

ОПТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И БАЗЫ ДАННЫХ ОПТИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ
ОБ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЕ

УДК 535.36; 535.44

**Банк данных матриц обратного рассеяния света
на атмосферных ледяных кристаллах размерами
10–100 мкм для интерпретации данных
лазерного зондирования**

И.В. Ткачев^{1, 2}, Д.Н. Тимофеев¹, Н.В. Кустова¹, А.В. Коношонкин^{1, 2*}

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

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

Поступила в редакцию 28.02.2021 г.

Представлено решение задачи рассеяния света на гексагональных атмосферных пластинках и столбиках, а также частицах неправильной формы размерами от 10 до 100 мкм. Решение представлено в виде банка данных матриц обратного рассеяния света и предназначено для интерпретации данных наземных и космических лидаров. Решение получено для наиболее часто используемых в задачах лазерного зондирования длин волн: 0,355; 0,532; 1,064 мкм; а также для длин волн ближнего ИК-диапазона: 1,55; 2 и 2,15 мкм; в рамках метода физической оптики. На основании рассчитанных матриц обратного рассеяния света получены значения спектрального и линейного деполяризационного отношений.

Ключевые слова: рассеяние света, поглощение, ледяные частицы, перистые облака, лазерное зондирование, лидар; light scattering, absorption, ice particles, cirrus clouds, laser sensing, lidar.

Введение

В настоящее время перистые облака являются объектом активного исследования как контактными [1], так и методами дистанционного зондирования [2–5]. Большой научный интерес к перистым облакам обусловлен, с одной стороны, их значительным влиянием на климат нашей планеты [6, 7], с другой — необходимостью их учета при интерпретации данных дистанционного зондирования Земли из космоса. Несмотря на многолетнюю историю [8–11] задача рассеяния света на ледяных кристаллических частицах перистых облаков, в отличие от жидкокапельных облаков, до сих пор не решена.

В решении задачи рассеяния света на ледяных кристаллах перистых облаков можно выделить два предельных случая: идеальные гексагональные частицы [10] и частицы случайной формы [12, 13]. Как уже было показано ранее [14], оптические характеристики частиц, более приближенных к реальным формам атмосферных кристаллов, не будут выходить за рамки этих предельных случаев. Но ни одна из двух моделей не может полностью описать результаты экспериментальных наблюдений. Более адекватные результаты удастся получить, предполагая,

что облако состоит из смеси частиц различной формы. Именно поэтому рассмотрение этих предельных случаев имеет важное фундаментальное и прикладное значение: оно позволяет установить границы, в которых будут лежать результаты для всего спектра возможных значений.

Поскольку ледяные кристаллы перистых облаков имеют форму гексагональной призмы, для решения задачи рассеяния света чаще всего используют модель хаотически ориентированных гексагональных частиц. Такие модели использовались еще в первых работах Q. Cai, K.N. Liou [8] и используются до сих пор [12, 15]. Задача решалась как в приближении физической [16, 17] и геометрической оптики [18, 19], так и точными численными методами [20, 21]. Тем не менее в последнее время большое внимание уделяется частицам неправильной формы [13]. P. Yang с коллегами в своей работе показал, что частицы неправильной формы и частицы с шероховатой поверхностью оптически эквивалентны [22]. Это позволило использовать метод физической оптики, основанный на алгоритме трассировки оптических пучков, для исследования оптических свойств неидеальных кристаллов с применением модели многогранных ледяных частиц неправильной формы.

Однако основная трудность решения данной задачи заключается в том, что даже с применением эффективного метода физической оптики она все еще требует колоссальных вычислительных ресурсов

* Илья Валерьевич Ткачев (sva@iao.ru); Дмитрий Николаевич Тимофеев (tdn@iao.ru); Наталья Валентиновна Кустова (kustova@iao.ru); Александр Владимирович Коношонкин (sasha_tvo@iao.ru).

для решения. Так, в 2017 г. под руководством А.Г. Борового удалось впервые получить решение задачи рассеяния света на гексагональных ледяных пластинках и столбиках [15] в диапазоне размеров от 10 до 1000 мкм. Для этого использовалась методика раздельного сложения сопряженных и несопряженных оптических пучков [23], которая позволяла значительно ускорить получение решения при незначительной дополнительной погрешности.

Однако в настоящее время для разработки алгоритмов интерпретации данных планируемого к запуску космического лидара EarthCARE [24] остро стоит задача уточнить полученные ранее данные, которые легли в основу создаваемых алгоритмов [25, 26], особенно в области небольших кристаллических частиц (размерами до 100 мкм). Также необходимо выполнить расчеты для частиц неправильной формы, потому что без их учета алгоритмы интерпретации данных космического лидара EarthCARE будут неполными.

В настоящей работе было предложено избавиться от процедуры раздельного сложения сопряженных и несопряженных оптических пучков, что позволяет повысить точность расчетов. За счет привлечения вычислительного кластера ИОА СО РАН удалось значительно увеличить набор размеров, для которых построена оптическая модель. Также благодаря использованию новой версии метода физической оптики [27] удалось учесть влияние поглощения при получении решения.

Выбор модели и методики расчетов

В статье представлены результаты решения задачи рассеяния света для трех типов частиц: гексагональные пластинки, столбики и частицы неправильной формы (рис. 1). Размеры частиц варьировались от 10 до 100 мкм. Поскольку решение строится в рамках метода физической оптики [16], который реализован на основе алгоритма трассировки пучков [28], необходимо уделить должное внимание исследованию влияния количества геометрооптических пучков на решение [19].

Количество пучков ограничивалось выбором максимального количества столкновений пучка с гранями частицы [19]. Чем больше эта величина, тем точнее решение, но тем больше требования к вычислительным ресурсам. Поскольку сходимость решения как функция от максимального учитываемого количества столкновений зависит и от формы частицы, необходимо провести отдельное исследование для каждой из трех форм частиц. При этом сходимость решения очень слабо зависит от длины волны и показателя преломления, поэтому исследование можно провести только для одной длины волны. Результаты расчетов для первого элемента матрицы Мюллера [29] и деполаризационного отношения представлены на рис. 2.

