

ОПТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И БАЗЫ ДАННЫХ ОПТИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ
ОБ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЕ

УДК 537.876; 535.36; 535.44

**Оптическая модель перистого облака, состоящего
из полых ледяных гексагональных столбиков,
для задач лазерного зондирования**

**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 18.03.2023;

после доработки 17.03.2024;

принята к печати 18.03.2024

Отсутствие в настоящее время адекватной оптической модели перистых облаков значительно затрудняет интерпретацию данных наземных и космических лидаров и, как следствие, создает недостаток актуальной информации для задач моделирования климата и ежедневного прогноза погоды. Существующие оптические модели, как правило, разработаны в предположении, что ледяные кристаллы в перистых облаках имеют идеальную форму, но это в большинстве случаев не соответствует действительности. В настоящей статье предложена оптическая модель облака, состоящего из наиболее распространенных частиц неправильной формы — полых гексагональных столбиков. Модель построена для реального распределения частиц в облаке по глубине полости и размерам. Также рассмотрен случай смеси в облаке идеальных и полых гексагональных столбиков, что существенно улучшает достоверность модели. Полученная оптическая модель имеет важное прикладное значение для задач лазерного зондирования атмосферы.

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

Введение

Перистые облака оказывают влияние на радиационный баланс нашей планеты и играют важную роль в формировании климата [1]. Оптические и микрофизические свойства перистых облаков в основном изучаются при помощи лидаров [2–5]. Для интерпретации получаемых данных необходимо решить задачу рассеяния лазерного излучения на частицах перистых облаков. Такая задача уже была решена нами ранее для основных типичных форм частиц [6, 7] в рамках метода физической оптики.

В настоящее время метод физической оптики хорошо себя зарекомендовал для расчета матриц

обратного рассеяния света на частицах несферической формы [8–10]. Было выполнено большое количество работ, в которых объединялись теоретические исследования с данными экспериментальных наблюдений с целью увеличения точности метода лазерного зондирования. Так, А.Г. Боровой и др. [11] использовали метод физической оптики для расчета сигнала лидара CALIOP (Cloud-Aerosol Lidar with Orthogonal Polarization), установленного на спутнике CALIPSO (Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observation), при наблюдении перистых облаков с квазигоризонтальной ориентацией кристаллов для двух случаев наклона лидара (0,3 и 3°). Было установлено, что матрица обратного рассеяния света формируется главным образом за счет механизмов зеркального и уголкового отражения. Результаты моделирования также показали наличие тонкой структуры в дифференциальном сечении рассеяния в окрестности направлений рассеяния назад, а также позволили установить приближенные выражения для определения дифференциального сечения рассеяния [12].

* 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.

Наблюдение квазигоризонтально ориентированных ледяных кристаллов в перистых облаках двухволновым поляризационным лидаром подтвердили достоверность результатов, получаемых в рамках приближения физической оптики [13]. Н. Okamoto et al. [14, 15] использовали метод физической оптики совместно с улучшенным приближением геометрической оптики (GOIE) [16] для расчета оптических характеристик ледяных кристаллов пяти форм: агрегаты Вороного, дроксталлы, пули, гексагональные пластинки и столбики, для интерпретации данных лидара CALIOP и лидара ATLID (Atmospheric Lidar), установленного на спутнике EarthCARE (Earth Clouds and Radiation Explorer). Была найдена зависимость между лидарным, деполаризационным и спектральным отношениями, которая может быть использована для определения формы квазигоризонтально ориентированных кристаллов.

Тем не менее авторам указанных работ не удалось добиться полного согласия между результатами моделирования и данными наблюдений. Одной из основных причин такого расхождения является большое многообразие форм кристаллов в перистых облаках. В частности, существует очевидное различие между ледяными кристаллами, созданными в лабораторных условиях, и между кристаллами, наблюдаемыми в реальных облаках [17].

Долгое время мы рассматривали только случай простых ледяных гексагональных пластинок и столбиков. Однако когда форма идеальной гексагональной призмы нарушается (даже незначительно), элементы матрицы обратного рассеяния света значительно меняются с ростом угла деформации, что приводит к увеличению лидарного, деполаризационного и спектрального отношений и к уменьшению дифференциального сечения рассеяния [18]. Результаты моделирования характеристик обратного рассеяния света на частицах неправильной формы получены, например, в статьях [19, 20]. Более того, недавно был представлен новый метод, позволяющий решить задачу рассеяния света на невыпуклых частицах, однако для него необходимо заменить ледяные кристаллы, такие как гексагональные пластинки, столбики, пули, на гиперсфероиды [21, 22]. Не всегда такая замена выглядит обоснованно, учитывая данные экспериментальных наблюдений за формой кристаллов.

Важно отметить, что во всех указанных публикациях рассматривались идеальные выпуклые кристаллы, тогда как С. G. Schmitt et al. [23] показали, что в большинстве своем (50–80%) частицы в реальных перистых облаках являются полыми.

Цель работы — создание оптической модели перистых облаков, содержащих полые гексагональные столбики, на основе полученного нами ранее решения задачи рассеяния света для таких частиц. Оптическая модель позволит дополнить существующие модели перистых облаков, состоящих из идеальных выпуклых частиц, и улучшить точность алгоритмов интерпретации лидарных данных.

Оптические характеристики хаотически ориентированных полых гексагональных столбиков

В нашей предыдущей статье [7] мы подробно рассмотрели оптические характеристики полых гексагональных столбиков и создали необходимую базу данных матриц обратного рассеяния света, которая позволит построить оптическую модель. Здесь для удобства коротко повторим основные характеристики модели. Полный ледяной гексагональный кристалл характеризуется длиной ребра гексагонального основания ($D/2$), высотой боковой грани (L) и глубиной углубления (h) (рис. 1). Эти характеристики позволяют вычислить глубину полости μ и тангенс угла полости ξ :

$$\mu = \frac{2h}{L}, \quad \text{tg} \xi = \frac{L}{D} \mu. \quad (1)$$

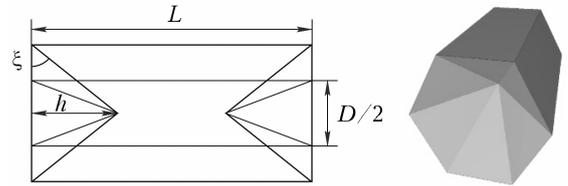


Рис. 1. Внешний вид полый гексагональной частицы

Вычисление матриц рассеяния света для облака, состоящего из множества хаотически ориентированных частиц, удобно проводить в три этапа:

$$\mathbf{M}_1(L, \mu) = \iiint_{\alpha, \beta, \gamma} \mathbf{M}_0(\alpha, \beta, \gamma, \mu, L) p_1(\alpha, \beta, \gamma) \times \sin \beta \, d\alpha \, d\beta \, d\gamma, \quad (2)$$

$$\mathbf{M}_2(L) = \int_0^1 \mathbf{M}_1(L, \mu) p_2(\mu) \, d\mu, \quad (3)$$

$$\langle \mathbf{M} \rangle = \int_{L_{\min}}^{L_{\max}} \mathbf{M}_2(L) p_3(L) \, dL, \quad (4)$$

