

ОПТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И БАЗЫ ДАННЫХ ОПТИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ ОБ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЕ

УДК 537.876; 535.36; 535.44

Характеристики обратного рассеяния света на полых ледяных гексагональных столбиках для построения оптической модели перистых облаков

А.В. Коношонкин^{✉1,2}, Н.В. Кустова¹, В.А. Шишко^{1,2}, Д.Н. Тимофеев¹,
И.В. Ткачев¹, Е. Бакуте², А.Е. Бабинович², Х. Zhu³, Z. Wang^{3*}

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

²Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

³Key Laboratory of Atmospheric Optics, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics,
Hefei Institutes of Physical Science, Chinese Academy of Sciences, Hefei, DC 230031, China

Поступила в редакцию 14.08.2023 г.;

после доработки 28.09.2023 г.;

принята к печати 2.11.2023 г.

Перистые облака влияют на радиационный баланс нашей планеты и играют важную роль в формировании климата. Изучение их оптических свойств требует решения задачи рассеяния света на ледяных несферических частицах. В рамках метода физической оптики проведено численное моделирование характеристик обратного рассеяния света для полых гексагональных столбиков размером от 10 до 316 мкм для длин волн 0,355, 0,532 и 1,064 мкм. Показано, что при увеличении полости гексагональных столбиков сначала быстро исчезает пик обратного рассеяния, вызванный уголкового отражением, затем появляется несколько вторичных максимумов величиной до 10% от величины основного пика. При этом их положение практически не зависит от размера частицы и длины волны излучения, но существенно зависит от формы частицы. Полученные результаты представляют интерес для построения оптической модели перистых облаков в задачах лазерного зондирования атмосферы.

Ключевые слова: рассеяние света, метод физической оптики, атмосферные ледяные кристаллы, перистые облака, полые гексагональные столбики; light scattering, physical optics method, atmospheric ice crystal, cirrus cloud, hollow hexagonal column.

Введение

Изучение оптических свойств ледяных кристаллов перистых облаков [1] необходимо при исследовании их влияния на радиационный баланс планеты [2]. Ученые активно предпринимают попытки решения задачи рассеяния света на несферических частицах с 1950-х гг., используя как точные, так и численные методы [3]. В последнее время было разработано большое количество различных подходов к решению этой задачи, каждый из которых имеет свои достоинства и недостатки. Например, методами конечных разностей во временной области [4–6] или дискретных диполей [7–9] можно

получить точное решение, однако их вычислительная сложность увеличивается с ростом размеров частиц, и они могут эффективно применяться только для частиц размером до 10 мкм. При этом реальный размер частиц в облаках колеблется в основном в диапазоне 30–300 мкм. Поставленную задачу можно было бы решать в приближении хорошо известного метода геометрической оптики [10–12], однако для задач лазерного зондирования атмосферы основной интерес представляет обратное рассеяние света, в котором приближение геометрической оптики содержит сингулярность из-за эффекта уголкового отражения [13]. Для устранения указанных недостатков в Институте оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН разработан метод физической оптики [14, 15], основанный на алгоритме трассировки оптических пучков [16].

Важно отметить, что большинство современных оптических моделей перистых облаков основано на модели выпуклых кристаллических частиц [17, 18], тогда как С.Г. Schmitt et al. [19] показали, что 50–80% частиц в перистых облаках являются полыми.

* 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); Илья Валерьевич Ткачев (tiv@iao.ru); Евгения Бакуте (e.bakute@sibmail.com); Анастасия Евгеньевна Бабинович (anastasiababinovich@gmail.com); Xuanhao Zhu; Zhenzhu Wang.

Результаты исследования были получены с помощью пленочного анализатора формы частиц, установленного на воздушном шаре [20]. У. Такао et al. [21] методом трассировки лучей рассчитали оптические характеристики частиц неправильной формы: они существенно отличаются для цельного и пустотелого гексагональных столбиков. В экспериментах по созданию ледяных кристаллов было установлено, что глубина полости гексагональных столбиков зависит от параметров окружающей среды, а сами частицы обладают различными рассеивающими свойствами [22].

Цель данной работы — исследование оптических свойств полых гексагональных столбиков для улучшения качества интерпретации данных лазерного зондирования перистых облаков поляризационными лидарами и создания реалистичной модели перистых облаков. В расчетах использовался разработанный в ИОА СО РАН метод физической оптики [14, 15] в своей последней реализации MBS-1 [23], позволяющий рассчитывать оптические характеристики невыпуклых частиц. Решение проводилось для случая зондирования хаотически ориентированных гексагональных столбиков поляризационным лидаром на длинах волн $\lambda = 0,355; 0,532$ и $1,064$ мкм.

Материалы и методы

Решение задачи рассеяния света на перистых облаках для задач лазерного зондирования удобно получать в виде матрицы обратного рассеяния света, или матрицы Мюллера [2, 16], поскольку она позволяет напрямую получать квадратичные величины рассеянного поля. Матрица рассеяния света от всего облака может быть получена на основе матриц рассеяния света от кристаллов, из которых это облако состоит.

Модель полого гексагонального столбика, наиболее точно соответствующая результатам экспериментальных наблюдений, представляет собой гексагональную призму с двумя одинаковыми пирамидальными углублениями в основании призмы [24]. Такая форма в некотором смысле напоминает песочные часы. Для удобства введем параметр полости μ , позволяющий определить глубину полости гексагонального столбика: $\mu = 0$ соответствует выпуклой идеальной гексагональной призме, а $\mu = 1$ — случаю, когда углубления касаются друг друга. Если обозначить длину ребра гексагонального основания как $D/2$, высоту гексагональной призмы L , а глубину углубления h (рис. 1), то получаем

$$\mu = \frac{2h}{L}. \quad (1)$$

Величина μ связана с углом ξ , образованным основанием гексагональной призмы и ребром углубления, следующим образом:

$$\operatorname{tg} \xi = \frac{h}{D/2} = \frac{L}{D} \mu. \quad (2)$$

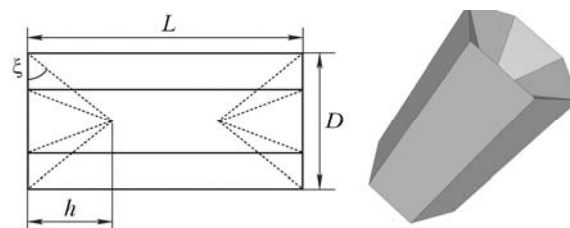


Рис. 1. Внешний вид полой гексагональной частицы

В реальных перистых облаках длина L и ширина D гексагонального столбика не являются независимыми величинами. Анализ литературы показал, что в настоящее время для описания таких частиц используются в основном три эмпирические зависимости [25–27], показанные на рис. 2.

