально и хаотически ориентированных частиц (рис. 5, в и д). Общеизвестно, что деполаризационное отношение для хаотически ориентированных идеальных пластинок и столбиков равно  $0,2\text{--}0,3$  [19]. Также наши исследования доказывают, что хаотически ориентированные полые столбики дают деполаризационное отношение в районе  $0,5$  (рис. 5, в). Горизонтально ориентированные пластинки ожидаемо показывают нулевую

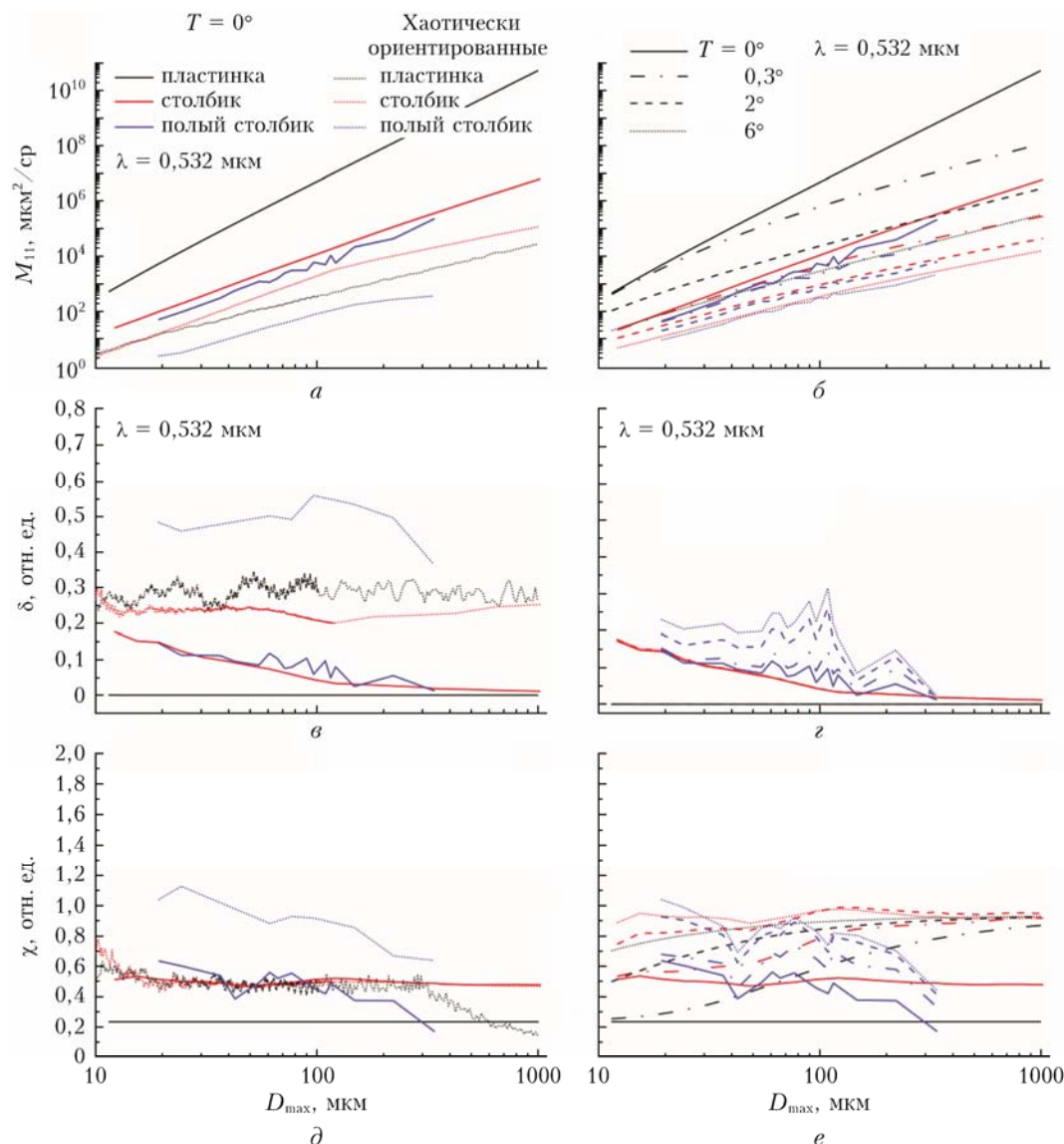


Рис. 5. Сравнение оптических характеристик полностью горизонтально ориентированных частиц и полностью хаотически ориентированных частиц ( $T = 0^\circ$ ) (а, в, д), а также изменение этих характеристик с ростом угла флаттера при зондировании вертикальным лидаром ( $\theta = 0^\circ$ ) (б, г, е): первый элемент матрицы рассеяния света  $M_{11}$  (а, б), деполаризационное отношение (в, г) и спектральное отношение (д, е) в зависимости от размера частиц (см. цветные рисунки на сайте <http://iao.ru/ru/content/vol.37-2024/iss.12>)