где $\langle \mathbf{M} \rangle$ — матрица рассеяния света от облака; \mathbf{M}_0 — матрица рассеяния света отдельного кристалла; $p_1(\alpha, \beta, \gamma)$ описывает распределение частиц в облаке по ориентациям, $p_2(\mu)$ — по глубине полости, $p_3(L)$ — по размерам. Именно матрица \mathbf{M}_1 уже была рассчитана нами и представлена в [7]. В рамках настоящей работы остается вычислить матрицы \mathbf{M}_2 и $\langle \mathbf{M} \rangle$.

Также напомним, что на основе матрицы обратного рассеяния света удобно вычислить коэффициент обратного рассеяния β_1 , деполаризационное отношение δ , спектральное отношение χ и лидарное отношение S , которые непосредственно измеряются при лазерном зондировании:

$$\beta_1 = cM_{11}; \quad \delta = \frac{M_{11} - M_{22}}{M_{11} + M_{22}}; \quad \chi = \frac{M_{11}(\lambda_1)}{M_{11}(\lambda_2)}; \quad S = \frac{c\sigma_{\text{ext}}}{\beta_1} \approx \frac{2A}{M_{11}}. \quad (5)$$

Здесь c — константа, характеризующая 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 A [24].

Характеристики обратного рассеяния света ансамбля частиц, усредненного по глубине полости

Основная сложность в построении оптической модели перистых облаков заключается в недостаточном количестве экспериментальных данных, описывающих параметры ледяных кристаллов таких облаков. В частности, для вычисления матрицы \mathbf{M}_2 нужна надежная информация о распределении частиц в облаке по глубине полости. К счастью, С.С. Schmitt и А.Д. Heymsfield в 2007 г. провели исследование [23], которое выявило зависимость глубины полости от размера кристалла. Например, для крупных кристаллов ($L > 85$ мкм) $\mu = 0,7-0,9$ с максимумом в точке 0,8. Для кристаллов меньшего размера существует монотонная зависимость наиболее вероятной глубины полости μ_m от длины кристалла, показанная на рис. 2, а полужирной кривой. При этом отклонение μ от этого значения не превышает $\pm 0,1$. Для удобства расчетов мы подобрали полиномиальную функцию, хорошо описывающую зависимость μ_m от длины кристалла с $L < 85$ мкм:

$$\mu_m(L) = 0,196 + 0,01314L - 7,1 \cdot 10^{-5}L^2. \quad (6)$$

Для случая $L \geq 85$ мкм $\mu_m = 0,8$.

Также мы предполагаем, что отклонение μ от μ_m подчиняется нормальному закону распределения. В этом случае необходимая для вычисления \mathbf{M}_2 плотность распределения вероятностей p_2 имеет вид

$$p_2(\mu, s, \mu_m) = \frac{\exp\left(-\frac{(\mu - \mu_m)^2}{s^2}\right)}{\int_0^1 \exp\left(-\frac{(\mu - \mu_m)^2}{s^2}\right) d\mu}, \quad (7)$$

где $s = 0,05$, что определяет необходимую ширину распределения $\pm 0,1$. Пример функции p_2 для случая $L = 100$ мкм представлен на рис. 2, б.

Отдельного внимания заслуживают два других предельных случая: очень малые полости и равномерное распределение глубины полости. Первый может быть представлен тем же распределением (7) с $\mu_m = 0,05$ и $s = 0,025$, а второй — как $p_2 = 1$. Отметим, что эти два предельных случая не основаны на каких-либо экспериментальных наблюдениях и представляют ценность только с точки зрения анализа границ применимости предлагаемой нами оптической модели перистых облаков, состоящих из полых столбиков.

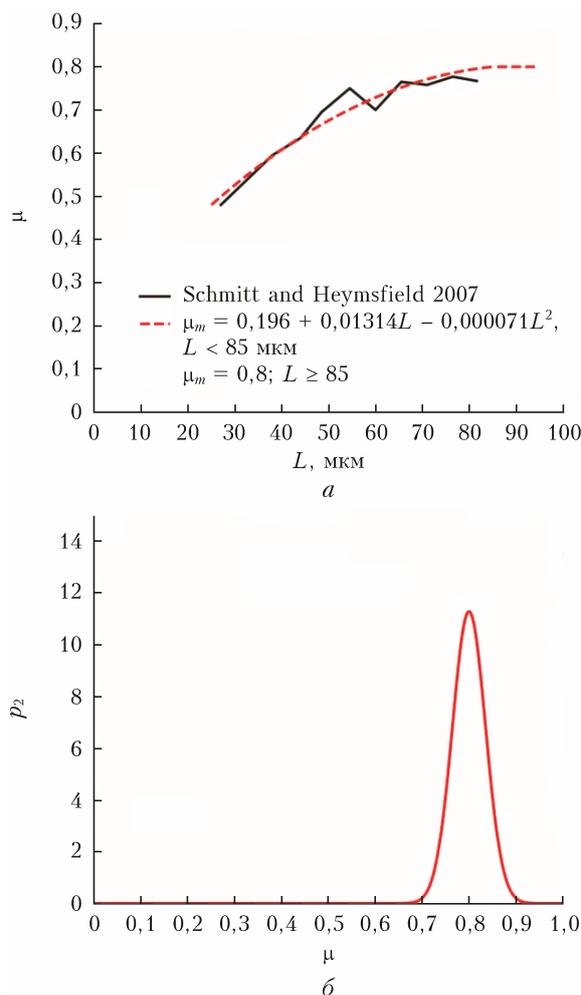


Рис. 2. Зависимость μ_m от размера кристалла (а) и плотность распределения вероятностей p_2 для $L = 100$ мкм и $s = 0,05$ (б)

Сравнение оптических характеристик идеальных гексагональных и полых гексагональных столбиков представлено на рис. 3 черной и красной линиями соответственно. Первый и второй предельные случаи изображены синей и зеленой пунктирными линиями. Результаты расчетов наглядно показывают, что оптические характеристики облака, состоящего из полых гексагональных столбиков, значительно отличаются. Игнорирование наличия в облаке полых гексагональных столбиков может приводить к существенным искажениям в интерпретации лидарных данных и, как следствие, к ошибкам в моделировании радиационного баланса планеты, что подтверждает актуальность предлагаемой нами оптической модели.