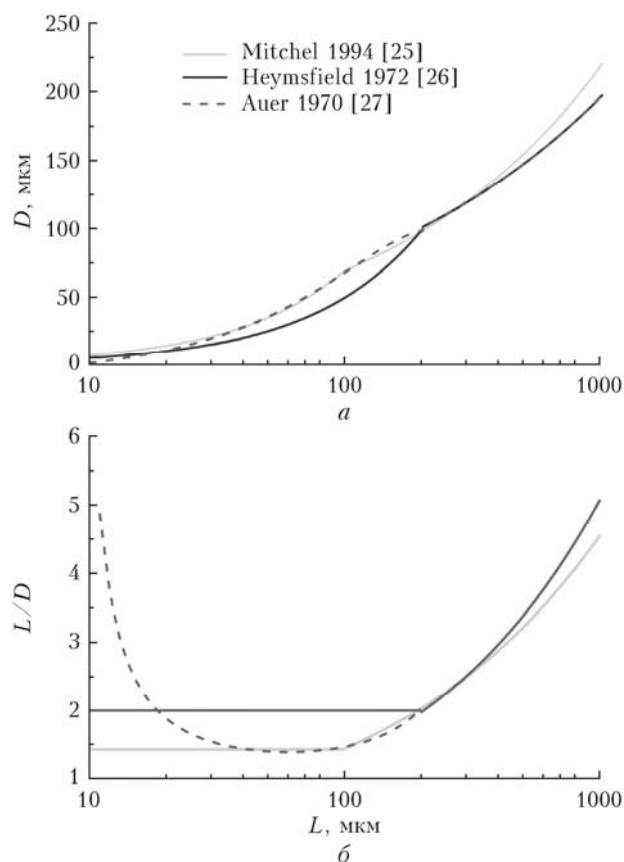


Рис. 2. Зависимость ширины (a) и параметра формы (b) гексагонального кристалла от его длины

Для случая $30 < L < 300$ мкм модели D.L. Mitchell [25] и A.H. Auer [27] очень хорошо согласуются между собой, в то время как модель A. Heymsfield [26] отличается более чем на 10%. Поскольку именно на этот диапазон приходится максимум концентрации частиц в облаке, то в настоящей работе будем использовать более новую модель D.L. Mitchell [25]. Связь ширины кристалла с его длиной для этой модели имеет вид

$$\begin{aligned} D &= 0,7L, & L < 100 \text{ мкм}, \\ D &= 6,96\sqrt{L}, & L \geq 100 \text{ мкм}. \end{aligned} \quad (3)$$

Показатель преломления n выбираем согласно исследованию [28]: для $\lambda = 0,355$; $0,532$ и $1,064$ мкм $n = 1,3249 + 0 \cdot i$, $n = 1,3116 + 0 \cdot i$ и $n = 1,3004 + 0,0000019 \cdot i$ соответственно. Как было показано ранее, поглощением света при $\lambda = 0,355$ и $0,532$ мкм можно пренебречь [29].

Поскольку параметр формы кристалла (отношение его длины к ширине) (см. рис. 2, б) в основном находится в диапазоне $3,5-1,5$, следует предполагать, что частицы в облаке в некоторых случаях могут принимать выраженную пространственную ориентацию, которая наблюдается в основном у частиц с параметром формы более 5. В рамках данного исследования рассмотрим только случай хаотической пространственной ориентации полых гексагональных частиц в облаке. Случай выраженной (горизонтальной) ориентации частиц заслуживает отдельного большого исследования.

В настоящей работе будем определять положение частицы в пространстве тремя углами Эйлера α, β, γ аналогично [2]. Поскольку в задачах лазерного зондирования получаемый лидаром сигнал формируется большим количеством хаотически ориентированных частиц в облаке, результирующая матрица рассеяния света является суммой (интегралом) матриц рассеяния всех входящих в облако частиц с учетом их ориентации в пространстве, формы и распределения по размерам:

$$\langle \mathbf{M} \rangle = \int_{L_{\min}}^{L_{\max}} \int_0^1 \iiint_{\alpha\beta\gamma} \mathbf{M}_0(\alpha, \beta, \gamma, \mu, L) p(\alpha, \beta, \gamma, \mu, L) \times \sin(\beta) d\alpha d\beta d\gamma d\mu dL, \quad (4)$$

где $\langle \mathbf{M} \rangle$ – матрица рассеяния света от облака; \mathbf{M}_0 – матрица рассеяния света отдельного кристалла; $p(\alpha, \beta, \gamma, \mu, L)$ – плотность распределения вероятностей; $\sin(\beta)$ – якобиан перехода при интегрировании по углам Эйлера. Поскольку распределение частиц по размерам статистически не связано с их ориентацией в пространстве и формой, то плотность распределения вероятностей можно разделить:

$$p(\alpha, \beta, \gamma, \mu, L) = p_1(\alpha, \beta, \gamma) p_2(\mu) p_3(L), \quad (5)$$

и провести интегрирование (4) в три этапа:

$$\mathbf{M}_1(L, \mu) = \iiint_{\alpha\beta\gamma} \mathbf{M}_0(\alpha, \beta, \gamma, \mu, L) p_1(\alpha, \beta, \gamma) \times \sin(\beta) d\alpha d\beta d\gamma, \quad (6)$$

$$\mathbf{M}_2(L) = \int_0^1 \mathbf{M}_1(L, \mu) p_2(\mu) d\mu, \quad (7)$$

$$\langle \mathbf{M} \rangle = \int_{L_{\min}}^{L_{\max}} \mathbf{M}_2(L) p_3(L) dL, \quad (8)$$

где $p_1(\alpha, \beta, \gamma)$ описывает распределение частиц в облаке по ориентациям, $p_2(\mu)$ – по величине полности, $p_3(L)$ – по размерам.

С точки зрения задачи рассеяния света основную сложность составляет вычисление матрицы \mathbf{M}_0 для всего диапазона углов Эйлера, размеров и форм частиц в облаке. Поскольку, как уже отмечалось выше, при лазерном зондировании перистых облаков сигнал формируется очень большим числом кристаллов в облаке, то можно утверждать, что хаотическая (случайная) ориентация частиц с хорошей точностью может быть описана равномерным законом распределения

$$p_1(\alpha, \beta, \gamma) = \frac{1}{\iiint_{\alpha\beta\gamma} \sin(\beta) d\alpha d\beta d\gamma} = \frac{1}{8\pi^2}. \quad (9)$$

Таким образом, если удастся найти матрицу \mathbf{M}_0 , то легко найти матрицу \mathbf{M}_1 , которая является основой для нахождения матриц \mathbf{M}_2 и $\langle \mathbf{M} \rangle$. На практике нахождение матриц \mathbf{M}_0 и \mathbf{M}_1 является задачей рассеяния света, а матриц \mathbf{M}_2 и $\langle \mathbf{M} \rangle$ – задачей построения оптической модели перистых облаков. Поскольку это две принципиально разные задачи, то в рамках данной статьи сфокусируемся только на решении первой, т.е. нахождении матрицы \mathbf{M}_1 , а нахождению и исследованию матрицы $\langle \mathbf{M} \rangle$ посвящаем следующую статью.

Матрица обратного рассеяния света для облака хаотически ориентированных частиц, когда эффектами многократного рассеяния можно пренебречь, имеет вид [17, 30]:

$$\mathbf{M}_1 = \begin{pmatrix} M_{11} & 0 & 0 & M_{14} \\ 0 & M_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -M_{22} & 0 \\ M_{14} & 0 & 0 & M_{11} - 2M_{22} \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Для частиц, имеющих плоскость симметрии, к которым относится предложенная нами модель полого гексагонального столбика, элемент $M_{14} = 0$ [2]. Элемент M_{11} соответствует дифференциальному сечению рассеяния в направлении строго назад, а элемент M_{22} отражает поляризационные характеристики рассеянного излучения.