деполяризацию во всем диапазоне размеров (черная сплошная линия). Неожиданным результатом является резкое уменьшение деполаризационного отношения для столбиков от 0,2 практически до нуля в диапазоне размеров 10–100 мкм. Еще более интересным является рост деполаризационного отношения для полых столбиков с увеличением  $T$  (рис. 5, г) при неизменном деполаризационном отношении идеальных столбиков. Этот рост сохраняется и для наклонного лидара (рис. 6, б).

Спектральное отношение ведет себя более предсказуемо. Так, для горизонтально ориентированных пластинок спектральное отношение равно 0,25; оно монотонно увеличивается до единицы с ростом  $T$ , при этом чем крупнее частицы, тем быстрее рост (рис. 5, е). Полностью хаотически ориентированные

пластинки показывают  $\chi \approx 0,5$ . Аналогично ведут себя полые и идеальные столбики, только начальное значение  $\chi \approx 0,5$ .

Полученные результаты для случая полностью горизонтально ориентированных частиц при их наблюдении вертикально ориентированным лидаром хорошо согласуются с теоретически ожидаемым результатом, что величина обратного рассеяния от квазигоризонтально ориентированных пластинок будет на порядок больше, чем от квазигоризонтально ориентированных столбиков. Это подтверждает достоверность полученных численных данных и адекватность разработанных компьютерных алгоритмов, применяемых при моделировании.

Результаты для случая наклонного лидара (рис. 6) в целом также не противоречат здравому



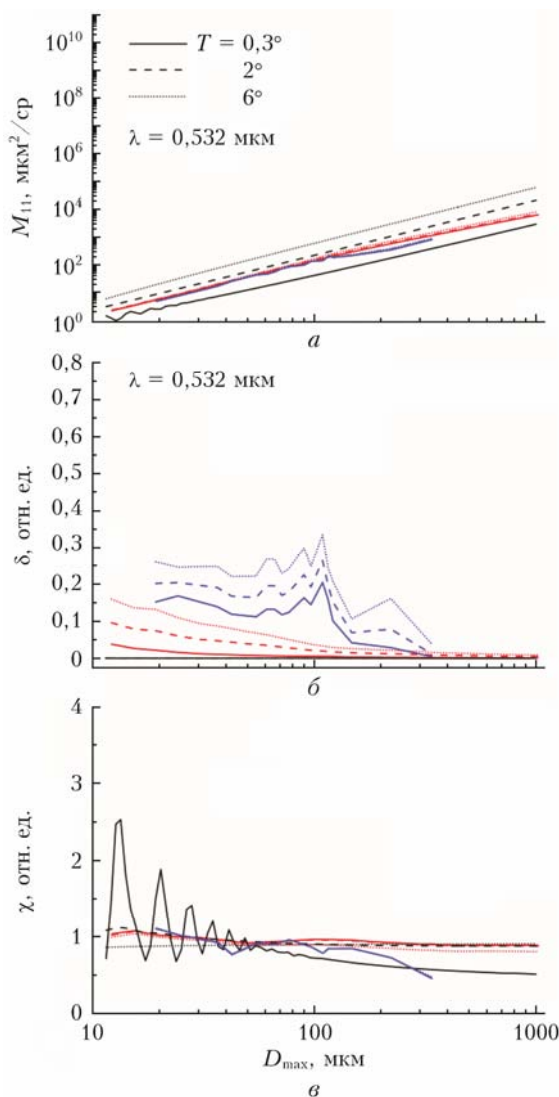


Рис. 6. Изменение оптических характеристик с ростом угла флаттера при зондировании наклонным лидаром ( $\theta = 5^\circ$ ):  $M_{11}$  (а), деполаризационного отношения (б) и спектрального отношения (в) в зависимости от  $D_{\max}$  для пластинок (черные кривые), столбиков (красные кривые) и полых столбиков (синие кривые)