Из графиков на рис. 3, а, г, ж видно, что сечение обратного рассеяния полых столбиков существенно (примерно на порядок) меньше, чем идеальных столбиков, а значит, на порядок (а для крупных кристаллов почти на два порядка) отличается и лидарное отношение. Из рис. 3, б, д, з следует, что деполаризационное отношение полых столбиков находится в диапазоне 0,4–0,6, тогда как у идеальных столбиков — в районе 0,25.

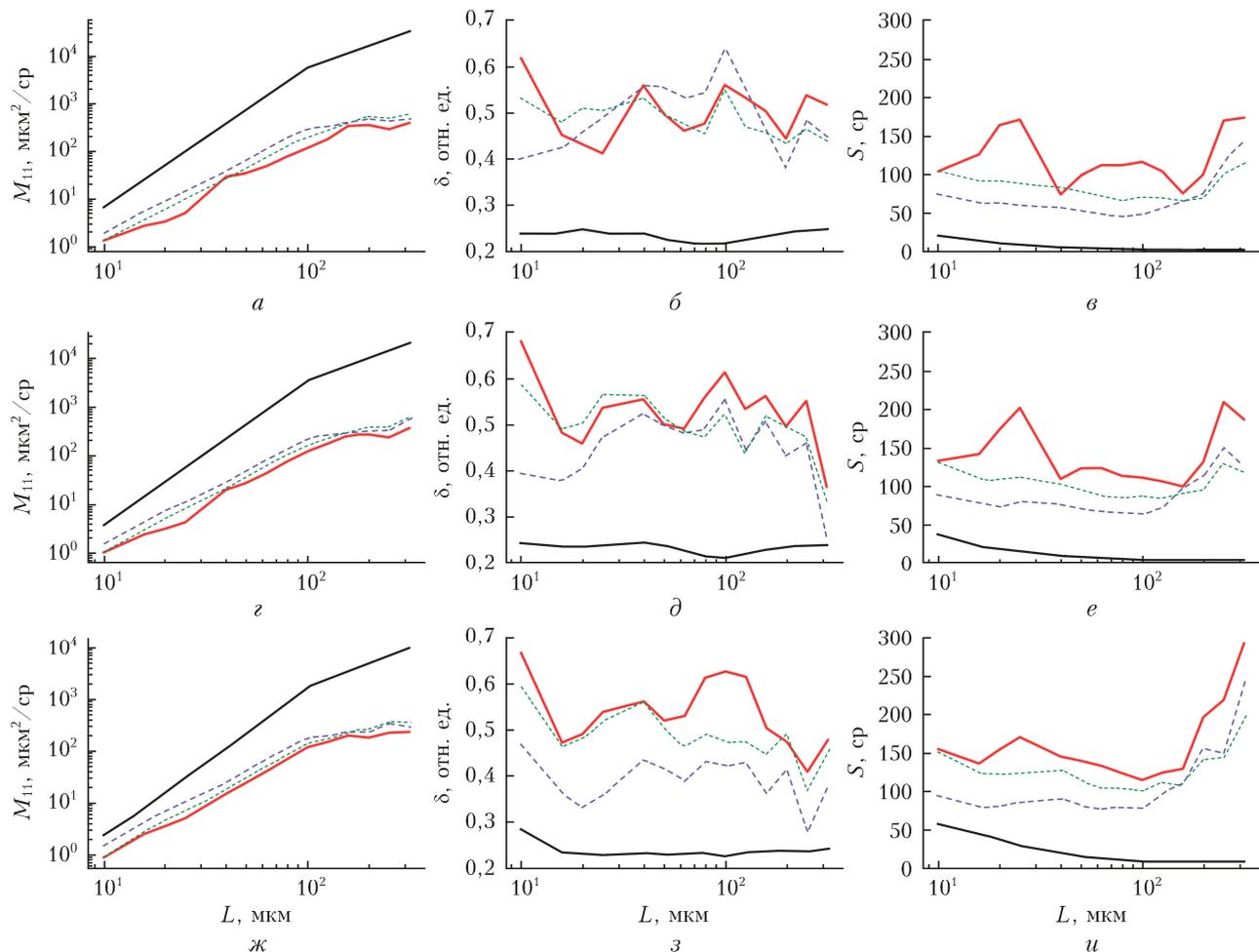


Рис. 3. Характеристики обратного рассеяния для моделей идеальных (черная линия), полых столбиков (красная линия) и двух предельных случаев полых столбиков (синяя и зеленая пунктирные линии): первый элемент матрицы рассеяния света M_{11} (*a*, *z*, *ж*), деполаризационное (*б*, *д*, *з*) и лидарное отношения (*в*, *е*, *и*) в зависимости от длины кристалла для длин волн $\lambda = 0,355$ (*a*, *б*, *в*), $0,532$ (*z*, *д*, *е*) и $1,064$ мкм (*ж*, *з*, *и*) соответственно (см. цв. рисунок на сайте <http://iao.ru/ru/content/vol.37-2024/iss.09>)

Выявленные закономерности характерны для всех трех длин волн: 0,355; 0,532 и 1,064 мкм.

В отличие от идеальных гексагональных столбиков, элемент M_{11} которых с хорошей точностью описывается степенным законом [25], элемент M_{11} полых столбиков имеет более сложную зависимость от размера кристаллов. Следовательно, лидарное отношение также имеет сложный вид и в основном осциллирует в диапазоне 50–200 ср, в то время как для идеальных столбиков наблюдалось монотонное убывание S от 20 до 2 ср с ростом кристалла. Указанные осцилляции являются следствием осцилляции характеристик обратного рассеяния полых столбиков в зависимости от μ (см. рис. 3 и 4 в [7]).