Прямое измерение элементов матрицы обратного рассеяния света при помощи лидара невозможно. Даже лидары, направленные на измерение всех элементов матрицы рассеяния света, восстанавливают их величины при помощи сложных преобразований нескольких независимых измерений [31]. Лидары, как правило, измеряют коэффициент обратного рассеяния β , деполаризационное отношение δ , спектральное отношение χ и лидарное отношение S , связанные с элементами рассматриваемой матрицы следующим образом:

$$\beta = cM_{11}; \quad \delta = \frac{M_{11} - M_{22}}{M_{11} + M_{22}}; \quad \chi = \frac{M_{11}(\lambda_1)}{M_{11}(\lambda_2)}; \quad S = \frac{c\sigma_{\text{ext}}}{\beta} \approx \frac{2s}{M_{11}}, \quad (11)$$

где c – коэффициент, характеризующий концентрацию частиц в облаке; σ_{ext} – сечение экстинкции,

которое для крупных хаотически ориентированных частиц с достаточно хорошей точностью может быть принято как удвоенная средняя площадь проекции частицы s [32]. При решении задачи рассеяния света на выпуклых частицах перистых облаков s равна $1/4$ площади поверхности частицы [33]. Стоит отметить, что площадь проекции пустотелого гексагонального столбика равна площади проекции идеального гексагонального столбика, что значительно упрощает вычисление s .

Результаты и обсуждение

Размеры ледяных кристаллов перистых облаков, как правило, лежат в диапазоне 5–5000 мкм, т.е. превышают длину волны лазерного излучения лидара. При этом основная доля кристаллов приходится на диапазон 30–300 мкм [34]. Особенностью метода физической оптики является то, что его нижняя граница применимости находится в районе размеров частиц порядка 10 мкм [30]. Поэтому расчеты выполнялись только для частиц крупнее 10 мкм. Вычислительная сложность задачи существенно возрастает с увеличением размера частиц, поэтому мы ограничились размером частиц 316 мкм.

С помощью вычислительного кластера «Феликс-К» ИОА СО РАН [35] нам удалось получить решение для следующих размеров частиц: 10; 15,85; 19,95; 25,12; 39,81; 50,12; 63,1; 79,45; 100; 158,5; 199,53; 251,2; 316,2 мкм. Эти размеры были выбраны таким образом, чтобы при переходе к логарифмической шкале интервал между узлами расчетной сетки был равным. В дальнейшем будут добавлены размеры 398,1; 501,2; 630,1; 794,5 мкм. Расчет кристаллов указанных размеров удалось выполнить на вычислительном кластере в течение одного месяца (расчет на обычном четырехядерном персональном компьютере занял бы порядка восьми лет).

Результаты расчетов представлены на рис. 3 и 4 (цв. вкладка). Поскольку зависимость ширины кристалла D от его длины L согласно выражению (3) различная для частиц меньше 100 мкм и больше 100 мкм, то результаты расчетов также представлены для этих случаев отдельно. Основное отличие в рассеянии света между идеальными и полыми гексагональными столбиками заключается в том, что возникновение полости приводит к исчезновению хорошо известного эффекта углового отражения, и, как следствие, траектории оптических лучей, доминирующие в обратном направлении, становятся более сложными. В результате этого характеристики обратного рассеяния существенно меняются.

Проанализируем характеристики обратного рассеяния света на ледяных кристаллах в диапазоне $\lambda = 10$ –316 мкм в зависимости как от размера кристалла, так и от μ . Из рис. 3, *a, z, ж* и 4, *a, z, ж* видно, что пик интенсивности, вызванный угловым отражением, практически полностью исчезает при увеличении параметра μ до 0,08. Дальнейшее

увеличение параметра μ приводит к появлению вторичных максимумов на всех трех длинах волн. Для кристаллов размером до 100 мкм отчетливо видны максимумы в окрестности $\mu = 0,1$ и 0,6. При этом положение этих максимумов практически не зависит от длины волны, в то время как их ширина меняется с длиной волны: чем меньше длина волны, тем острее максимумы. В частности, это хорошо заметно на вторичных максимумах в районе $\mu = 0,25$ и 0,72, которые практически не заметны на $\lambda = 1,064$ мкм, но отчетливо видны для крупных кристаллов на $\lambda = 0,355$ мкм.

Для частиц крупнее 100 мкм видно сильное смещение максимумов, что вызвано изменением формы кристалла согласно (3) и, как следствие, изменением угла полости согласно (2). Для того чтобы оценить, какой из параметров оказывает более сильное влияние, перестроим рис. 4 так, чтобы характеристики стали функцией угла полости ξ (рис. 5, цв. вкладка). Видно, что изменение параметра формы оказывает не столь значительное влияние, как угол полости, и положение некоторых вторичных максимумов в основном сохраняется, особенно в окрестности углов полости 40 и 50°.

Анализ элемента M_{11} позволяет сделать следующие выводы. Эффект углового отражения практически полностью пропадает при $\mu = 0,08$ ($\xi = 6,5^\circ$) независимо от длины волны света и размера кристалла, при этом дифференциальное сечение рассеяния значительно уменьшается: от 10 до 100 раз в зависимости от размера кристалла. С увеличением угла полости наблюдается появление серии вторичных максимумов (до 6 шт.), которые могут достигать 10% от величины основного максимума. Положение максимумов главным образом определяется углом полости, параметр формы играет второстепенное значение. Понимание этих свойств позволяет более рационально провести интерполяцию характеристик рассеяния для промежуточных размеров частиц, необходимых для построения оптической модели.

Полученные для дифференциального сечения рассеяния выводы находят свое отражение в закономерностях, наблюдаемых в лидарном отношении, которое обратно пропорционально дифференциальному сечению рассеяния, умноженному на площадь кристалла (11). Если решение задачи рассеяния с увеличением размера частицы вышло на так называемый геометрооптический режим (т.е. элементы матрицы рассеяния пропорциональны квадрату размера), то лидарное отношение перестает меняться при укрупнении частиц. Это хорошо видно для случая крупных идеальных столбиков: рис. 3, *в, e, и* и рис. 4, *в, e, и* для $\mu = 0$. Поскольку угловое отражение формируется достаточно крупными (т.е. с большим поперечным сечением) оптическими пучками, то идеальные гексагональные столбики быстрее выходят на геометрооптический режим с ростом размера. То же самое справедливо и для вторичных локальных максимумов, поскольку соответствующее им значение лидарного отношения также мало меняется с ростом размера кристалла.

Практический интерес для построения оптической модели перистых облаков, содержащих полые гексагональные столбики, представляет зависимость элемента M_{11} от μ и L . Для обеспечения сходимости методов численного интегрирования шаг расчетной сетки по L необходимо выбирать достаточно мелкий, что ввиду вычислительной сложности расчета подразумевает проведение интерполяции имеющихся данных. Поскольку лидарное отношение, в отличие от элемента M_{11} , слабо меняется с ростом размера, то интерполяцию разумнее всего проводить следующим образом: сначала строится лидарное отношение как функция от ξ для всех имеющихся размеров. Затем происходит интерполяция лидарного отношения на необходимую расчетную сетку, а далее на его основе вычисляется элемент M_{11} по формуле (11).

Вторым независимым элементом матрицы обратного рассеяния света является M_{22} , связанный с деполаризационным отношением. Видно (рис. 3, б, д, з; рис. 4, б, д, з; рис. 5, б, д, з), что деполаризационное отношение резко меняется при незначительном отклонении формы кристалла от идеальной. Несмотря на то что пик интенсивности, вызванный уголковым отражением, монотонно убывает с ростом параметра полости в диапазоне μ от 0 до 0,08, деполаризационное отношение успевает на этом интервале достичь своего локального максимума $\delta = 0,5-0,7$, положение которого смещается в сторону малых значений μ при росте размера кристалла.