Анализ полученных результатов показал, что удовлетворительная сходимость расчетов достигается при следующих значениях максимального количества внутренних столкновений пучков: гексаго-

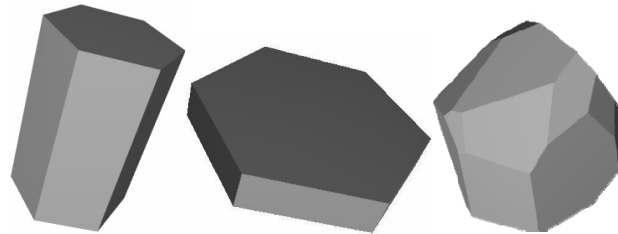


Рис. 1. Внешний вид гексагонального столбика, пластинки и частицы неправильной формы

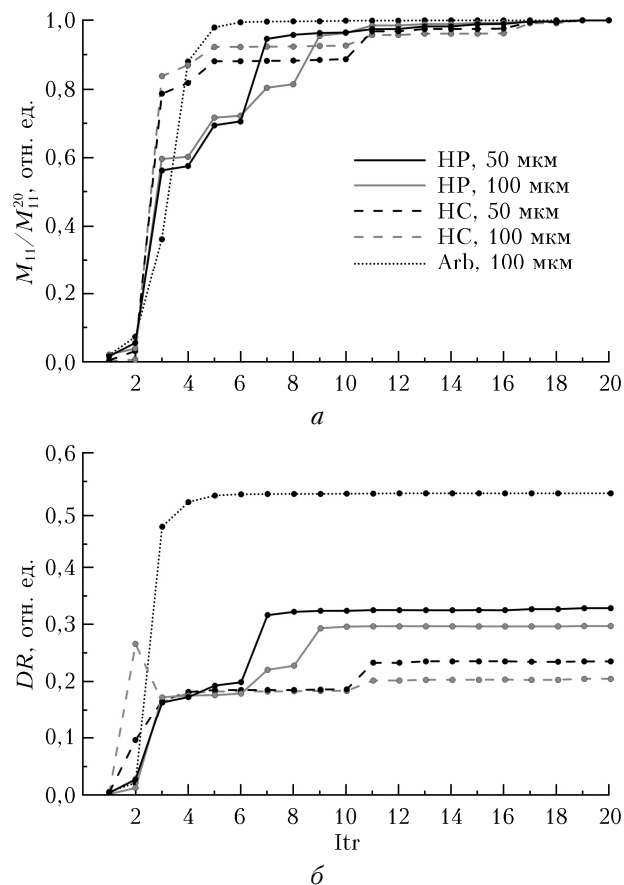


Рис. 2. Зависимость элемента M_{11} матрицы Мюллера (а) и линейного деполаризационного отношения DR (б) от максимального количества столкновений пучка I_{tr} с гранями частицы для гексагональных пластинок (HP), столбиков (HC) и частиц неправильной формы (Arb)

нальные пластинки до 50 мкм — 8, столбики и гексагональные пластинки более 50 мкм — 11, частицы случайной формы — 6. Важно отметить, что зависимость от размера для столбиков и пластинок появляется из-за изменения aspect ratio (отношение длины частицы к ее ширине). Видно, что чем крупнее гексагональная частица (чем больше ее aspect ratio), тем больше внутренних столкновений необходимо учитывать. Это объясняется появлением эффекта волновода при удлинении частицы, что особенно характерно для тонких пластинок. При этом у частиц произвольной формы aspect ratio не меняется с размером, следовательно, оценка справедлива для любого размера.

Важно понимать, что практический интерес представляют не сами матрицы рассеяния света в зависимости от пространственной ориентации частицы и ее физических параметров, а их усредненные значения, соответствующие характеристикам конкретного облака. В перистых облаках усреднение происходит по пространственной ориентации частиц и по их распределению по размерам. В большинстве задач можно предположить, что частицы в облаке имеют хаотическую пространственную ориентацию и среднюю матрицу вида

$$\langle M(D) \rangle = \iiint_{\alpha \beta \gamma} M(\alpha, \beta, \gamma, D) \sin \beta d\gamma d\beta d\alpha, \quad (1)$$

где α, β, γ — углы Эйлера; D — размер частицы. Хотя в некоторых отдельных случаях в облаке наблюдается преимущественная пространственная ориентация частиц [30–34], в настоящей статье этот случай не рассматривается.

При вычислении интеграла (1) важное значение имеет количество ориентаций частицы в пространстве, по которым производится усреднение. Как уже было показано ранее [35], интегрирование по углу α для случая рассеяния строго назад может быть вы-

полнено аналитически, поэтому рассчитать матрицы необходимо только в зависимости от углов β и γ . Поскольку гексагональная частица имеет симметрию, расчет по углам β и γ достаточно проводить только в диапазоне 90° и 60° соответственно. Наш предыдущий опыт показывает, что наиболее оптимально разбивать диапазоны в соотношении 2 : 1. У частиц произвольной формы симметрия отсутствует и расчет необходимо проводить на всем диапазоне углов β и γ (180° и 360°).

На рис. 3, а показано значение интеграла (1) в зависимости от общего числа рассчитанных по углам β и γ ориентаций, вертикальной линией выделен случай 331705 ориентаций (815 ориентаций по углу β и 407 — по γ). Важно понимать, что чем крупнее частица, тем меньше угловой размер дифракционных колец, образованных выходящими из нее геометрооптическими пучками, следовательно, тем большее количество ориентаций необходимо для корректного вычисления интеграла (1). Таким образом, полученная оценка 815 на 407 ориентаций по углам β и γ справедлива и для всех частиц, размер которых меньше 100 мкм, что видно из рис. 4. Более того, чем больше длина волны падающего излучения, тем

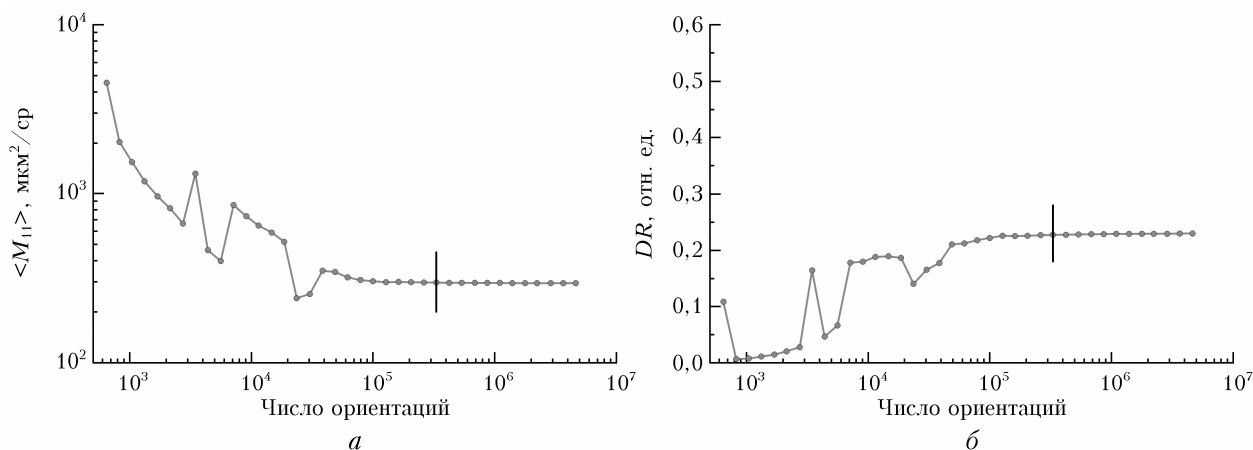


Рис. 3. Сходимость среднего значения M_{11} (а) и DR (б) в зависимости от числа пространственных ориентаций для гексагонального столбика размером 100 мкм