Несмотря на то что предельные случаи на рис. 3 по своему физическому смыслу существенно отличаются от предложенной модели полых столбиков, их оптические характеристики практически полностью совпадают. Видно, что значение первого элемента матрицы рассеяния света M_{11} для обоих предельных случаев отличается от значений для

полых столбиков значительно меньше, чем от значений для идеальных столбиков, особенно при $L > 50$ мкм. То же самое касается и δ , в частности для $\lambda = 0,355$ и $0,532$ мкм; хотя для $\lambda = 1,064$ мкм первый предельный случай лежит между значениями для идеального и полого столбиков, что объясняется малым значением S закона распределения по сравнению с длиной волны света. Небольшие отличия лидарного отношения между предельными случаями и предложенной моделью полых столбиков в районе 20 мкм вызваны локальными осцилляциями элемента M_{11} в оптической модели полого столбика (см. [7]).

На рис. 4 представлено сравнение спектральных отношений для приведенных моделей. Видно, что спектральное отношение χ полых столбиков также значительно отличается от модели идеальных столбиков: в основном оно находится в диапазоне 0,6–1,2 для длин волн 1,064/0,532 мкм, в то время как для идеальных столбиков $\chi \approx 0,5$. На длинах волн 0,532/0,355 мкм для полых столбиков $\chi \approx 0,7–1,1$, а для идеальных $\approx 0,6$.

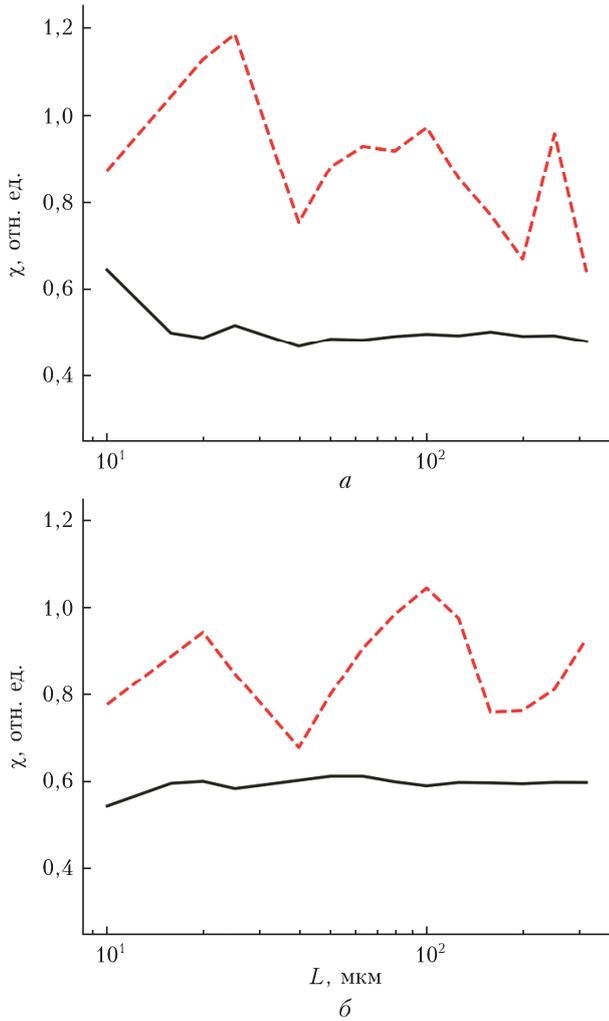


Рис. 4. Спектральное отношение для моделей идеальных (сплошная кривая) и полых столбиков (штриховая кривая) на длинах волн 1,064/0,532 мкм (а) и 0,532/0,355 мкм (б)

Мы полагаем, что предложенная нами модель полых столбиков является наиболее реалистичной из существующих на сегодняшний день. Несомненно, она может быть не идеальной, поскольку основана на данных наблюдений, проведенных в перистых облаках средней высоты [23]. Для перистых облаков, образующихся на других высотах, возможно немного другое распределение μ кристаллов в зависимости от их размера. На это распределение также может влиять сезонная изменчивость перистых облаков, связанная с температурными изменениями [26]. Тем не менее рассмотренные предельные случаи в целом позволяют очертить границы применимости предложенной нами модели.

Главное достоинство нашей модели — простота, с которой удалось описать полые гексагональные кристаллы в облаке и отсутствие «подгоночных» коэффициентов. Основной вывод, который можно сделать из рис. 3 и 4: в перистых облаках пустотелые гексагональные столбики с высокой долей вероятности не встречаются в чистом виде, а всегда присутствует смесь идеальных и полых частиц, поскольку

в экспериментальных наблюдениях, как правило, не встречаются случаи, когда $S > 100$ ср [27], а $S < 100$ ср теоретически может быть получено только смесью идеальных и неидеальных частиц.

Характеристики обратного рассеяния света перистого облака с учетом распределения частиц по размерам

Ранее мы рассмотрели оптические характеристики идеальных и полых столбиков в зависимости от размера кристаллов. Это помогает провести более подробный анализ результатов, выявить закономерности и лучше понять, как размер кристалла влияет на оптические свойства облака. Практический же интерес для интерпретации лидарных данных представляет модель облака с учетом реалистичного распределения кристаллов по размерам.

К настоящему времени опубликовано несколько работ по исследованию распределения частиц перистых облаков по размерам [28–31]. В частности замечено, что и полые, и идеальные гексагональные кристаллы подчиняются в основном одному и тому же закону распределения. По аналогии с [15, 25, 28, 32] мы будем применять наиболее распространенную модель, описываемую гамма-распределением частиц по размерам:

$$\frac{dn(r_{\text{eq}})}{dr_{\text{eq}}} = \frac{N_0}{\Gamma(p)r_m} \left(\frac{r_{\text{eq}}}{r_m}\right)^{p-1} \exp\left(-\frac{r_{\text{eq}}}{r_m}\right), \quad (8)$$

где N_0 — число частиц в единице объема; r_m — модальный размер; p — дисперсия распределения. Основываясь на предыдущих исследованиях, разумно положить $p = 2$ (в этом случае гамма-функция $\Gamma(p) = 1$); r_{eq} — эквивалентный радиус кристалла, определенный как $(3v/4\pi)^{1/3}$ (v — объем кристалла).

