

## Эффект Умова для крупных частиц неправильной формы

И.В. Ткачев<sup>1,2</sup>, Д.Н. Тимофеев<sup>1</sup>, Н.В. Кустова<sup>1</sup>,  
А.В. Коношонкин<sup>1,2</sup>, К.А. Шмирко<sup>3\*</sup>

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

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

<sup>3</sup>Дальневосточный федеральный университет  
690091, г. Владивосток, ул. Мордовцева, 12, стр. 2

Поступила в редакцию 23.04.2021 г.

Представлены результаты исследования эффекта Умова для крупных по сравнению с длиной волны падающего излучения несферических частиц. Исследование проводилось для частиц с максимальным размером 100, 140, 170 и 200 мкм. Результаты получены для 210 различных показателей преломления, вещественная часть которых менялась от 1,3 до 1,6 с шагом 0,5, мнимая – в диапазоне от 0 до 0,1344. Установлено, что эффект Умова выполняется для всех указанных частиц при условии, что мнимая часть показателя преломления  $< 0,001$ .

**Ключевые слова:** рассеяние света, поглощение, эффект Умова, физическая оптика, геометрическая оптика, несферические частицы; light scattering, absorption, Umov effect, physical optics, geometric optics, non-spherical particles.

### Введение

Эффект Умова проявляется как обратная корреляция между максимумом линейной поляризации рассеянного на объекте света и геометрическим альбедо этого объекта. Наличие такой обратной корреляции между геометрическим альбедо и степенью поляризации света, рассеянного на шероховатом объекте, освещенном неполяризованным светом, было обнаружено еще два века назад [1]. Позднее, в 1905 г., русский ученый Н.А. Умов качественно описал этот эффект на примере диффузного рассеяния [2], и это явление в литературе стало называться законом Умова или эффектом Умова [3–7]. Исторически сложилось, что эффект Умова относится к рассеянию света на шероховатых поверхностях, таких как поверхность Луны или астероидов, однако Е. Зубко и др. [8] показали, что при определенных условиях он справедлив и для случая однократного рассеяния света на субмикронных частицах.

Значение изучения этого эффекта следует рассматривать в контексте одной из самых сложных и важных задач дистанционного зондирования: определения концентрации частиц в оптически тонких

облаках. Поскольку интенсивность рассеянного света зависит от двух неизвестных величин: концентрации частиц в облаке и индикатрисы рассеяния входящих в облако частиц, то для восстановления концентрации из измеренного сигнала необходимо заранее знать индикатрису. В реальных наблюдениях индикатриса рассеяния, как правило, не известна, поэтому приходится делать много предположений. Эффект Умова позволит оценить некоторые необходимые неизвестные характеристики частиц в облаке, определяющие индикатрису, если удастся доказать его справедливость для случая однократного рассеяния света.

Настоящая работа посвящена исследованию эффекта Умова для частиц размерами много больше длины волны падающего света.

### Краткое описание эффекта Умова

Эффект Умова, или закон Умова, устанавливает связь между максимумом степени линейной поляризации рассеянного на объекте света  $P_{\max}$  и геометрическим альбедо  $A$ . Здесь степень линейной поляризации имеет вид

$$P = \frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_{\perp} + I_{\parallel}}, \quad (1)$$

где  $I_{\perp}$  и  $I_{\parallel}$  – интенсивность перпендикулярной и параллельной компонент рассеянного света относительно плоскости рассеяния соответственно. Степень линейной поляризации рассеянного на частице

\* Илья Валерьевич Ткачев (tiv@iao.ru); Дмитрий Николаевич Тимофеев (tdn@iao.ru); Наталья Валентиновна Кустова (kustova@iao.ru); Александр Владимирович Коношонкин (sasha\_tvo@iao.ru); Константин Александрович Шмирко (shmirko.konstantin@gmail.com).

излучения зависит от угла рассеяния. В направлении рассеяния строго назад она, как правило, равна нулю и достигает своего максимума примерно в районе углов 70–110° [9–13]. Если представлять решение задачи рассеяния света в виде матрицы Мюллера  $\mathbf{M}$  [14]:

$$\mathbf{M}(\theta) = M_{11} \begin{pmatrix} 1 & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{pmatrix} = \mathbf{Z}(\theta)k^2, \quad (2)$$

то степень линейной поляризации может быть выражена в виде

$$P(\theta) = -m_{12}(\theta). \quad (3)$$

Здесь  $\mathbf{Z}$  – матрица рассеяния света, рассчитанная в рамках метода физической оптики, которая отличается от матрицы Мюллера  $\mathbf{M}$  только множителем  $k^2$  и знаком некоторых элементов.