смыслу и данным экспериментальных наблюдений (отличаются менее чем на 20%). Из рис. 6, а видно, что лидар, наклоненный под углом  $5^\circ$ , практически не «замечает» идеальных пластинок с  $T = 0,3^\circ$  на фоне частиц с  $T = 6^\circ$  (разница в элементах  $M_{11}$  практически в 10 раз). Для идеальных и полых столбиков элемент  $M_{11}$  практически не зависит от угла флаттера. Деполаризационное отношение столбиков возрастает с ростом флаттера, а у пластинок остается равным нулю. Спектральное отношение в основном остается равным единице, за исключением пластинок малых размеров, где осцилляции объясняются вкладом дифракционных колец, размер которых сопоставим с углом наклона лидара при таких размерах частиц.

Результаты расчетов для всех необходимых углов наклона лидара и типичных значений угла флат-

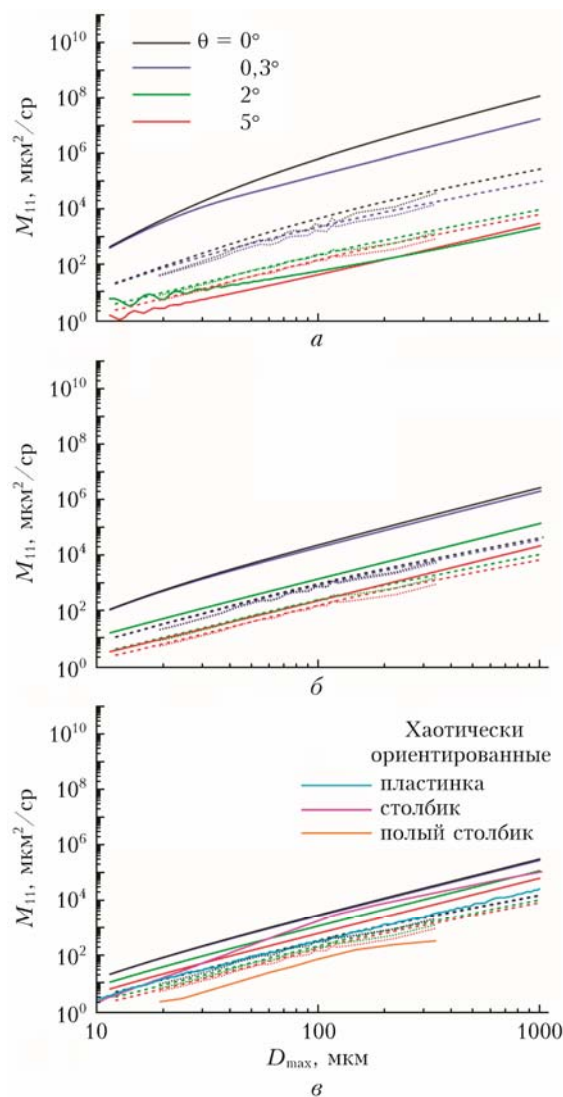


Рис. 7. Влияние угла флаттера  $T = 0,3$  (а);  $2$  (б);  $6^\circ$  (в) на первый элемент матрицы рассеяния света  $M_{11}$  для разных углов наклона лидара для пластинок (сплошные кривые), столбиков (штриховые), полых столбиков (пунктирные);  $\lambda = 0,532$  мкм

тера представлены на рис. 7 на примере элемента  $M_{11}$ . Для сравнения на рис. 7, в приведены хаотически ориентированные частицы.

Полученные результаты являются важным научным достижением в области решения задачи рассеяния света для перистых облаков, содержащих горизонтально ориентированные частицы, поскольку впервые открывают возможность построения оптической модели такого рода перистых облаков для интерпретации данных лазерного зондирования наклонными и сканирующими лидарами. Полная матрица рассеяния света ввиду ограниченности объема статьи не представлена, но доступна в банке данных матриц рассеяния света ИОА СО РАН.