В результате

$$p(r_{\text{eq}}) = r_{\text{eq}} \exp\left(-\frac{r_{\text{eq}}}{r_m}\right) / \int_{r_{\text{eq},\text{min}}}^{r_{\text{eq},\text{max}}} r_{\text{eq}} \exp\left(-\frac{r_{\text{eq}}}{r_m}\right) dr_{\text{eq}}. \quad (9)$$

Также для описания распределения частиц по размерам вместо модального радиуса удобно использовать эффективный радиус

$$r_{\text{eff}} = \int_{r_{\text{eq},\text{min}}}^{r_{\text{eq},\text{max}}} r_{\text{eq}}^3 \frac{dn(r_{\text{eq}})}{dr_{\text{eq}}} dr_{\text{eq}} / \int_{r_{\text{eq},\text{min}}}^{r_{\text{eq},\text{max}}} r_{\text{eq}}^2 \frac{dn(r_{\text{eq}})}{dr_{\text{eq}}} dr_{\text{eq}}. \quad (10)$$

Результаты экспериментального наблюдения [23] показывают, что в перистых облаках, состоящих из смеси идеальных и полых гексагональных кристаллов, доля полых кристаллов обычно составляет ~ 50%, а иногда достигает и 80%. Усредненные по размерам оптические характеристики перистого облака как функции r_{eff} представлены на рис. 5 для различных пропорций смеси идеальных и полых

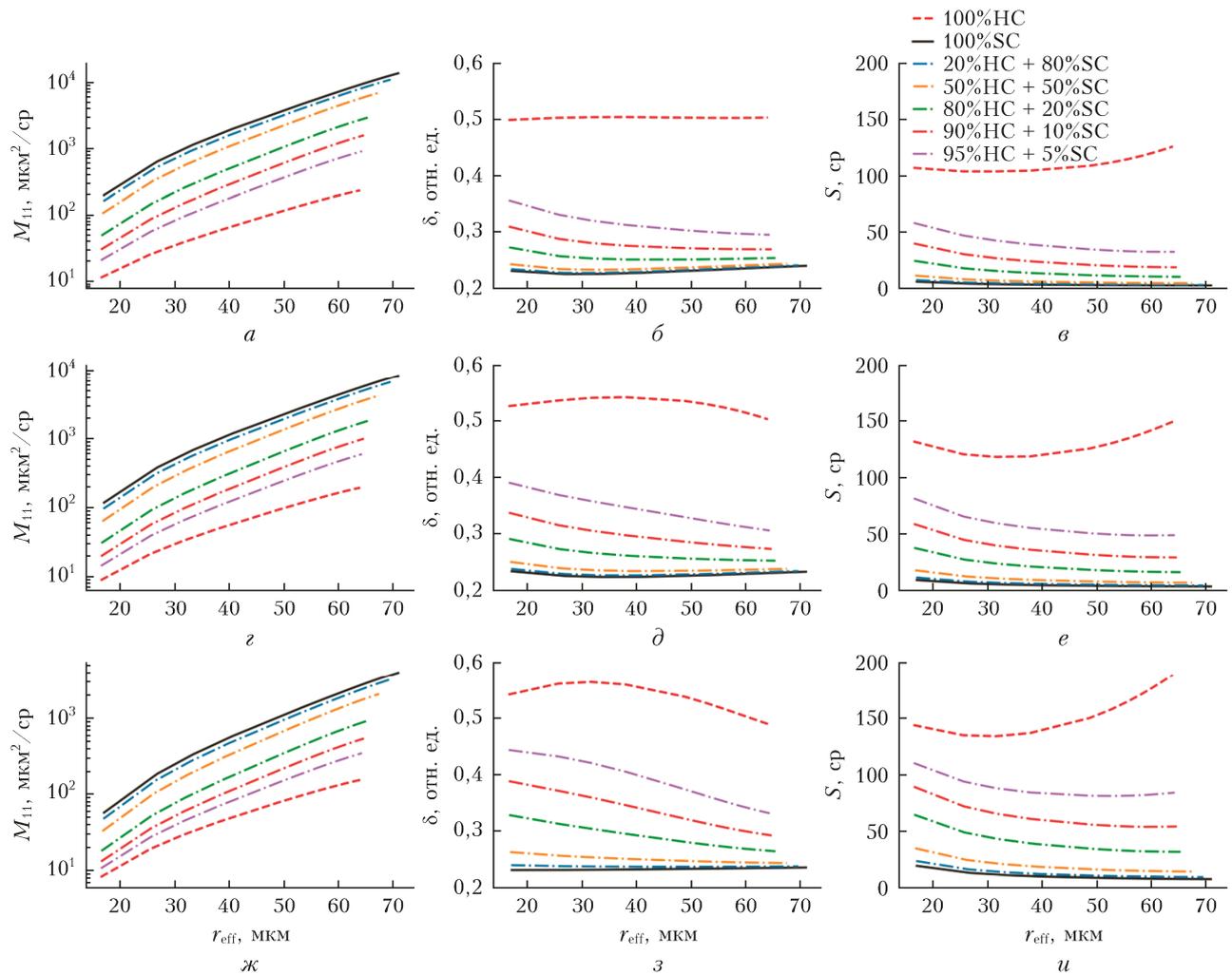


Рис. 5. Характеристики обратного рассеяния для смеси идеальных (SC) и полых (HC) столбиков в различных пропорциях: первый элемент матрицы рассеяния света M_{11} (а, з, ж), деполаризационное (б, д, з) и лидарное отношения (в, е, и) в зависимости от r_{eff} для $\lambda = 0,355$ (а, б, в); $0,532$ (з, д, е) и $1,064$ мкм (ж, з, и) (см. цв. рисунок на сайте <http://iao.ru/ru/content/vol.37-2024/iss.09>)

столбиков в облаке. Добавление даже 5% идеальных столбиков к полым приводит к резкому уменьшению лидарного отношения (рис. 5, в, е, и). Это хорошо согласуется с данными экспериментальных наблюдений [27], подтверждая гипотезу, что полые столбики в перистых облаках в чистом виде не встречаются.