Важно понимать, что низкое значение деполаризационного отношения является признаком доминирования оптических пучков с очень простой траекторией, которая характеризуется малым числом отражений света от граней кристалла и тем, что при этом не поворачивается плоскость поляризации падающего излучения. В частности, уголковое отражение образовано в основном траекториями с двумя отражениями, находящимися в одной плоскости.

Интересно отметить, что вторичные локальные максимумы, в отличие от первого, характеризуются высоким значением деполаризационного отношения, следовательно, формируются достаточно сложными траекториями. Низкие значения деполаризационного отношения в окрестности $\mu = 0,3$ и $0,45$ соответствуют областям локальных минимумов дифференциального сечения рассеяния, где существенен вклад зеркального отражения света от поверхности частицы, которое, как правило, характеризуется низким значением деполаризационного отношения.

Анализ поведения деполаризационного отношения показал, что интерполяцию элемента M_{22} удобнее выполнять следующим образом. Сначала строится деполаризационное отношение как функция от угла полости и размера кристалла, затем интерполируется для тех же размеров, для которых интерполировалось лидарное отношение и вычислялся элемент M_{11} . Далее восстанавливается элемент M_{22} из имеющегося деполаризационного отношения и элемента M_{11} .

Также важно понять, как длина волны лидара и связанный с ней показатель преломления влияют на характеристики обратного рассеяния кристаллов. Проанализировать влияние показателя преломления можно, перейдя к безразмерным параметрам: заменив размер частицы дифракционным параметром ($x = \pi L/\lambda$) и поделив матрицу рассеяния света на k^2 , где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число. В этом случае решение становится инвариантным относительно длины волны света. Например, два расчета $\lambda = 1,064$ и $0,532$ мкм при $L = 100$ и $50,12$ мкм ($x = 295$, рис. 6, а) дадут одно и то же решение, отличающееся только показателем преломления. Также для этих двух длин волн можно подобрать пары размеров: $50,12$ и $25,12$ мкм ($x = 148$, рис. 6, б), $19,95$ и 10 мкм ($x = 59$, рис. 6, в), соответствующие одному и тому же дифракционному параметру. Для $\lambda = 0,532$ и $0,355$ мкм можно выбрать размеры $25,12$ и $15,85$ мкм ($x \approx 144$, рис. 6, з), а также $63,1$ и $39,81$ мкм ($x \approx 360$, рис. 6, д); для $\lambda = 1,064$ и $0,355$ мкм — $79,45$ и $25,12$ мкм ($x \approx 230$, рис. 6, е).

Результаты сравнения представлены на рис. 6 (цв. вкладка). Видно, что влияние показателя преломления незначительно, особенно для дифракционного параметра больше 100 (рис. 6, а и б). Однако происходит небольшое смещение некоторых вторичных максимумов, например в окрестности $\mu = 0,1$ и $0,2$, при этом максимум в окрестности $\mu = 0,6$ достаточно устойчив при изменении показателя преломления.

Однако в реальном эксперименте не удастся отделить влияния показателя преломления от влияния длины волны. Лидары позволяют измерять лишь реальное отношение интенсивностей излучения на разных длинах волн, т.е. спектральное отношение χ (11), которое для нашего решения представлено на рис. 7 (цв. вкладка). Из теории следует ожидать, что после выхода на геометрикооптический режим χ перестанет меняться с ростом размера кристалла. Подтверждением этому является постоянство спектрального отношения для идеального столбика ($\mu = 0$) на рис. 7. Однако поскольку положение некоторых вторичных локальных максимумов смещается при изменении показателя преломления, то в χ наблюдаются соответствующие сильные всплески в окрестности $\mu = 0,1$; $0,15$ и $0,2$, несмотря на то, что в целом при сохранении параметра формы (т.е. при $L < 100$ мкм) спектральное отношение остается достаточно стабильным при увеличении размера кристалла.

Стоит отметить, что в окрестности $\mu = 0,2$, где положение вторичного максимума не зависит от показателя преломления, наблюдается стабильное значение спектрального отношения. Тем не менее для крупных кристаллов, когда параметр формы меняется с ростом размера кристалла, а соответственно меняется и положение вторичных максимумов, спектральное отношение ведет себя достаточно непредсказуемым образом, осциллируя в окрестности 1. Таким образом, надежда на то, что удастся получить значение матрицы рассеяния света на

произвольной длине волны, имея расчет на какой-то одной длине волны, используя интерполяцию спектрального отношения, не оправдались.

Таким образом, анализ решения показал, что интерполяцию матрицы обратного рассеяния света оптимально проводить через интерполяцию лидарного и деполаризационного отношений, как это было описано выше. Результаты представлены на рис. 8, *в* (цв. вкладка) на примере лидарного отношения для $\lambda = 0,355$ мкм. Для сравнения показан вариант интерполяции в зависимости от параметра полости (рис. 8, *а*) и угла полости (рис. 8, *б*). Видно, что предложенный нами подход позволяет существенно улучшить качество интерполяции, что хорошо заметно на примере сохранения глубины локальных минимумов. Полученное решение позволяет в дальнейшем успешно рассчитывать оптическую модель перистого облака посредством задания соответствующих законов распределения частиц по величине полости p_2 и по размерам p_3 , вычисляя интегралы (6).

Заключение

Анализ характеристики обратного рассеяния света на ледяных кристаллах показал, что эффект уголкового отражения практически полностью пропадает при величине полости $\mu = 0,08$ (величина угла полости $\xi = 6,5^\circ$) независимо от длины волны и размера кристалла, при этом дифференциальное сечение рассеяния значительно уменьшается: от 10 до 100 раз в зависимости от размера кристалла. С увеличением степени полости наблюдается появление серии вторичных максимумов (до 6 шт.), величина которых может достигать 10% от величины уголкового отражения. Положение максимумов главным образом определяется углом полости.

Исследование поведения лидарного отношения показало, что интерполяцию элемента M_{11} разумнее всего проводить следующим образом: сначала строится лидарное отношение как функция от угла полости для всех имеющихся размеров, затем происходит интерполяция лидарного отношения на необходимую расчетную сетку, а далее на его основе вычисляется элемент M_{11} .

Поведение деполаризационного отношения доказывает, что интерполяцию элемента M_{22} удобнее выполнять так: сначала строится деполаризационное отношение как функция от угла полости и размера кристалла, затем оно интерполируется для тех же размеров, для которых интерполировалось лидарное отношение и вычислялся элемент M_{11} . Далее восстанавливается элемент M_{22} из имеющегося деполаризационного отношения и элемента M_{11} .

Полученное в статье решение для матриц обратного рассеяния света в зависимости от размеров полых кристаллов, степени полости и длины волны падающего излучения позволяет успешно рассчитывать необходимую для задач лазерного зондирования атмосферы оптическую модель перистого облака. Для этого требуется дополнительно задать соответствующие законы распределения частиц по величине полости и размерам.

Благодарности. В.А. Шишко благодарит за поддержку программу развития Томского государственного университета (Приоритет-2030). А.В. Коношонкин благодарит за поддержку Китайскую академию наук (CAS-PIFI, 2021VTA0009).