Геометрическое альbedo  $A$  для частицы может быть записано в виде

$$A = \frac{\pi M_{11}(180^\circ)}{k^2 G}, \quad (4)$$

где  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число,  $\lambda$  – длина волны;  $G$  – геометрическое сечение рассеяния. Для выпуклой частицы геометрическое сечение рассеяния  $G = S/4$ , где  $S$  – площадь поверхности частицы. Геометрическое альbedo, в отличие от степени поляризации, зависит только от характеристик рассеяния света в направлении строго назад.

Также стоит отметить, что для крупных частиц, для которых применимы метод физической оптики и матрица экстинкции имеет тривиальный вид [15], лидарное отношение может быть записано как

$$LR = \frac{2k^2 G}{M_{11}(180^\circ)} = \frac{2G}{Z_{11}(180^\circ)} \quad (5)$$

и, следовательно, геометрическое альbedo однократного рассеяния может быть выражено через лидарное отношение:

$$A = \frac{2\pi}{LR}. \quad (6)$$

Таким образом, эффект Умова также устанавливает связь между лидарным отношением и максимальной степенью поляризации рассеянного на частице света, т.е. связь между рассеянием строго назад и рассеянием в окрестности углов 70–110°.

## Модель частицы неправильной формы и методика решения задачи

Поскольку форма частицы существенно влияет на характеристики рассеянного света, то проверку эффекта Умова для крупных несферических частиц

необходимо, строго говоря, выполнять для всего разнообразия частиц. Такая задача требует колоссальных вычислительных ресурсов. Тем не менее мы не ставим перед собой задачу дать исчерпывающее описание эффекта Умова для всех возможных форм и размеров частиц. Настоящая работа посвящена другой важной задаче: впервые проверить справедливость эффекта Умова для крупных несферических частиц пылевого аэрозоля. Все расчеты проведены только для одной частицы выпуклой многогранной формы, представленной на рис. 1.



Рис. 1. Выпуклая многогранная частица, для которой выполнялись расчеты

Ранее мы уже исследовали влияния формы частицы на индикатрису рассеянного излучения на примере 120 различных частиц [16]. Для настоящей работы выбрана частица, индикатрису рассеяния которой наиболее близка к среднему значению, полученному при усреднении по всему ансамблю проанализированных ранее частиц. Более того, эта частица обладает важным свойством: ее индикатрису, рассчитанная в рамках приближения геометрической оптики, не имеет локальных максимумов или минимумов в окрестности направления рассеяния назад. Это очень важно для того, чтобы вычисленное на ее основе геометрическое альbedo было репрезентативным.

Разумеется, при учете волновых свойств света, например в рамках метода физической оптики, в решении будет содержаться когерентный пик в окрестности направления рассеяния назад [17, 19]. Именно поэтому для построения решения задачи рассеяния в направлении строго назад, необходимого для вычисления геометрического альbedo и лидарного отношения, использовался метод физической оптики [18]. Расчеты проводились для частицы с максимальным размером  $D_{\max} = 100, 140, 170, 200$  мкм. Под максимальным размером частицы понимается расстояние между двумя наиболее удаленными ее точками. Расчет проводился для 210 различных показателей преломления, вещественная часть  $\text{Re}(n)$  которых менялась от 1,3 до 1,6 с шагом 0,5, а мнимая  $\text{Im}(n)$  составляла: 0; 0,00001; 0,00002; 0,00005; 0,0001; 0,00012; 0,00015; 0,00018; 0,0002; 0,00022; 0,00028; 0,00034; 0,00042; 0,0005; 0,00052; 0,00064; 0,00079; 0,00097; 0,001; 0,0012; 0,00147; 0,0018; 0,00215; 0,0022; 0,0027; 0,003;

0,0043; 0,0084; 0,0168; 0,1344. Расчеты проводились для  $\lambda = 0,532$  мкм.

При усреднении по ориентациям частицы в рамках метода физической оптики для направления рассеяния назад проводилось аналитическое усреднение по углу  $\alpha$  и численное — по углам  $\beta$  и  $\gamma$ . Для усреднения использовалось 630 шагов по углу  $\beta$  и 1261 шаг по углу  $\gamma$ , исходя из ранее полученной методики для оценки необходимого числа ориентаций [20]. Как видно из анализа данных на рис. 2, наблюдается хорошая сеточная сходимость решения при усреднении в зависимости от числа ориентаций. Вертикальной линией обозначено количество ориентаций, соответствующее вышеуказанному количеству шагов.