Результаты численного моделирования также показывают, что коэффициент обратного рассеяния смеси тоже сильно отличается от характеристик обратного рассеяния идеальных и полых столбиков. Добавление идеальных столбиков к полым приводит к быстрому смещению характеристик смеси в сторону идеальных столбиков с ростом их доли. Количество рассеянной в направлении назад энергии также резко увеличивается с ростом r_{eff} в облаке. При этом деполаризационное и лидарное отношения слабо меняются с ростом r_{eff} , следовательно, использование лидаров на $\lambda = 0,355$; $0,532$ и $1,064$ мкм малоперспективно для восстановления размера частиц в облаке. Тем не менее все характе-

ристики оказались чувствительными к пропорции частиц.

Спектральное отношение для облака только из идеальных частиц равно 0,5 для пары $1,064/0,532$ мкм и 0,6 для пары $0,532/0,355$ мкм, а для облака из полых столбиков лежит в окрестности 0,8–0,9 для обеих пар (рис. 6). Для облака, состоящего из смеси частиц, функция χ монотонно переходит между этими значениями.

Во многих предыдущих работах (например, [14, 15]) использовались двумерные диаграммы связи лидарного отношения с деполаризационным и спектрального с деполаризационным для классификации форм частиц. Полученные нами результаты позволяют также построить такие зависимости. Анализ полученных диаграмм (рис. 7) показал, что если доля полых столбиков более 50%, то удастся восстановить их долю в облаке, особенно по диаграмме спектральное – деполаризационное отношение, где зависимость практически линейная. При этом диаграммы, полученные для

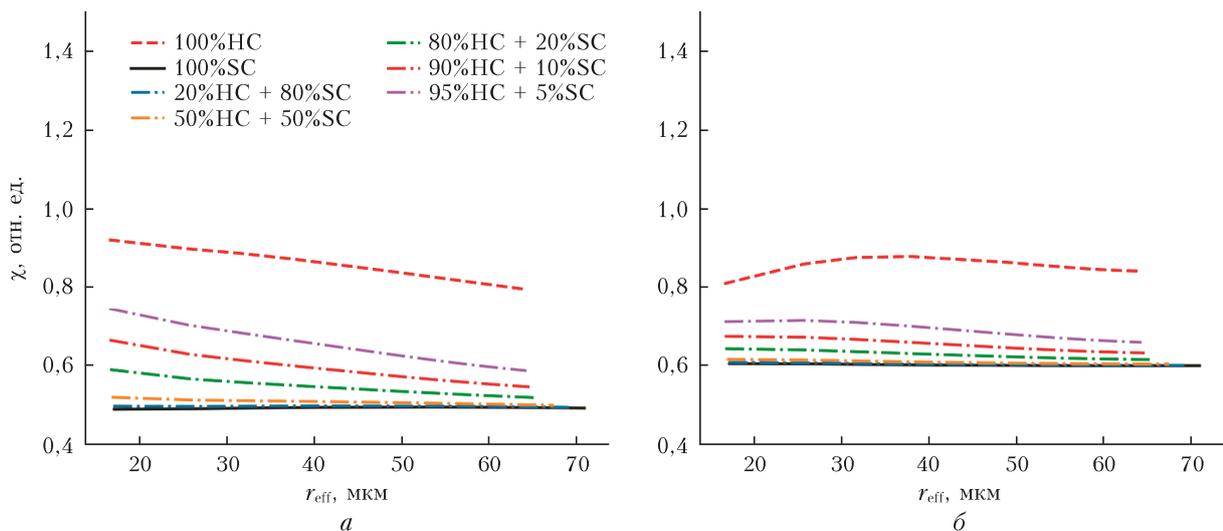


Рис. 6. Спектральное отношение для смеси идеальных и полых столбиков в различных пропорциях в зависимости от r_{eff} для $\lambda = 1,064/0,532$ мкм (а) и $0,532/0,355$ мкм (б) (см. цв. рисунок на сайте <http://iao.ru/ru/content/vol.37-2024/iss.09>)