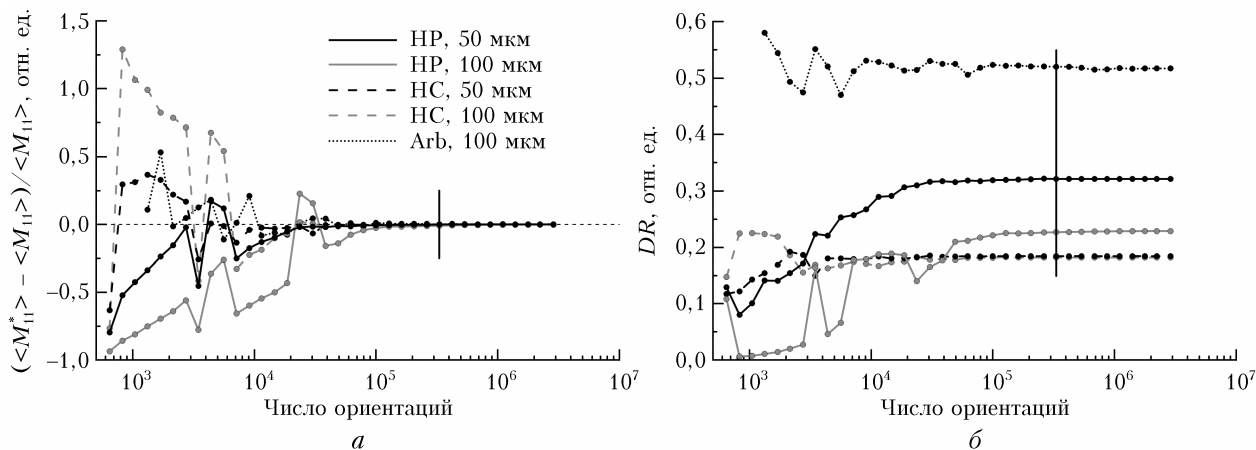


Рис. 4. Относительное отклонение средних значений M_{11} от M_{11}^* (значение при максимальном числе ориентаций $2,9 \cdot 10^6$) (а) и DR (б) в зависимости от числа пространственных ориентаций для НР, НС и Агб размерами 50 и 100 мкм

больше размер дифракционных колец, следовательно, полученная оценка также справедлива и для всех длин волн больше 0,532 мкм.

На рис. 4 представлены результаты исследования на сходимость интеграла (1) для пластинок, столбиков и частицы неправильной формы размерами 50 и 100 мкм.

Таким образом, для корректного усреднения по ориентациям в работе выбиралась наибольшая верхняя оценка: 815 ориентаций по углу β и 407 по углу γ .

Результаты расчетов

В задачах лазерного зондирования перистых облаков чаще всего используются длины волн Nd:YAG-лазера $\lambda = 0,355; 0,532$ и $1,064$ мкм. Именно для этих длин волн был построен первый банк данных матриц обратного рассеяния света ИОА СО РАН [15] в 2017 г. Однако в последнее время появились результаты дистанционного зондирования перистых облаков в ИК-области, поэтому необходимо дополнить банк данных расчетами для $\lambda = 1,55; 2$ и $2,15$ мкм.

Кроме того, большую практическую значимость в настоящее время приобретает лазерное зондирование пылевых образований, в частности переноса песков пустыни Сахары в Южную Америку [36, 37]. Поэтому в расчеты были добавлены показатели преломлений пылевого аэрозоля [38, 39].

Как известно [40], матрица обратного рассеяния света для случая хаотически ориентированных кристаллов может быть определена всего двумя величинами: первым элементом матрицы рассеяния света M_{11} и деполаризационным отношением DR . Вообще говоря, для частиц произвольной формы в матрице появляется еще один независимый элемент $m_{14} = \langle M_{14} \rangle / \langle M_{11} \rangle$, но его значение, как правило, пренебрежимо мало (см. рис. 7)

Результаты расчетов для гексагональных столбиков представлены на рис. 5 (цв. вставка).

Как уже было показано нами на основе предыдущих расчетов [15], решение задачи рассеяния света на гексагональных частицах может быть аппроксимировано степенным законом. Наши предыдущие результаты были получены для меньшего количества размеров частиц (11 размеров на интервал 10–100 мкм). Более того, для упрощения расчета использовалось раздельное сложение сопряженных (когерентных) и несопряженных оптических пучков [23]. Сопряженные оптические пучки складывались между собой когерентно, а несопряженные — некогерентно. Это позволяло избавиться от осцилляций, что упрощало расчет, приводя к незначительной допустимой погрешности.

В настоящий момент с использованием вычислительных ресурсов кластера ИОА СО РАН нам удалось построить более точный банк данных. В частности, для столбиков в интервале размеров 10–60 мкм для расчетов было выбрано 500 размеров, а в интервале 60–100 — 40 размеров. Мы видим,

что в действительности в решении для наиболее часто используемых в задачах лазерного зондирования длин волн $\lambda = 0,355; 0,532$ и $1,064$ мкм содержатся очень небольшие осцилляции, заметные лишь для $\lambda = 1,064$ мкм. При этом для $\lambda = 1,55$ и 2 мкм величина этих осцилляций заметно больше. На рис. 5 также видно существенное влияние поглощения для крупных частиц пыли, что приводит к резкому отклонению зависимости от степенного закона (отклонению от прямой на графике).

Немного иначе выглядят результаты для гексагональных ледяных пластинок (рис. 6, цв. вставка). Даже для $\lambda = 0,355; 0,532$ и $1,064$ мкм в решении наблюдаются осцилляции. При этом есть как высокочастотные осцилляции, связанные с когерентными эффектами, так и низкочастотные, связанные с эффектом волновода. В диапазоне от 10 до 100 мкм для расчетов было выбрано 900 размеров.

Результаты, полученные для частицы неправильной формы, представлены на рис. 7 (цв. вставка).

Здесь мы также видим, что, как и у гексагональных столбиков, поведение элементов матрицы рассеяния света подчиняется степенным законам для случаев, когда поглощение незначительно. Важно заметить, что в расчете практически отсутствуют осцилляции в деполаризационном отношении, поэтому в диапазоне от 10 до 100 мкм было выбрано 16 размеров.

Обсуждение результатов

Более точный расчет на $\lambda = 0,355; 0,532$ и $1,064$ мкм, представленный в этой статье, по сравнению с уже опубликованными нами ранее результатами для гексагональных частиц [15], выполнялся с целью, во-первых, уточнить результаты предыдущих расчетов, во-вторых, выяснить степень влияния интерференции. Влияние интерференции можно описать величиной осцилляции амплитуды и периодом осцилляций.