## Заключение

Впервые предложено уникальное решение задачи рассеяния света для случая квазигоризонтально

ориентированных ледяных кристаллов вида «пластинка», «столбик» и «полый столбик» для основных лидарных длин волн 0,532 и 1,064 мкм, типичных значений углов наклонов лидара 0; 0,3; 3 и 5°, а также для характерных углов флаттера: 0; 0,3; 2 и 6°. Полученное решение впервые открывает возможность построения оптической модели перистых облаков, содержащих горизонтально ориентированные частицы размерами от 10 до 316 мкм, для интерпретации данных лазерного зондирования поляризационными наклонными и сканирующими лидарами, работающими на длине волны 0,532 мкм. Полное численное решение доступно в банке данных матриц рассеяния света ИОА СО РАН. Полученные результаты имеют важное значение для разработки оптической модели перистых облаков, содержащих слои горизонтально ориентированных кристаллов, для задач интерпретации данных лазерного зондирования атмосферы.

**Благодарности.** А.В. Коношонкин благодарит за поддержку Китайскую академию наук «CAS-PIFI, 2021VTA009».

**Финансирование.** Расчет оптических характеристик ледяных кристаллов выполнен при финансовой поддержке РФФИ (грант № 21-77-10089). Сравнение полученных результатов с данными экспериментальных наблюдений выполнено в рамках государственного задания ИОА СО РАН.

## Список литературы

1. Коханенко Г.П., Балин Ю.С., Боровой А.Г., Новоселов М.М. Исследования ориентации кристаллических частиц в ледяных облаках сканирующим лидаром // Оптика атмосф. и океана. 2022. Т. 35, № 4. С. 319–325. DOI: 10.15372/AOO20220412; Kokhanenko G.P., Balin Yu.S., Borovoi A.G., Novoselov M.M. Studies of the orientation of crystalline particles in ice clouds by a scanning lidar // Atmos. Ocean. Opt. 2022. V. 35, N 5. P. 509–516.
2. Балин Ю.С., Кауль Б.В., Коханенко Г.П. Наблюдения зеркально отражающих частиц и слоев в кристаллических облаках // Оптика атмосф. и океана. 2011. Т. 24, № 4. С. 293–299.
3. Самохвалов И.В., Брюханова В.В., Брюханов И.Д., Дорошкевич А.А., Животенко И.В., Волков С.Н., Кириллов Н.С., Ну Е.В., Стыкон А.П., Локтюшин О.Ю. Обнаружение в облаках верхнего яруса матричным поляризационным лидаром локальных областей горизонтально ориентированных ледяных частиц и исследование их характеристик // Актуальные проблемы радиофизики: 10-я Международная научно-практическая конференция, 26–29 сентября 2023 г., г. Томск: сб. трудов конференции. Томск: Изд. дом Том. гос. ун-та, 2023. С. 201–203.
4. Веселовский И.А., Коренский М.Ю., Барчунов Б.В., Касьяник Н.И., Худяков Д.В., Колготин А.В., Корнеев Д.С. Исследование атмосферного аэрозоля лидарными методами спектроскопии комбинационного рассеяния и лазерно-индуцированной флуоресценции // Лазерно-информационные технологии: труды XXX Международной научной конференции 12–17 сентября 2022 г., Новороссийск: НФ ФГБОУ ВО «Белгородский государственный технологический университет им. В.Г. Шухова», 2022. С. 153–154.
5. Sassen K., Zhu J., Benson S. Midlatitude cirrus cloud climatology from the facility for atmospheric remote sensing. IV. Optical displays // Appl. Opt. 2003. V. 42, N 3. P. 332–341. DOI: 10.1364/AO.42.000332.