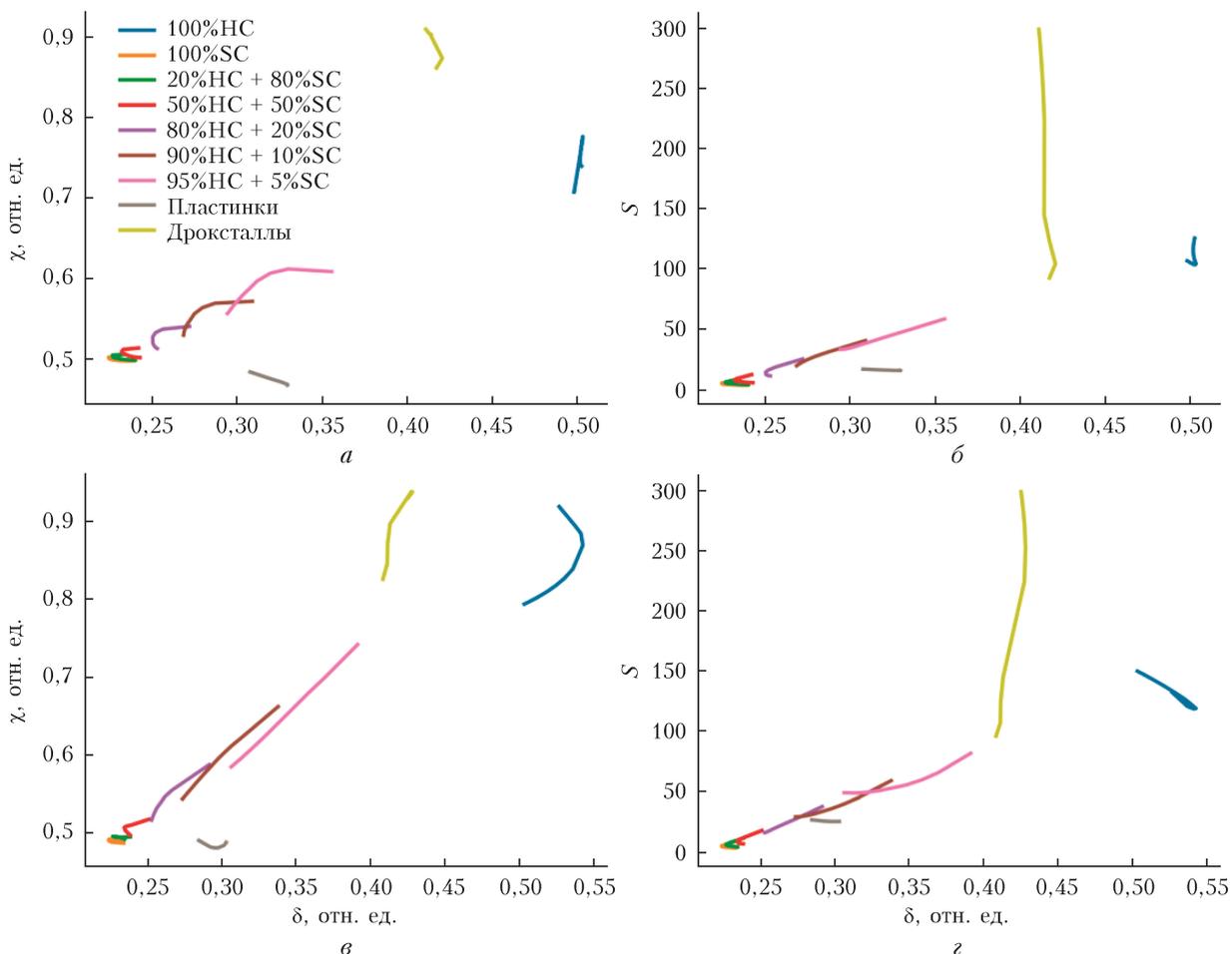


Рис. 7. Зависимости $\chi(532, 355)$ от $\delta(355)$ (а); $S(355)$ от $\delta(532)$ (б); $\chi(1064, 532)$ от $\delta(532)$ (в); $S(532)$ от $\delta(532)$ (г) для смеси идеальных и полых столбиков в различных пропорциях (см. цв. рисунок на сайте <http://iao.ru/ru/content/vol.37-2024/iss.09>)

смеси полых и идеальных столбиков, не перекрываются с диаграммами идеальных гексагональных пластинок и дроксталлов, что важно для прак-

тического применения полученной нами оптической модели при интерпретации реальных лидарных данных.

Заключение

На основе полученного нами ранее решения задачи рассеяния света для полых гексагональных столбиков рассчитана оптическая модель перистых облаков, состоящих из смеси идеальных и полых гексагональных столбиков. Она построена для реалистичного распределения глубины полости кристаллов и размеров частиц в облаке. Показано, что деполяризационное, спектральное и лидарное отношения, так же как и дифференциальное сечение рассеяния для облака, состоящего из полых гексагональных столбиков, существенно отличается от облака из идеальных столбиков.

Характеристики полученной модели облака, состоящего из смеси идеальных и полых столбиков, перекрывают диапазон наблюдаемых в экспериментах по лазерному зондированию значений. Построенные зависимости спектрального и лидарного отношений от деполяризационного не перекрываются с уже имеющимися зависимостями для идеальных гексагональных пластинок и дроксталлов, что позволяет использовать полученную нами модель для интерпретации данных лазерного зондирования перистых облаков.

Благодарности. А.В. Коношонкин благодарит за поддержку Китайскую академию наук (CAS-PIFI, 2021VTA0009).

Финансирование. Построение оптической модели выполнено при финансовой поддержке РФФ (грант № 21-77-10089). Моделирование облака, состоящего из смеси идеальных и неидеальных кристаллов, выполнено в рамках госзадания ИОА СО РАН.

Список литературы

1. Liou K.N. Influence of cirrus clouds on weather and climate processes – a global perspective // *Mon. Weather Rev.* 1986. V. 114. P. 1167–1199. DOI: 10.1175/1520-0493(1986)114<1167:IOCCOW>2.0.CO;2.
2. Zubko E., Shmirko K., Pavlov A., Sun W.B., Schuster G.L., Hu Y.X., Stammes S., Omar A., Baize R.R., McCormick M.P., Loughman R., Arnold J.A., Videen G. Active remote sensing of atmospheric dust using relationships between their depolarization ratios and reflectivity // *Opt. Lett.* 2021. V. 46. P. 2352–2355. DOI: 10.1364/OL.426584.
3. 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. P. 332–341. DOI: 10.1364/AO.42.000332.
4. Noel V., Sassen K. Study of planar ice crystal orientations in ice clouds from scanning polarization lidar observations // *J. Appl. Meteorol.* 2005. V. 44. P. 653–664. DOI: 10.1175/JAM2223.1.
5. 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. P. 8111–8131. DOI: 10.1364/AO.51.008111.
6. 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.