Результаты расчетов для гексагональных столбиков показали, что для $\lambda = 0,355, 0,532$ и $1,064$ мкм, наиболее часто используемых в задачах лазерного зондирования, влиянием интерференции на M_{11} можно пренебречь: осцилляции практически не заметны (составляют менее 1% амплитуды) для $\lambda = 0,355$ мкм во всем диапазоне размеров частиц, для $\lambda = 0,532$ мкм — при размерах больше 30 мкм, для $\lambda = 1,064$ мкм — при размерах больше 50 мкм. Также видно, что учет поглощения на $\lambda = 1,064$ мкм не оказывает заметного влияния во всем диапазоне размеров. Спектральное отношение этих трех длин волн также хорошо согласуется с нашими предыдущими расчетами [15] и составляет 0,6 и 0,5 (рис. 8). Таким образом, можно сделать важный вывод: решение задачи рассеяния света для более крупных гексагональных столбиков (100–10000 мкм) можно осуществлять без деления на когерентное и некогерентное сложения (поскольку осцилляции незначительны) и можно строить решение с достаточно

редким шагом по размерам частиц, поскольку оно хорошо подчиняется степенным законам. Отклонение от степенной зависимости может проявляться лишь на $\lambda = 1,064$ мкм при достаточно крупных размерах, когда возрастет влияние поглощения.

Что касается решений в ближней ИК-области ($\lambda = 1,55, 2$ и $2,15$ мкм), здесь осцилляции становятся уже более значительными – до 5% амплитуды для $\lambda = 2$ мкм. Более того, заметно влияние поглощения, особенно на $\lambda = 2$ мкм. Это также проявляется как нисходящие тренды спектрального отношения на $\lambda = 2$ мкм к $1,064$ мкм ($CR_{1,064}^2$) (рис. 8, цв. вставка).

Результаты расчетов также позволяют сделать выводы о влиянии вещественной и мнимой частей показателя преломления на решение задачи. Так, увеличение вещественной части показателя преломления приводит к значительному увеличению значения M_{11} , но не приводит к изменению угла наклона степенной зависимости, что хорошо видно для $\lambda = 0,532$ и $1,064$ мкм при изменении вещественной части показателя преломления n с $1,3116$ на $1,48$ и с $1,3004$ на $1,6$ соответственно. Однако увеличение мнимой части показателя преломления до характерных для пылевого аэрозоля значений $0,002i$ приводит к резкому изменению зависимости M_{11} от размера во всем диапазоне расчетов.

Анализ графика (см. рис. 5, б) деполаризационного отношения показывает, что оно оказывается более чувствительным к вещественной части показателя преломления, чем к длине волны падающего излучения. В частности, для $\lambda = 0,532$ и $1,064$ мкм с близкими показателями преломления $\approx 1,3$ значение деполаризационного отношения примерно равно $0,23$ во всем диапазоне размеров. При этом увеличение вещественной части показателя преломления с $1,3$ до $1,48$ и до $1,6$ приводит к значительному росту деполаризационного отношения до $0,27$ и $0,31$ соответственно. Однако увеличение мнимой части показателя преломления приводит к незначительному росту деполаризационного отношения для столбиков малых размеров и к значительному уменьшению деполаризационного отношения для крупных частиц. Это объясняется поглощением уголкового компонента рассеянного света и доминированием зеркальной, для которой, как известно [41, 42], деполаризационное отношение равно 0.

Анализ результатов расчетов для пластинок (см. рис. 6) показывает, что, с одной стороны, для $\lambda = 0,355$ и $0,532$ мкм высокочастотными осцилляциями, вызванными интерференционными эффектами, можно пренебречь (их величина не превышает 1,8% по амплитуде), но осцилляции, вызванные эффектом волновода, составляют порядка 15% и имеют достаточно большой период, который хорошо прослеживается и в деполаризационном отношении (см. рис. 6, б). При этом все расчеты, в которых поглощение не оказывает существенного влияния, имеют общий тренд степенной зависимости, хорошо согласующийся с нашими предыдущими расчетами [15] (рис. 9). Важно отметить, что новые уточ-

ненные расчеты привели к увеличению M_{11} для столбиков примерно на 10%. Значение деполаризационного отношения практически не изменилось.

Важно понимать, что присутствующие осцилляции в некотором смысле являются следствием строгой аналитической зависимости, используемой в литературе для связи размеров гексагональных частиц. В частности, используются формулы

$$D = 0,7L \text{ для столбиков,} \quad (2)$$

$$L = 2,0202D^{0,449} \text{ для пластинок,}$$

полученные А.Н. Аuer [43] и D.L. Mitchell [44] (D – диаметр окружности, описанной возле гексагонального основания; L – высота гексагональной призмы). Вообще говоря, нужно учитывать, что в облаке существует некоторая вариация размеров кристаллов, и интеграл (1) для пластинок и столбиков должен быть переписан в виде

$$\langle M(D) \rangle =$$

$$= \int_{L_{\min}(D)}^{L_{\max}(D)} \iiint M(\alpha, \beta, \gamma, D, L) p(D, L) \sin \beta d\gamma d\beta d\alpha dL, \quad (3)$$

$$\langle M(L) \rangle =$$

$$= \int_{D_{\min}(L)}^{D_{\max}(L)} \iiint M(\alpha, \beta, \gamma, D, L) p(L, D) \sin \beta d\gamma d\beta d\alpha dD, \quad (4)$$

где $p(D, L)$ и $p(L, D)$ – плотности распределения частиц по размерам для пластинок и столбиков соответственно. Однако до настоящего времени работ, направленных на исследование этих распределений для реальных перистых облаков, нет. Мы провели исследование в предположении нормального закона распределения частиц по размерам, показывающее, что интеграл (3) значительно сглаживает осцилляции в величине M_{11} [45]. Однако такая работа носит скорее иллюстративный характер, поскольку исследование в этом направлении все еще не завершено.

Анализ результатов, полученных для частицы произвольной формы, показал, что в решении отсутствуют интерференционные осцилляции, поскольку у частицы нет плоскопараллельных граней. Для длин волн, на которых отсутствует поглощение, степенные зависимости гладкие. Спектральные отношения для такой частицы близки к 0,8 для длин волн, на которых отсутствует поглощение, что хорошо согласуется с экспериментальными наблюдениями [46, 47]. Они также имеют сильный нисходящий тренд для длин волн, у которых мнимая часть показателя преломления больше 0,001 (рис. 10). Важно отметить, что спектральное отношение для частиц произвольной формы зависит главным образом от отношения вещественных частей показателей преломления, нежели от длины волны. В частности, график показывает сильное отличие спектрального отношения от 1 для одной и той же длины волны, но при разных вещественных частях показателя преломления.