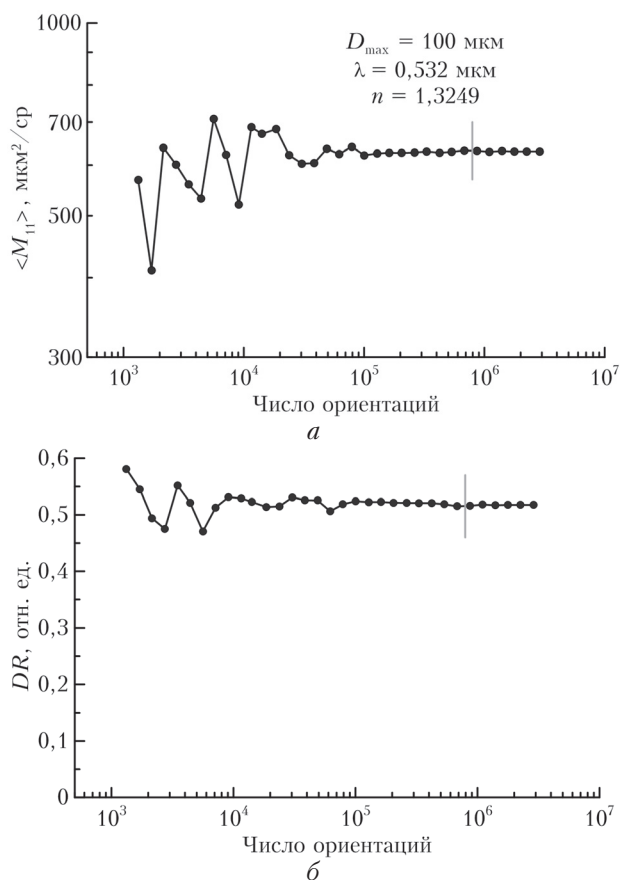


Рис. 2. Сходимость первого элемента матрицы Мюллера  $M_{11}$  и деполаризационного отношения  $DR$  в зависимости от числа ориентаций частицы

Для вычисления максимальной степени поляризации  $P_{\text{max}}$  необходимо вычислить матрицу рассеяния света как функцию угла рассеяния  $\theta$ . Поскольку максимум степени поляризации, как правило, лежит в диапазоне углов рассеяния  $70\text{--}110^\circ$ , то решение может быть получено в рамках приближения геометрической оптики (геометрооптическое решение). Приближение геометрической оптики, во-первых, значительно быстрее метода физической оптики, во-вторых, имеет хорошую точность в указанном диапазоне углов [21]. Решение строилось

во всем диапазоне углов рассеяния от  $0$  до  $180^\circ$  с шагом  $0,5^\circ$ . Для усреднения по ориентациям также проводилось аналитическое усреднение по углу  $\alpha$ . По углам  $\beta$  и  $\gamma$  использовалось 1800 и 3600 шагов соответственно. Подтверждением сходимости решения в зависимости от числа ориентаций является отсутствие осцилляций в индикатрисах рассеяния, а также сходимость численного решения к аналитическому при больших значениях мнимой части показателя преломления, когда основной вклад в решение вносит внешняя зеркальная компонента рассеянного света [21] (рис. 3). Решение строилось