Финансирование. Расчет оптических свойств кристаллов невыпуклой формы выполнен при финансовой поддержке Гранта Президента РФ МД-3149.2022.1.5. Исследование вариаций спектрального отношения осуществлено при финансовой поддержке National Natural Science Foundation of China (41975038, 42375122) и Hefei Institutes of Physical Science, Chinese Academy of Sciences Director's Fund (2021YZGH01). Анализ характеристик обратного рассеяния света в зависимости от степени полости кристаллов выполнен в рамках государственного задания ИОА СО РАН.

Список литературы

1. *Mischenko M., Hovenier J.W., Travis L.D.* Light scattering by nonspherical particles. San Diego: Academic press, 2000. 720 p.
2. *Liou K.N.* Influence of cirrus clouds on weather and climate processes – a global perspective // *Mon. Weather. Rev.* 1986. V. 114, N 6. P. 1167–1199.
3. *Jacobowitz H.* A method for computing the transfer of solar radiation through clouds of hexagonal ice crystals // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 1971. V. 11, N 6. P. 691–695.
4. *Sun W.B., Loeb N.G., Tanev S., Videen G.* Finite-difference time-domain solution of light scattering by an infinite dielectric column immersed in an absorbing medium // *Appl. Opt.* 2005. V. 44, N 10. P. 1977–1983.
5. *Yang P., Liou K.N.* Finite-difference time domain method for light scattering by small ice crystals in three-dimensional space // *J. Opt. Soc. Am. A.* 1996. V. 13, N. 10. P. 2072–2085.
6. *Yee K.* Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media // *IEEE Trans. Antennas Propag.* 1996. V. 14, N 3. P. 302–307.
7. *Yurkin M.A., Maltsev V.P., Hoekstra A.G.* The discrete dipole approximation for simulation of light scattering by particles much larger than the wavelength // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2007. V. 106, N 1. P. 546–557.
8. *Zubko E., Shkuratov Y., Videen G.* Effect of morphology on light scattering by agglomerates // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2015. V. 150. P. 42–54.
9. *Zubko E., Kimura H., Shkuratov Y., Muinonen K., Yamamoto T., Okamoto H., Videen G.* Effect of absorption on light scattering by agglomerated debris particles // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* V. 110, N 14. P. 1741–1749.
10. *Noel V., Ledanois G., Chepfer H., Flamant P.H.* Computation of a single-scattering matrix for nonspherical particles randomly or horizontally oriented in space // *Appl. Opt.* 2001. V. 40, N 24. P. 4365–4375.
11. *Mishchenko M.I., Macke A.* Incorporation of physical optics effects and computation of the Legendre expansion for ray-tracing phase functions involving δ -function transmission // *J. Geophys. Res.: Atmos.* 1998. V. 103, N D2. P. 1799–1805.

12. Cai Q., Liou K.N. Polarized – light scattering by hexagonal ice crystals – Theory // Appl. Opt. 1982. V. 21, N 19. P. 3569–3580.
13. Borovoi A.G., Kustova N.V., Oppel U.G. Light backscattering by hexagonal ice crystal particles in the geometrical optics approximation // Opt. Eng. 2005. V. 44, N 7. P. 071208.
14. Коношонкин А.В., Кустова Н.В., Осунов В.А., Боровой А.Г., Masuda K., Ishimoto H., Okamoto H. Метод физической оптики для решения задачи рассеяния света на кристаллических ледяных частицах: сравнение дифракционных формул // Оптика атмосф. и океана. 2015. Т. 28, № 9. С. 830–843.
15. Borovoi A., Konoshonkin A., Kustova N. The physical-optics approximation and its application to light backscattering by hexagonal ice crystals // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2014. V. 146. P. 181–189.
16. Konoshonkin A.V., Kustova N.V., Borovoi A.G. Beam-splitting code for light scattering by ice crystal particles within geometric-optics approximation // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2015. V. 164. P. 175–183.
17. Okamoto H., Sato K., Borovoi A., Ishimoto H., Masuda K., Konoshonkin A., Kustova N. Interpretation of lidar ratio and depolarization ratio of ice clouds using spaceborne high-spectral-resolution polarization lidar // Opt. Express. 2019. V. 27, N 25. P. 36587–36600.
18. Baum B.A., Heymsfield A.J., Yang P., Bedka S.T. Bulk scattering properties for the remote sensing of ice clouds. Part I: Microphysical data and models // J. Appl. Meteorol. 2005. V. 44, N 12. P. 1885–1895.
19. 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, N 12. P. 4514–4519.
20. Miloshevich L.M., Heymsfield A.J. A balloon-borne continuous cloud particle replicator for measuring vertical profiles of cloud microphysical properties: Instrument design, performance, and collection efficiency analysis // J. Atmos. Ocean. Technol. 1997. V. 14, N 4. P. 753–768.
21. Takano Y., Liou K.N. Radiative-transfer in cirrus clouds. 3. Light-scattering by irregular ice crystals // J. Atmos. Sci. 1995. V. 52, N 7. P. 818–837.
22. Smith H.R., Connolly P.J., Baran A.J., Hesse E., Smedley A.R.D., Webb A.R. Cloud chamber laboratory investigations into scattering properties of hollow ice particles // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2015. V. 157. P. 106–118.
23. Тимофеев Д.Н., Коношонкин А.В., Кустова Н.В. Алгоритм Modified Beam-Splitting 1 (MBS-1) для решения задачи рассеяния света на невыпуклых ледяных атмосферных частицах // Оптика атмосф. и океана. 2018. Т. 31, № 6. С. 473–480; Timofeev D.N., Konoshonkin A.V., Kustova N.V. Modified Beam-Splitting 1 (MBS-1) algorithm for solving the problem of light scattering by nonconvex atmospheric ice particles // Atmos. Ocean. Opt. 2018. V. 31, N 6. P. 642–649.
24. Chiruta M. The capacitance of solid and hollow hexagonal ice columns // Geophys. Res. Lett. 2005. V. 32, N 5. P. L05803.
25. Mitchell D.L., Arnott W.P. A model predicting the evolution of ice particle size spectra and radiative properties of cirrus clouds. Part II: Dependence of absorption and extinction on ice crystal morphology // J. Atmos. Sci. 1994. V. 51, N 6. P. 817–832.
26. Heymsfield A. Ice crystal terminal velocities // J. Atmos. Sci. 1972. V. 29, N 7. P. 1348–1357.
27. Auer A.H., Veal D.L. The dimension of ice crystals in natural clouds // J. Atmos. Sci. 1970. V. 27, N 6. P. 919–926.
28. Warren S.G., Brandt R.E. Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave: A revised compilation // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. P. D14.
29. Тимофеев Д.Н., Коношонкин А.В., Кустова Н.В., Шшишко В.А., Боровой А.Г. Оценка влияния поглощения на рассеяние света на атмосферных ледяных частицах для длин волн, характерных для задач лазерного зондирования атмосферы // Оптика атмосф. и океана. 2019. Т. 32, № 5. С. 381–385; Timofeev D.N., Konoshonkin A.V., Kustova N.V., Shishko V.A., Borovoi A.G. Estimation of the absorption effect on light scattering by atmospheric ice crystals for wavelengths typical for problems of laser sounding of the atmosphere // Atmos. Ocean. Opt. 2019. V. 32, N 5. P. 564–568.
30. Konoshonkin A., Borovoi A., Kustova N., Reichardt J. Power laws for backscattering by ice crystals of cirrus clouds // Opt. Express. 2017. V. 25, N 19. P. 22341–22346.
31. Соковых О.В., Самохвалов И.В. Системная интеграция экспериментального оборудования высотного поляризационного лидара // Оптика атмосф. и океана. 2013. Т. 26, № 10. С. 891–896.
32. Borovoi A.G. Light scattering by large particles: physical optics and the shadow-forming field // Light Scattering Reviews 8: Radiative transfer and light scattering. Springer, 2013. P. 115–138.
33. Vouk V. Projected area of convex bodies // Nature. 1948. V. 162, N 4113. P. 330–331.
34. McFarquhar G.M., Heymsfield A.J. Parameterization of tropical cirrus ice crystal size distributions and implications for radiative transfer: Results from CEPEX // J. Atmos. Sci. 1997. V. 54, N 17. P. 2187–2200.
35. URL: <https://iao.ru/ru/about/resources/info/cluster> (дата обращения: 13.01.2023).