7. Коношонкин А.В., Кустова Н.В., Шишко В.А., Тимофеев Д.Н., Ткачев И.В., Бакуте Е., Бабинович А.Е., Zhu X., Wang Zhenzhu. Характеристики обратного рассеяния света на полых ледяных гексагональных столбиках для построения оптической модели перистых облаков // *Оптика атмосф. и океана.* 2023. Т. 36, № 12. С. 1013–1019. DOI: 10.15372/AOO20231208.
8. Bi L., Yang P., Kattawar G.W., Hu Y., Baum B.A. Scattering and absorption of light by ice particles: Solution by a new physical-geometric optics hybrid method // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2011. V. 112. P. 1492–1508. DOI: 10.1016/j.jqsrt.2011.02.015.
9. Yang P., Liou K.N. Geometric-optics – integral-equation method for light scattering by nonspherical ice crystals // *Appl. Opt.* 1996. V. 35. P. 6568–6584. DOI: 10.1364/AO.35.006568.
10. 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. DOI: 10.1016/j.jqsrt.2014.04.030.
11. Borovoi A., Konoshonkin A., Kustova N., Okamoto H. Backscattering Mueller matrix for quasihorizontally oriented ice plates of cirrus clouds: Application to CALIPSO signals // *Opt. Express.* 2012. V. 20, N 27. P. 28222–28233. DOI: 10.1364/OE.20.028222.
12. Borovoi A., Konoshonkin A., Kustova N. Backscattering by hexagonal ice crystals of cirrus clouds // *Opt. Lett.* 2013. V. 38. P. 2881–2884. DOI: 10.1364/OL.38.002881.
13. Borovoi A., Konoshonkin A., Kustova N. Backscattering by hexagonal ice crystals of cirrus clouds // *Opt. Lett.* 2013. V. 38, N 15. P. 2881–1884. DOI: 10.1364/OL.38.002881.
14. 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. P. 36587–36600. DOI: 10.1364/OE.27.036587.
15. Okamoto H., Sato K., Borovoi A., Ishimoto H., Masuda K., Konoshonkin A., Kustova N. Wavelength dependence of ice cloud backscatter properties for spaceborne polarization lidar applications // *Opt. Express.* 2020. V. 28. P. 29178–29191. DOI: 10.1364/OE.400510.
16. Masuda K., Ishimoto H., Mano Y. Efficient method of computing a geometric optics integral for light scattering by nonspherical particles // *Pap. Meteorol. Geophys.* 2012. V. 63. P. 15–19. DOI: 10.2467/mripapers.63.15.
17. Lawson R.P., Woods S., Jensen E., Erfani E., Gurganus C., Gallagher M., Connolly P., Whiteway J., Baran A.J., May P., Heymsfield A., Schmitt C.G., McFarquhar G., Um J., Protat A., Bailey M., Lance S., Muehlbauer A., Stith J., Korolev A., Toon O.B., Kramer M. A review of ice particle shapes in cirrus formed in situ and in anvils // *J. Geophys. Res.: Atmos.* 2019. V. 124. P. 10049–10090. DOI: 10.1029/2018JD030122.
18. Borovoi A., Kustova N., Konoshonkin A. Interference phenomena at backscattering by ice crystals of cirrus clouds // *Opt. Exp.* 2015. V. 23. P. 24557–24571. DOI: 10.1364/OE.23.024557.
19. Wang Z., Shishko V., Kustova N., Konoshonkin A., Timofeev D., Xie C., Liu D., Borovoi A. Radar-lidar ratio for ice crystals of cirrus clouds // *Opt. Express.* V. 29. P. 4464–4474. DOI: 10.1364/OE.410942.
20. Shishko V., Konoshonkin A., Kustova N., Timofeev D., Borovoi A. Coherent and incoherent backscattering by a single large particle of irregular shape // *Opt. Express.* 2019. V. 27. P. 32984–32993. DOI: 10.1364/OE.27.032984.

21. *Lin W., Bi L., Weng F., Li Z., Dubovik O.* Capability of superspheroids for modeling PARASOL observations under dusty-sky conditions // *J. Geophys. Res.: Atmos.* 2021. V. 126, N 1. P. 10049–10090. DOI: 10.1029/2020JD033310.
22. *Sun L.H., Bi L., Yi B.Q.* The Use of Superspheroids as surrogates for modeling electromagnetic wave scattering by ice crystals // *Remote Sens.* 2021. V. 13, N 9. P. 1733. DOI: 10.3390/rs13091733.
23. *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.
24. *Borovoi A.G.* Light scattering by large particles: Physical optics and the shadow-forming field // *Light Scattering Reviews*. V. 8 / A.A. Kokhanovsky (ed.). Berlin: Springer-Praxis, 2013. P. 115–138.
25. *Konoshonkin A., Borovoi A., Kustova N., Reichardt J.* Power laws for backscattering by ice crystals of cirrus clouds // *Opt. Express*. 2017. V. 25. P. 22341–22346. DOI: 10.1364/OE.25.022341.
26. *Bailey M., Hallett J.* Growth rates and habits of ice crystals between –20 degrees and –70 degrees C // *J. Atmos. Sci.* 2004. V. 61. P. 514–544. DOI: 10.1175/1520-0469(2004)061<0514:GRAHOI>2.0.CO;2.
27. *Gil-Diaz C., Sicard M., Comerón A., dos Santos Oliveira D.C.F., Muñoz-Porcar C., Rodríguez-Gómez A., Lewis J.R., Welton E.J., Lolli S.* Geometrical and optical properties of cirrus clouds in Barcelona, Spain: Analysis with the two-way transmittance method of 5 years of lidar measurements // *Atmos. Meas. Tech. Discuss.* 2023. V. 2023. P. 1–31. DOI: 10.5194/amt-17-1197-2024.
28. *Heymsfield A.J., Krämer M., Luebke A., Brown P., Cziczo D.J., Franklin C., Lawson P., Lohmann U., McFarquhar G., Ulanowski Z., Van Tricht K.* Cirrus Clouds // *Meteorol. Monographs*. 2017. V. 58. P. 2.1–2.26.
29. *Auer A.H., Veal D.L.* The dimension of ice crystals in natural clouds // *J. Atmos. Sci.* 1970. V. 29. P. 311–317. DOI: 10.1175/1520-0469(1970)027<0919:TDOICI>2.0.CO;2.
30. *Heymsfield A.J.* 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. *Heymsfield A.J., Schmitt C., Bansemer A.* Ice cloud particle size distributions and pressure-dependent terminal velocities from *in situ* observations at temperatures from 0 to –86°C // *J. Atmos. Sci.* 2013. V. 70, N 12. P. 4123–4154. DOI: 10.1175/JAS-D-12-0124.1.
32. *Saito M., Yang P.* Generalization of atmospheric non-spherical particle size: Interconversions of size distributions and optical equivalence // *J. Atmos. Sci.* 2022. V. 79. P. 3333–3349. DOI: 10.1175/JAS-D-22-0086.1.

A.V. Konoshonkin, N.V. Kustova, V.A. Shishko, D.N. Timofeev, I.V. Tkachev, E. Bakute, A.E. Babichov, X. Zhu, Z. Wang. **Optical model of a cirrus cloud consisting of hollow ice hexagonal columns for lidar applications.**

The absence of an adequate optical model for cirrus clouds currently poses a significant challenge in interpreting ground-based and space-borne lidar data. This, in turn, leads to a lack of up-to-date information for climate modeling and daily weather forecasting. Existing optical models typically assume that ice crystals in cirrus clouds have an ideal shape, which is often not the case. This article proposes an optical model for clouds which consists of the most common irregularly shaped particles, specifically hollow hexagonal columns. The model takes into account the actual distributions of particles in the cloud over both depth of the cavity and particle size. Additionally, the model considers the scenario of a cloud containing a mixture of ideal hexagonal columns and hollow hexagonal columns, which significantly enhances the model reliability. The resulting model holds great practical importance for laser sounding of the atmosphere.