6. Noel V., Sassen K. Study of planar ice crystal orientations in ice clouds from scanning polarization lidar observations // J. Appl. Meteorol. Climatol. 2005. V. 44. P. 653–664. DOI: 10.1175/JAM2223.1.
7. Hayman M., Spuler S., Morley B. Polarization lidar observations of backscatter phase matrices from oriented ice crystals and rain // Opt. Express. 2014. V. 22, N 14. P. 16976–16990. DOI: 10.1364/OE.22.016976.
8. Hayman M., Thayer J.P. General description of polarization in lidar using Stokes vectors and polar decomposition of Mueller matrices // J. Opt. Soc. Am. A. 2012. V. 29, N 4. P. 400–409. DOI: 10.1364/JOSAA.29.000400.
9. Reichardt J., Wandinger U., Klein V., Mattis I., Hilber B., Begbie R. RAMSES: German Meteorological Service autonomous Raman lidar for water vapor, temperature, aerosol, and cloud measurements // Appl. Opt. 2012. V. 51, N 34. P. 8111–8131. DOI: 10.1364/AO.51.008111.
10. Reichardt J., Reichardt S., Lin R.-F., Hess M., McGee T.J., Starr D.O. Optical-microphysical cirrus model // J. Geophys. Res. 2008. V. 113, D22201. DOI: 10.1029/2008JD010071.
11. Tinel C., Testud J., Pelon J., Hogan R.J., Protat A., Delanoë J., Bouniol D. The retrieval of ice-cloud properties from cloud radar and lidar synergy // J. Appl. Meteorol. Climatol. 2005. V. 44, N 6. P. 860–875. DOI: 10.1175/JAM2229.1.
12. Haeffelin M., Barthès L., Bock O., Boitel C., Bony S., Bouniol D., Chepfer H., Chiriaco M., Cuesta J., Delanoë J., Drobinski P., Dufresne J.-L., Flamant C., Grall M., Hodzic A., Hourdin F., Lapouge F., Lemaître Y., Mathieu A., Noël V., O'Hirok W., Pelon J., Pietras C., Protat A., Romand B., Scialom G., Vautard R. SIRTa, a ground-based atmospheric observatory for cloud and aerosol research // Ann. Geophys. 2005. V. 23, N 2. P. 253–275. DOI: 10.5194/angeo-23-253-2005.
13. Wang Z., Liu D., Xie C., Zhou J. An iterative algorithm to estimate LIDAR ratio for thin cirrus cloud over aerosol layer // J. Opt. Soc. Korea. 2011. V. 15, N 3. P. 209–215. DOI: 10.3807/JOSK.2011.15.3.209.
14. Wehr T., Kubota T., Tzeremes G., Wallace K., Nakatsuka H., Ohno Y., Koopman R., Rusli S., Kikuchi M., Eisinger M., Tanaka T., Taga M., Deghaye P., Tomita E., Bernaerts D. The EarthCARE mission – science and system overview // Atmos. Meas. Tech. 2023. V. 16, N 15. P. 3581–3608. DOI: 10.5194/amt-16-3581-2023.
15. Winker D.M., Pelon J., McCormick M.P. The CALIPSO mission: Spaceborne lidar for observation of aerosols and clouds // Proc. SPIE. 2003. V. 4893. DOI: 10.1117/12.466539.
16. Baum B.A., Yang P., Heymsfield A.J., Bansemmer A., Cole B.H., Merrelli A., Schmitt C., Wang C. Ice cloud single-scattering property models with the full phase matrix at wavelengths from 0.2 to 100  $\mu\text{m}$  // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2014. V. 146. P. 123–139. DOI: 10.1016/j.jqsrt.2014.02.029.
17. Baum B.A., Yang P., Heymsfield A.J., Schmitt C.G., Xie Y., Bansemmer A., Hu Y.-X., Zhang Z. Improvements in shortwave bulk scattering and absorption models for the remote sensing of ice clouds // J. Appl. Meteor. Climatol. 2011. V. 50, N 5. P. 1037–1056. DOI: 10.1175/2010JAMC2608.1.
18. Zhou C., Yang P. Backscattering peak of ice cloud particles // Opt. Express. 2015. V. 23, N 9. P. 11995–12003. DOI: 10.1364/OE.23.011995.