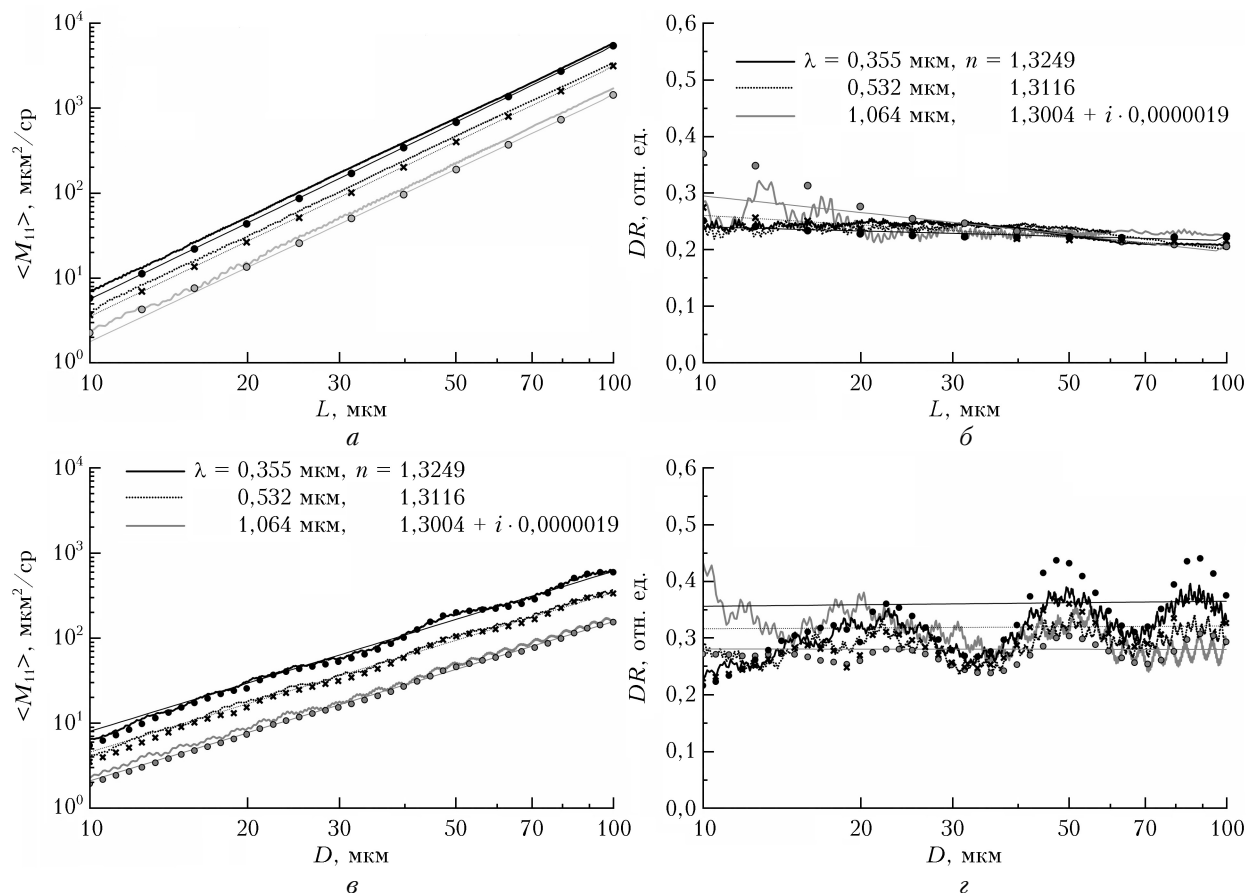


Рис. 9. Сравнение новых рассчитанных данных (полужирные кривые) с ранее полученными данными [15] (точки) и степенными зависимостями (тонкие кривые) для столбиков (а, б) и пластинок (в, з)

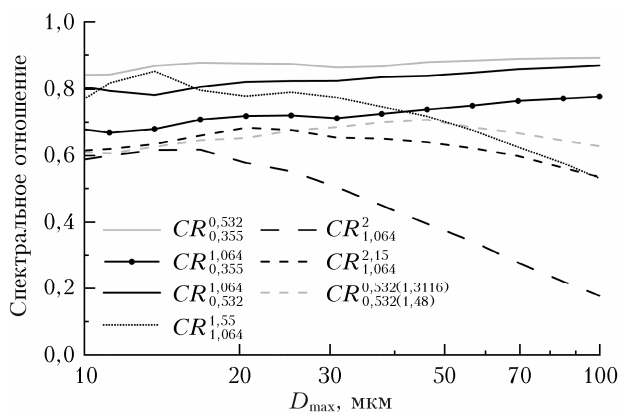


Рис. 10. Спектральные отношения (CR) для частиц неправильной формы

Деполаризационное отношение также является достаточно гладкой функцией ввиду отсутствия интерференционных осцилляций и эффекта волновода у таких частиц. Для длин волн с $n \approx 1,3 + 0i$ деполаризационное отношение лежит в диапазоне 0,5–0,55 для всех рассчитанных размеров частицы. При этом увеличение вещественной части показателя преломления до 1,48 и 1,6 приводит к уменьшению деполаризационного отношения до 0,4 и 0,35 во всем диапазоне размеров. Учет влияния поглощения приводит к значительному уменьшению деполаризаци-

онного отношения, вплоть до нуля, при величине мнимой части показателя преломления более $0,002i$ и размерах частицы более 100 μm . Что явно указывает на преобладание внешней зеркальной компоненты в рассеянном излучении.

Поскольку такие частицы являются приемлемой моделью для пылевого аэрозоля, можно сделать вывод, что величина деполаризационного отношения может быть использована в качестве критерия для создания алгоритмов восстановления размеров частиц пылевого аэрозоля по данным поляризационного лазерного зондирования.

Заключение

В настоящей статье представлено решение задачи рассеяния света на хаотически ориентированных гексагональных пластинках и столбиках, а также частицах неправильной формы в диапазоне размеров от 10 до 100 μm для $\lambda = 0,355; 0,532; 1,064; 1,55; 2$ и $2,15 \mu\text{m}$. На $\lambda = 0,532$ и $1,064 \mu\text{m}$, помимо показателя преломления льда, использовался показатель преломления пылевого аэрозоля: $1,48 + 0,002i$ и $1,6 + 0,002i$ соответственно.

Решения будут использованы при интерпретации данных планируемого к запуску космического лидара EarthCARE, что позволит существенно повысить ее точность.

Полученные результаты дополняют уникальный банк данных матриц обратного рассеяния света ИОА СО РАН [48] и уточняют имеющиеся для гексагональных частиц данные для $\lambda = 0,355; 0,532$ и $1,064$ мкм.

Установлено, что для хаотически ориентированных гексагональных столбиков размерами более 50 мкм и частиц неправильной формы для $\lambda = 0,355; 0,532$ и $1,064$ мкм в решении можно пренебречь влиянием интерференционных осцилляций, поскольку их величина не превышает 1%. Однако для гексагональных пластинок интерференционные осцилляции могут превышать 5%, особенно для длин волн более 1 мкм.

Показано, что выявленные ранее степенные законы нарушаются при наличии поглощения, в частности, для частиц размерами до 100 мкм при мнимой части показателя преломления больше 0,0004i наблюдаются существенные отклонения от степенного закона.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-45-703010, 20-35-70041, 21-55-53027). Построение банка данных выполнено в рамках государственного задания ИОА СО РАН. Расчеты матриц обратного рассеяния света на гексагональных частицах выполнены при финансовой поддержке РНФ (грант № 18-77-10035).