A.V. Konoshonkin, N.V. Kustova, V.A. Shishko, D.N. Timofeev, I.V. Tkachev, E. Bakute, A.E. Babich, X. Zhu, Z. Wang. **Properties of light backscattering on hollow hexagonal ice columns for optical models of cirrus clouds.**

Cirrus clouds have a significant impact on the radiation balance of our planet and play a crucial role in climate formation. To study their optical properties, it is necessary to address the issue of light scattering by nonspherical ice particles. This article focuses on the numerical simulation of the characteristics of light backscattering for hollow hexagonal columns using the physical optics method. The study examines particles ranging in size from 10 to 316 μm , with wavelengths of 0.355, 0.532, and 1.064 μm . The findings reveal that as the cavity of hexagonal columns increases, the backscattering peak caused by corner reflection rapidly decreases, then several secondary maxima appear, which account for up to 10% of the main peak. At the same time, the position of these secondary maxima remains unaffected by particle size and incident wavelength but is significantly influenced by the particle's shape. These results are valuable for developing an optical model of cirrus clouds and for laser sounding of the atmosphere.

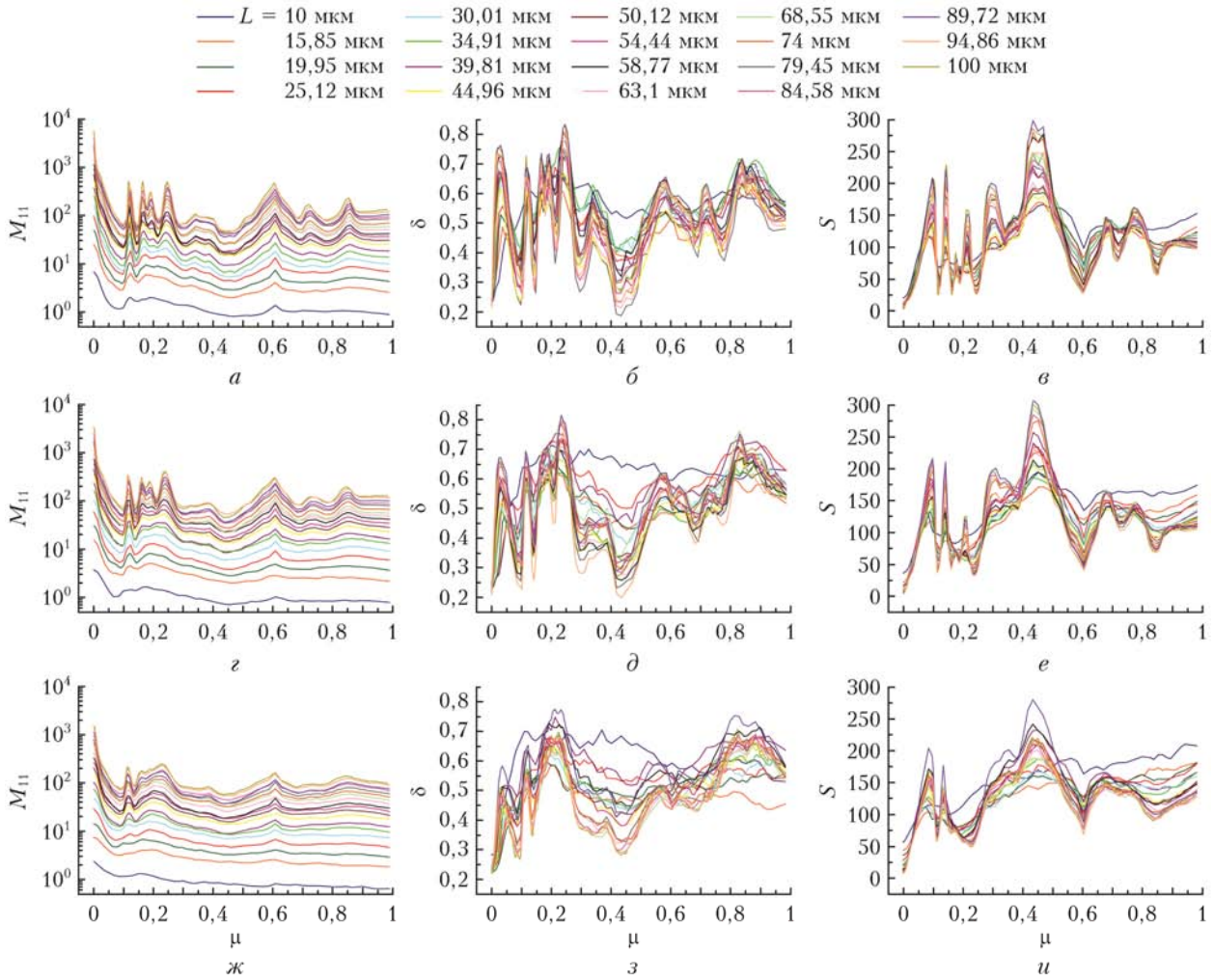


Рис. 3. Характеристики обратного рассеяния для длин волн 0,355 (а–в), 0,532 (з–е) и 1,064 мкм (ж–и) в зависимости от параметра полости частиц размером менее 100 мкм