19. Ткачев И.В., Тимофеев Д.Н., Кустова Н.В., Коношонкин А.В. Банк данных матриц обратного рассеяния света на атмосферных ледяных кристаллах размерами 10–100 мкм для интерпретации данных лазерного зондирования // Оптика атмосф. и океана. 2021. Т. 34, № 3. С. 199–206. DOI: 10.15372/AOO20210306.
20. Yang P., Hioki S., Saito M., Kuo C.-P., Baum B., Liou K.-N. A Review of ice cloud optical property models for passive satellite remote sensing // Atmosphere. 2018. V. 9, N 12. P. 499. DOI: 10.3390/atmos9120499.
21. Коношонкин А.В., Кустова Н.В., Шишко В.А., Тимофеев Д.Н., Кан Н., Ткачев И.В., Боровой А.Г., Коханенко Г.П., Балин Ю.С. Расчет сигнала сканирующего лидара при зондировании перистых облаков, содержащих преимущественно горизонтально ориентированные кристаллы // Оптика атмосф. и океана. 2023. Т. 36, № 2. С. 116–121. DOI: 10.15372/AOO20230206.
22. Borovoi A., Balin Y., Kokhanenko G., Penner I., Konoshonkin A., Kustova N. Layers of quasi-horizontally oriented ice crystals in cirrus clouds observed by a two-wavelength polarization lidar // Opt. Express. 2014. V. 22, N 20. P. 24566–24573. DOI: 10.1364/OE.22.024566.
23. Mishchenko M.I., Hovenier J.W., Travis L.D. Light Scattering by Nonspherical Particles: Theory, Measurements, and Geophysical Applications. San Diego: Academic Press, 1999. 690 p.
24. Kokhanenko G.P., Balin Y.S., Klemasheva M.G., Nasonov S.V., Novoselov M.M., Penner I.E., Samoilo-va S.V. Scanning polarization lidar LOSA-M3: Opportunity for research of crystalline particle orientation in the ice clouds // Atmos. Meas. Tech. 2020. V. 13, N 3. P. 1113–1127. DOI: 10.5194/amt-13-1113-2020.
25. Kokhanenko G.P., Balin Y.S., Klemasheva M.G., Nasonov S.V., Novoselov M.M., Penner I.E., Samoilo-va S.V. Study of crystalline particles with a pronounced horizontal orientation using a scanning lidar LOSA-M3 // Proc. SPIE. 2019. V. 11208. P. 112084 DOI: 10.1117/12.2540780.
26. Kustova N., Konoshonkin A., Kokhanenko G., Wang Z., Shishko V., Timofeev D., Borovoi A. Lidar backscatter simulation for angular scanning of cirrus clouds with quasi-horizontally oriented ice crystals // Opt. Lett. 2022. V. 47, N 15. P. 3648–3651. DOI: 10.1364/OL.463282.
27. Zhu X., Wang Z., Konoshonkin A., Kustova N., Shishko V., Timofeev D., Tkachev I., Liu D. Backscattering properties of randomly oriented hexagonal hollow columns for lidar application // Opt. Express. 2023. V. 31, N 21. P. 35257–35271. DOI: 10.1364/OE.502185.
28. Балин Ю.С., Кауль Б.В., Коханенко Г.П. Наблюдение зеркально отражающих частиц и слоев в кристаллических облаках // Оптика атмосф. и океана. 2011. Т. 24, № 4. С. 293–299.
29. Auer A.H., Veal D.L. The dimension of ice crystals in natural clouds // J. Atmos. Sci. 1970. V. 27. P. 919–926. DOI: 10.1175/1520-0469(1970)027<0919:TDOICI>2.0.CO;2.
30. Heymsfield A. Ice crystal terminal velocities // J. Atmos. Sci. 1972. V. 29. P. 1348–1357. DOI: 10.1175/1520-0469(1972)029<1348:ICTV>2.0.CO;2.
31. Schmitt C.G., Heymsfield A.J. On the occurrence of hollow bullet rosette- and column-shaped ice crystals in midlatitude cirrus // J. Atmos. Sci. 2007. V. 64. P. 4514–4519. DOI: 10.1175/2007JAS2317.1.
32. 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. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2022. 384 с.

*A.V. Konoshonkin, N.V. Kustova, V.A. Shishko, D.N. Timofeev, A.E. Babinovich. Light backscattering for horizontally oriented ice “plate”, “column”, and “hollow column” particles of cirrus clouds.*

Cirrus clouds play an important role in formation of the climate of our planet, as far as they influence its radiation balance. Their study requires solving the problem of interpreting atmospheric laser sounding data, which is solved differently for clouds consisting of randomly oriented ice crystals and clouds containing layers of horizontally oriented crystals. In this article, within the framework of the physical optics method, light backscattering properties for horizontally oriented ice particles of cirrus clouds of the “plate”, “column” and “hollow column” type were numerically simulated. Simulations were carried out for particles ranging in size from 10 to 316  $\mu\text{m}$  for wavelengths of 0.532 and 1.064  $\mu\text{m}$  with refractive indexes for ice of  $1.3116 + i1.48 \cdot 10^{-9}$  and  $1.3004 + i1.9 \cdot 10^{-6}$ . The solution was obtained for typical lidar tilt angles of 0, 0.3, 3, and 5°. The results are of interest for developing an optical model of cirrus clouds for interpreting atmospheric laser sounding data in case of cirrus clouds containing this types of particles.