1. Um J., McFarquhar G.M., Hong Y.P., Lee S.-S., Jung C.H., Lawson R.P., Mo Q. Dimensions and aspect ratios of natural ice crystals // *Atmos. Chem. Phys.* 2015. V. 15. P. 3933–3956.
2. Baran A.J., Watts P.D., Foot J.S. Potential retrieval of dominating crystal habit and size using radiance data from a dual-view and multiwavelength instrument: A tropical cirrus anvil case // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. P. 6075–6082.
3. Sun W.B., Loeb N.G., Yang P. On the retrieval of ice cloud particle shapes from POLDER measurements // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2006. V. 101. P. 435–447.
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.
5. Okamoto H., Sato K., Hagihara Y. Global analysis of ice microphysics from Cloud Sat and CALIPSO: Incorporation of specular reflection in lidar signals // *J. Geophys. Res. D.* 2010. V. 115. P. D22209.
6. Intergovernmental Panel // *Climate Change 2007. The Physical Science Basis.* Cambridge: Cambridge University Press, 2007.
7. Liou K.N. Influence of cirrus clouds on the weather and climate process: A global perspective // *Mon. Weather Rev.* 1986. V. 114. P. 1167–1199.
8. Cai Q., Liou K.N. Polarized light scattering by hexagonal ice crystals: Theory // *Appl. Opt.* 1982. V. 21. P. 3569–3580.
9. Macke A. Scattering of light by polyhedral ice crystals // *Appl. Opt.* 1993. V. 32. P. 2780–2788.
10. Yang P., Liou K.N. Light scattering by hexagonal ice crystals: Comparison of finite-difference time domain and geometric optics models // *J. Opt. Soc. Am. A.* 1995. V. 12. P. 162–176.
11. 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.
12. Yang P., Bi L., Baum B.A., Liou K.-N., Kattawar G.W., Mishchenko M.I., Cole B. Spectrally consistent scattering, absorption, and polarization properties of atmospheric ice crystals at wavelengths from 0.2 to 100 μm // *J. Atmos. Sci.* 2013. V. 70, N 1. P. 330–347.
13. Cole B.H., Yang P., Baum B.A., Riedi J., Labonnote L.C., Thieuleux F., Platnick S. Comparison of PARASOL observations with polarized reflectances simulated using different ice habit mixtures // *J. Appl. Meteorol. Climatol.* 2013. V. 52, N 1. P. 186–196.
14. 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.* 2021 (in press). DOI: 10.1364/OE.410942.
15. 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.
16. Konoshonkin A.V., Kustova N.V., Borovoi A.G., Grynkova Y., Förstner J. Light scattering by ice crystals of cirrus clouds: Comparison of the physical optics methods // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2016. V. 182. P. 12–23.
17. Bi L., Yang P. Physical-geometric optics hybrid methods for computing the scattering and absorption properties of ice crystals and dust aerosols // *Light Scattering Rev.* 8. Chichester: Springer-Praxis, 2013. P. 69–114.
18. 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.
19. Коношонкин А.В., Кустова Н.В., Боровой А.Г. Алгоритм трассировки пучков для задачи рассеяния света на атмосферных ледяных кристаллах. Часть 1. Теоретические основы алгоритма // *Оптика атмосф. и океана.* 2015. Т. 28, № 4. С. 324–330; Konoshonkin A.V., Kustova N.V., Borovoi A.G. Beam splitting algorithm for the problem of light scattering by atmospheric ice crystals. Part 1. Theoretical foundations of the algorithm // *Atmos. Ocean. Opt.* 2015. V. 28, N 5. P. 441–447.
20. Bi L., Yang P. Modeling of light scattering by biconcave and deformed red blood cells with the invariant imbedding T-matrix method // *J. Biomed. Opt.* 2013. V. 18, N 5. DOI: 10.1117/1.JBO.18.5.055001.
21. Liu C., Bi L., Panetta R.L., Yang P., Yurkin M.A. Comparison between the pseudo-spectral time domain method and the discrete dipole approximation for light scattering simulations // *Opt. Express.* 2012. V. 20, N 15. P. 16763–16776.
22. Liu C., Panetta R.L., Yang P. The effective equivalence of geometric irregularity and surface roughness in determining particle single-scattering properties // *Opt. Express.* 2014. V. 22, N 19. P. 23620–23627.
23. Shishko V.A., Konoshonkin A.V., Kustova N.V., Timofeev D.N., Borovoi A.G. Coherent and incoherent backscattering by a single large particle of irregular shape // *Opt. Express.* 2019. V. 27, N 23. P. 32984–32993.
24. *The Earth Cloud Aerosol and Radiation Explorer (EarthCARE)* [Electronic resource]. URL: https://www.esa.int/Applications/Observing_the_Earth/The_Living_Planet_Programme/Earth_Explorers/EarthCARE/ESA_s_cloud_aerosol_and_radiation_mission (last access: 20.01.2021).
25. Okamoto H., Sato K., Borovoi A., Ishimoto H., Masuda K., Konoshonkin A., Kustova N. Wavelength dependence of ice cloud backscatter properties for space-borne