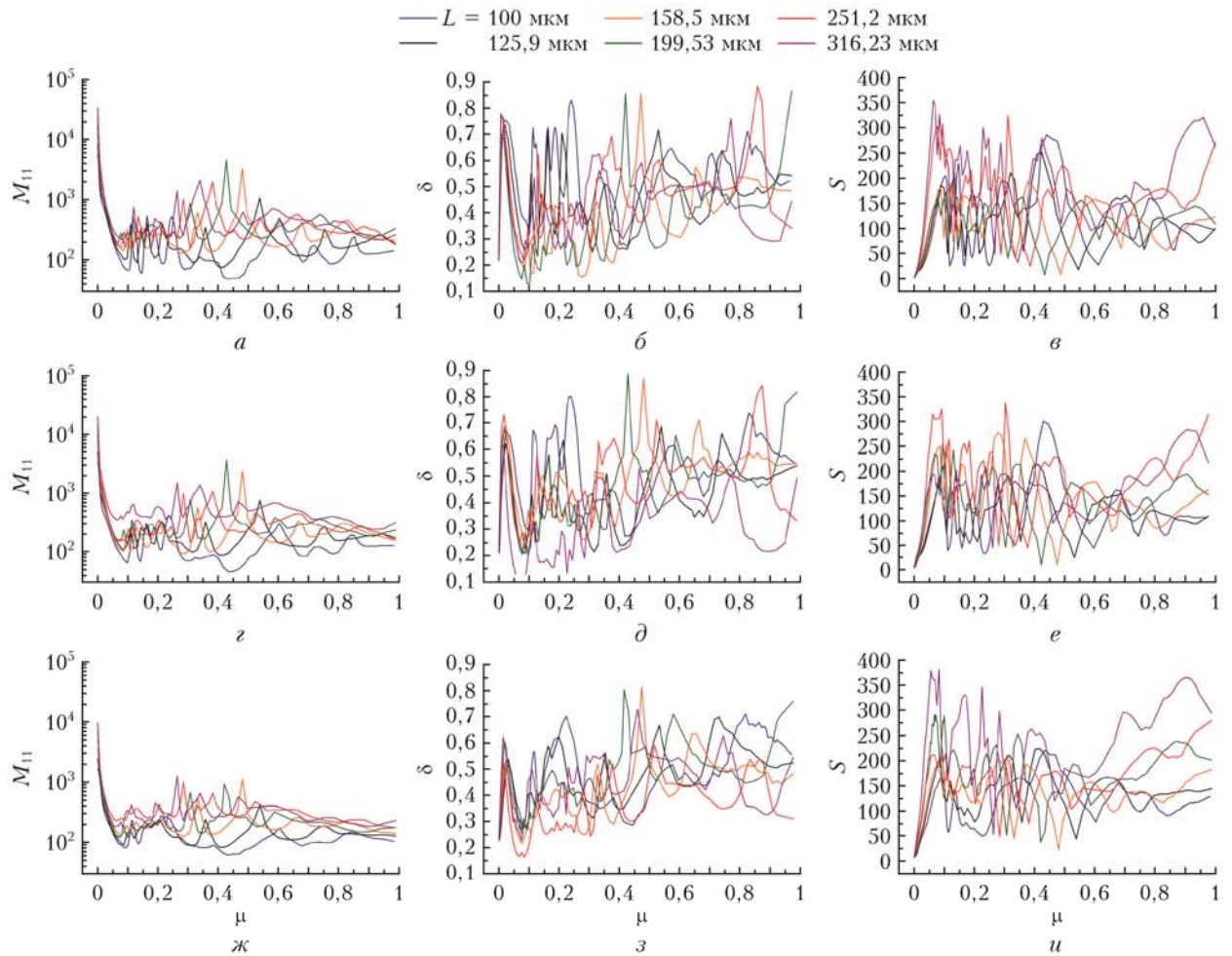


Рис. 4. Характеристики обратного рассеяния для длин волн $0,355$ (a – c); $0,532$ (z – e) и $1,064$ мкм ($ж$ – $и$) в зависимости от параметра полости частиц размером более 100 мкм

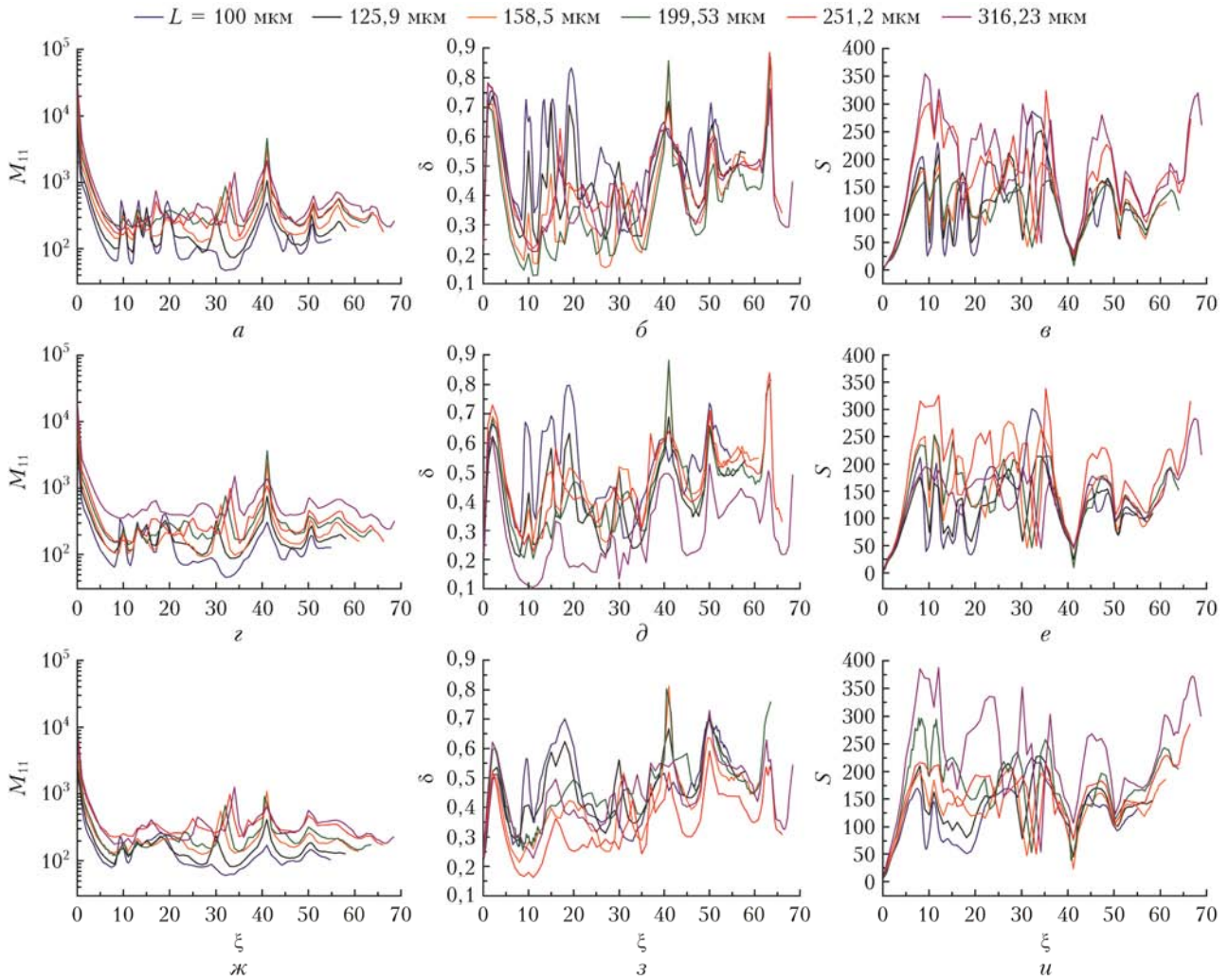


Рис. 5. Характеристики обратного рассеяния для длин волн 0,355 (а–в); 0,532 (г–е) и 1,064 мкм (ж–и) в зависимости от угла полости частиц размером более 100 мкм