- polarization lidar applications // *Opt. Express*. 2020. V. 28, N 20. DOI: 10.1364/oe.400510.
26. 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. DOI: 10.1364/oe.27.036587.
 27. 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 атмосфер. и океана*. 2018. Т. 31, № 6. С. 473–480. DOI: 10.15372/AOO20180609; 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.
 28. 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.
 29. 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.
 30. Балин Ю.С., Кауль Б.В., Коханенко Г.П. Наблюдение зеркально отражающих частиц и слоев в кристаллических облаках // *Оптика атмосфер. и океана*. 2011. Т. 25, № 4. С. 293–299.
 31. Самохвалов И.В., Кауль Б.В., Насонов С.В., Животенюк И.В., Брюханов И.Д. Матрица обратного рассеяния света зеркально отражающих слоев облаков верхнего яруса, образованных кристаллическими частицами, преимущественно ориентированными в горизонтальной плоскости // *Оптика атмосфер. и океана*. 2012. Т. 25, № 5. С. 403–411.
 32. Кауль Б.В., Самохвалов И.В. Физические факторы, определяющие пространственную ориентацию частиц кристаллических облаков // *Оптика атмосфер. и океана*. 2008. Т. 21, № 1. С. 27–34.
 33. Кауль Б.В., Самохвалов И.В. Ориентация частиц кристаллических облаков *Ci*: Часть 1. Ориентация при падении // *Оптика атмосфер. и океана*. 2005. Т. 18, № 11. С. 963–967.
 34. Del Guasta M., Vallar E., Riviere O., Castagnoli F., Venturi V., Morandi M. Use of polarimetric lidar for the study of oriented ice plates in clouds // *Appl. Opt.* 2006. V. 45. P. 4878–4887.
 35. Коношонкин А.В., Кустова Н.В., Шишко В.А., Боровой А.Г. Методика решения задачи рассеяния света на ледяных кристаллах перистых облаков в направлении рассеяния назад методом физической оптики для лидара с зенитным сканированием // *Оптика атмосфер. и океана*. 2016. Т. 29, № 1. С. 40–50; Konoshonkin A.V., Kustova N.V., Shishko V.A., Borovoi A.G. The technique for solving the problem of light backscattering by ice crystals of cirrus clouds by the physical optics method for a lidar with zenith scanning // *Atmos. Ocean. Opt.* 2016. V. 29, N 3. P. 252–262.
 36. Esselborn M., Wirth M., Fix A., Weinzierl B., Rasp K., Tesche M., Petzold A. Spatial distribution and optical properties of Saharan dust observed by airborne high spectral resolution lidar during SAMUM 2006 // *Tellus B*. 2009. V. 61, N 1. P. 131–143. DOI: 10.1111/j.1600-0889.2008.00394.x.
 37. Ansmann A., Petzold A., Kandler K., Tegen I., Wendisch M., Müller D., Weinzierl B., Müller T., Heintzenberg J. Saharan Mineral Dust Experiments SAMUM-1 and SAMUM-2: What have we learned? // *Tellus B*. 2011. V. 63, N 4. P. 403–429. DOI: 10.1111/j.1600-0889.2011.00555.x.
 38. Tsekeri A., Freudenthaler V., Doxastakis G., Gasterger J., Louridas A., Georgoussis G., Biniatoglou I., Georgiou T., Ulanowski Z., Amiridis V. Polarization lidar for detecting dust orientation // *EPJ Web Conf.* 2020. V. 237. DOI: 10.1051/epjconf/202023702028.
 39. Wiegner M., Groß S., Freudenthaler V., Toledano C., Tesche M., Kandler K. Modelling lidar-relevant optical properties of complex mineral dust aerosols // *Tellus B*. 2011. V. 63, N 4. P. 725–741.
 40. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1961. 537 с.
 41. Кустова Н.В. Методы геометрической и физической оптики в задаче рассеяния света атмосферными ледяными кристаллами // под ред. А.Г. Борового. Томск: Издательский дом Том. гос. ун-та, 2020. 138 с.
 42. 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. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2020. 219 с.
 43. Auer A.H., Veal D.L. The dimension of ice crystals in natural clouds // *J. Atmos. Sci.* 1970. V. 29. P. 311–317.
 44. 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. P. 817–832.
 45. Konoshonkin A.V., Kustova N.V., Borovoi A.G., Okamoto H. Coherent and incoherent additions of light beams at solutions of the light scattering problem by use the beam tracing method within the framework of physical optics // *Proc. SPIE*. 2015. V. 9680. DOI: 10.1117/12.2204879.
 46. Tao Z., McCormick M.P., Wu D., Liu Z., Vaughan M.A. Measurements of cirrus cloud backscatter color ratio with a two-wavelength lidar // *Appl. Opt.* 2008. V. 47, N 10. P. 1478. DOI: 10.1364/ao.47.001478.
 47. Vaughan M.A., McGill M.J., Liu Z., Hu Y., Kuehn R.E., Rodier S.D. Backscatter color ratios of cirrus clouds measured by the Cloud Physics Lidar // *Proc. 15th Int. Conf. on Clouds and Precipitation*. Cancun, Mexico, 2008. P. 13–16.
 48. URL: ftp://ftp.iao.ru/pub/GWDT/Physical_optics/Backscattering/ (last access: 1.02.2021).

I.V. Tkachev, D.N. Timofeev, N.V. Kustova, A.V. Konoshonkin. Databank of Mueller matrices on atmospheric ice crystals of 10–100 μm for interpretation of ground-based and space-borne lidar data.

Solution to the problem of light scattering by hexagonal atmospheric plates and columns and irregularly shaped particles 10 to 100 μm in size is presented in the form of a databank of Mueller matrices. It is intended for interpretation of data from ground-based and space-borne lidars. The solution is obtained for typical wavelengths used in laser sensing: 0.355; 0.532; 1.064 μm, as well as for the wavelengths of the near-IR region: 1.55; 2 and 2.15 μm. The solution was derived with the use of the physical optics method. Based on the Mueller matrices calculated, the color and linear depolarization ratios were derived.

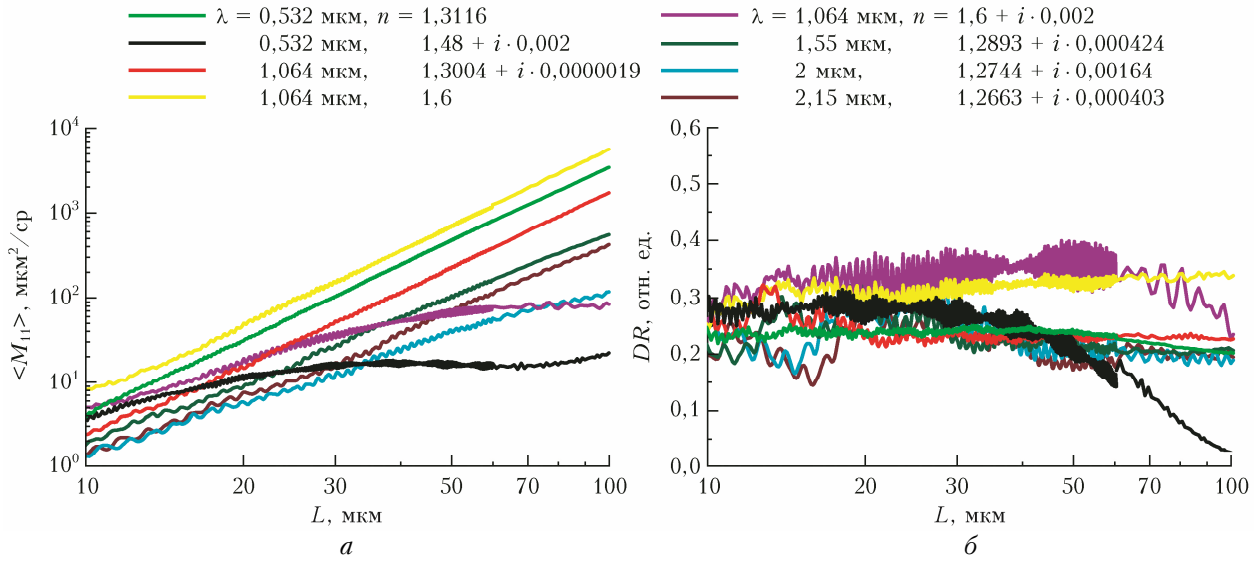


Рис. 5. Результаты расчетов среднего значения $M_{11}(a)$ и $DR(b)$ для гексагональных столбиков

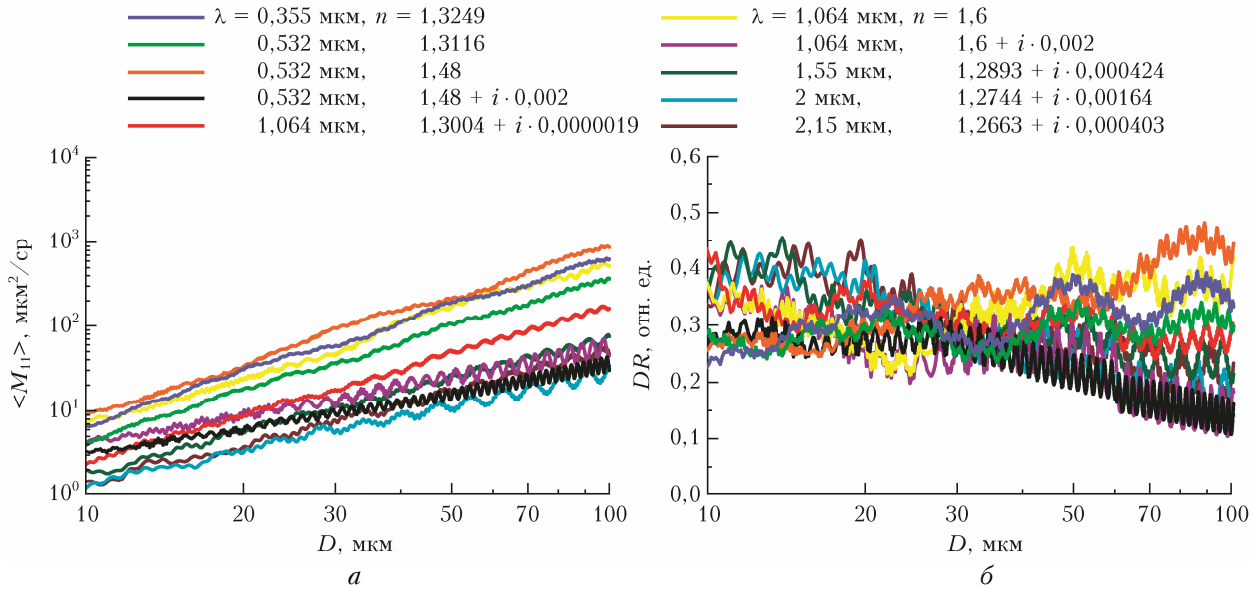


Рис. 6. Результаты расчетов среднего значения $M_{11}(a)$ и $DR(b)$ для гексагональных пластинок

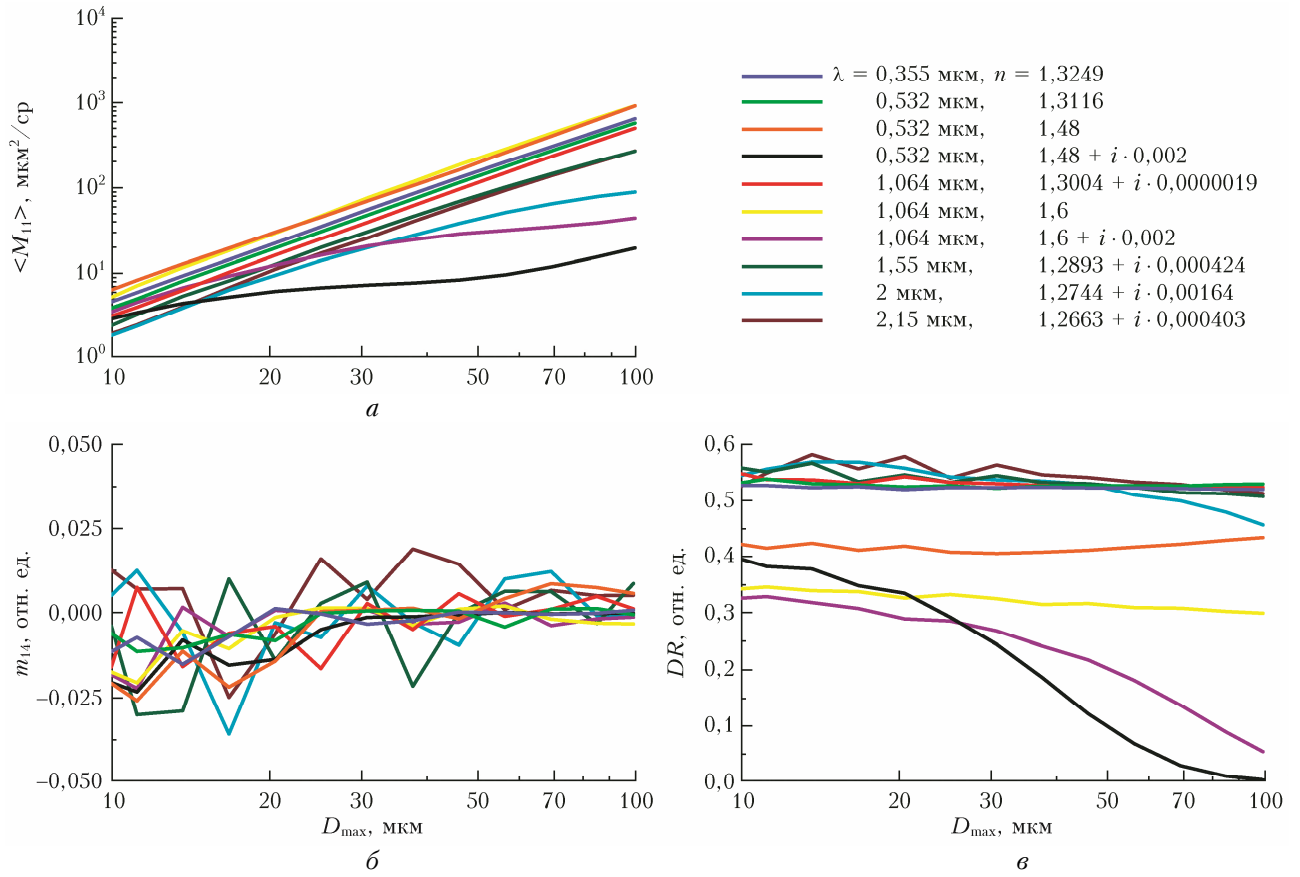


Рис. 7. Результаты расчетов среднего значения M_{11} (а) и m_{14} (б) и DR (в) для частиц неправильной формы

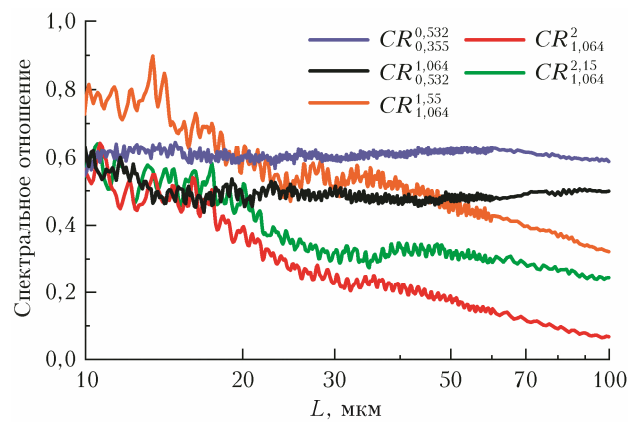


Рис. 8. Спектральные отношения (CR) для гексагональных столбиков