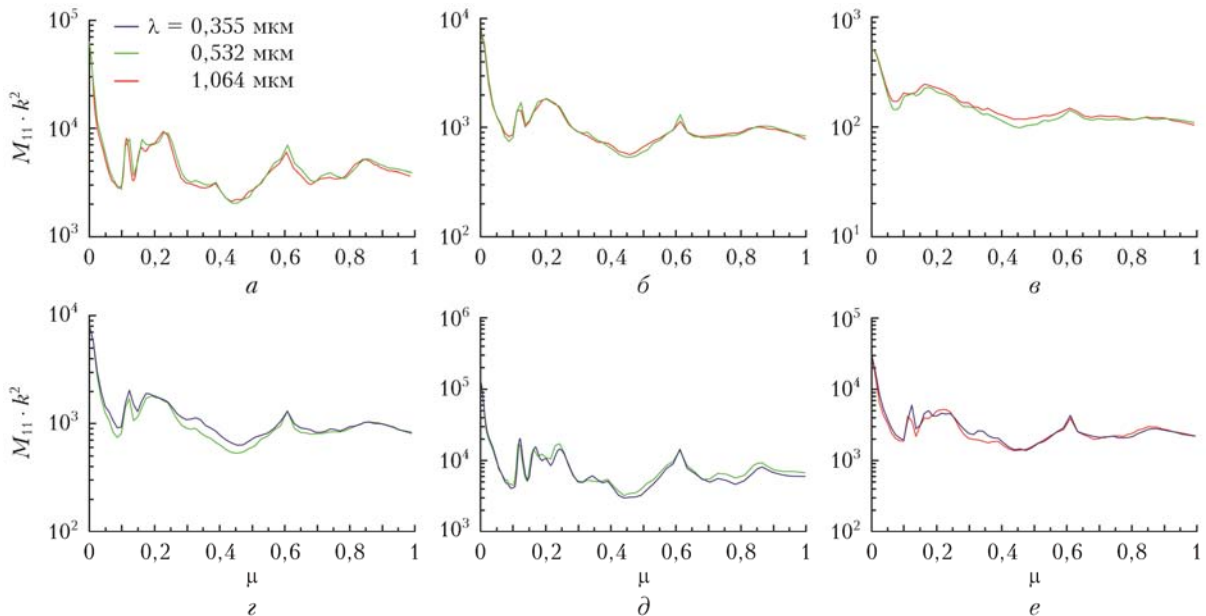


Рис. 6. Зависимость $M_{11} \cdot k^2$ от дифракционного параметра $x = 295$ (а), 148 (б), 59 (в), 144 (г), 360 (д), 230 (е) для разных комбинаций длин волн и показателей преломления

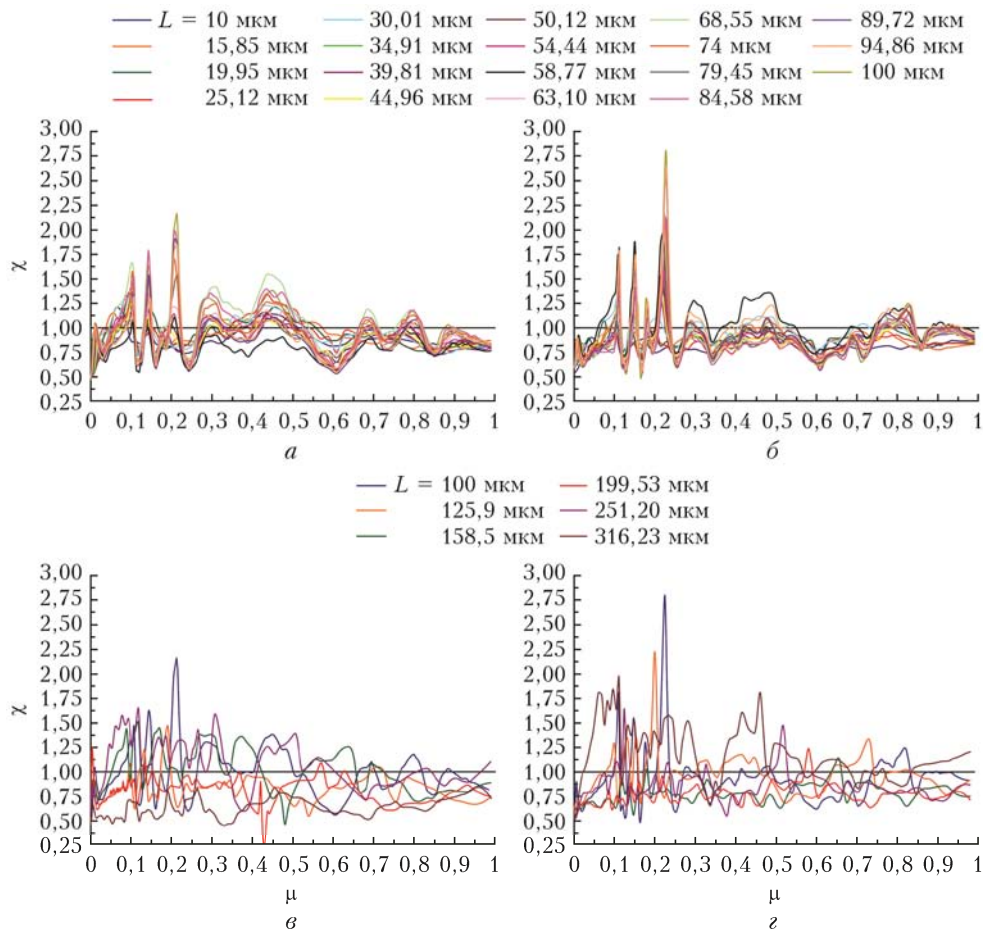


Рис. 7. Спектральное отношение в зависимости от параметра полости кристаллов для пар длин волн 1,064/0,532 (а, в) и 0,532/0,355 мкм (б, з) при $L \leq 100$ мкм (а, б) и ≥ 100 мкм (в, з)

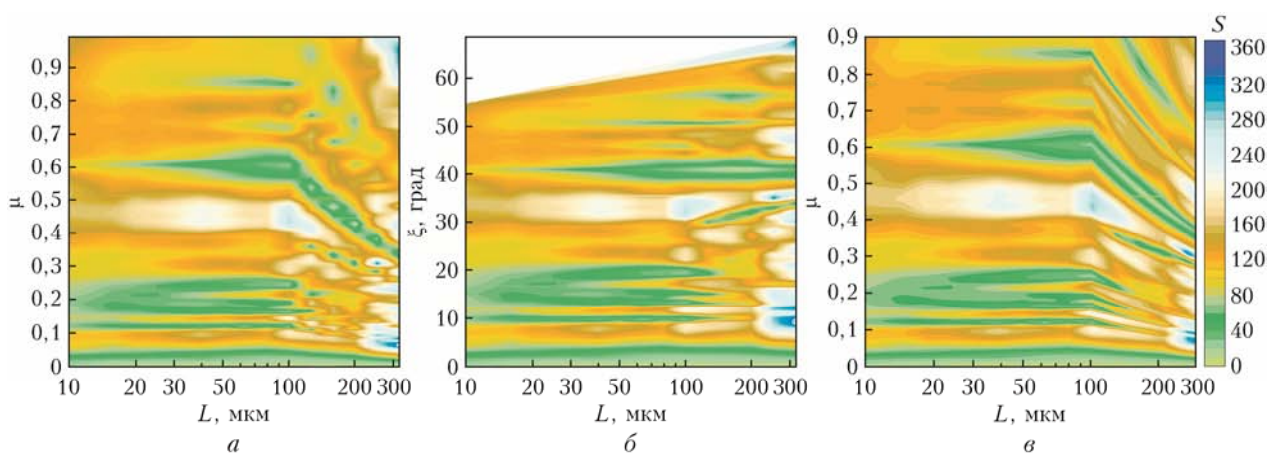


Рис. 8. Интерполированные значения лидарного отношения в зависимости от параметра полости (а), угла полости (б) и по предложенной методике (в) для $\lambda = 0,355$ мкм