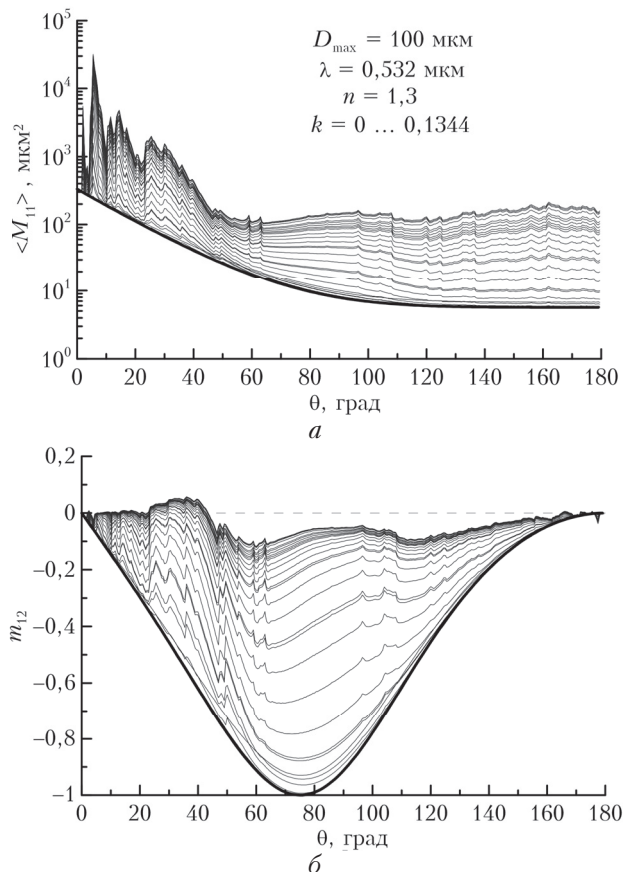


Рис. 3. Элементы  $M_{11}$  и  $m_{12}$  матрицы рассеяния света для  $\text{Im}(n) = 0; 0,00001; 0,00002; 0,00005; 0,0001; 0,00012; 0,00015; 0,00018; 0,0002; 0,00022; 0,00028; 0,00034; 0,00042; 0,0005; 0,00052; 0,00064; 0,00079; 0,00097; 0,001; 0,0012; 0,00147; 0,0018; 0,00215; 0,0022; 0,0027; 0,003; 0,0043; 0,0084; 0,0168; 0,1344$  (сверху вниз). Полуэллиптическая кривая соответствует случаю, когда основной вклад в решение вносит внешняя зеркальная компонента рассеянного света

для тех же размеров частиц и показателей преломления, что и решение для направления рассеяния строго назад.

## Решение задачи рассеяния света в зависимости от угла рассеяния

Решение задачи рассеяния света как функции угла рассеяния  $\theta$ , как уже отмечалось выше,

строилось в рамках приближения геометрической оптики. Зависимость элементов  $M_{11}$  и  $m_{12}$  матрицы рассеяния света от угла рассеяния представлена на рис. 3. Важно понимать, что решение, полученное в рамках приближения геометрической оптики, не учитывает волновых свойств света — дифракции и интерференции, поэтому оно напрямую не зависит от размера частицы и длины волны падающего излучения. Однако, во-первых, оно чувствительно к показателю преломления, который, как правило, зависит от длины волны света; во-вторых, при наличии мнимой части показателя преломления (при учете поглощения) становится чувствительным к размеру частицы. Таким образом, влияние длины волны и размера частицы на геометрооптическое решение является опосредованным и его необходимо учитывать при решении.

Как уже было показано ранее [19], геометрооптическое решение хорошо согласуется с решением, полученным в рамках метода физической оптики, во всем диапазоне углов рассеяния, за исключением окрестности направления рассеяния вперед (где сильно влияние дифракционных эффектов), окрестности направления рассеяния назад (где существенный вклад вносят когерентные эффекты) и областей скачкообразного изменения индикатриссы (где дифракционные эффекты приводят к более плавным изменениям). Таким образом, для решения задачи определения максимума степени поляризации, который лежит в окрестности  $70\text{--}110^\circ$ , такое решение хорошо подходит.

Процедура поиска максимума поляризации в зависимости от размера частицы и показателя преломления заключается в том, что сначала строится решение для элемента  $m_{12}$  в зависимости от угла рассеяния для всех необходимых размеров и показателей преломления, затем ищется его минимум, который соответствует максимуму поляризации. Пример такого решения представлен на рис. 4 (цв. вкладка). Приведены значения элемента  $m_{12}$  как функции мнимой части показателя преломления для разных размеров частиц и двух крайних значений вещественной части показателя преломления: 1,3 и 1,6. В частности, синяя сплошная линия соответствует минимумам элемента  $m_{12}$ , представленным на рис. 3, б.

Из решения видно, что без учета поглощения (мнимая часть показателя преломления равна нулю) для частиц с  $D_{\max} = 100$  мкм при  $\text{Re}(n) = 1,3$ , минимальное значение  $m_{12}$  достигается при угле рассеяния  $\sim 60^\circ$  ( $m_{12} = -0,125$ ). Затем при росте мнимой части показателя преломления решение начинает сходиться к аналитическому решению для внешней зеркальной компоненты (нижняя линия на рис. 3, а), когда частица становится полностью непрозрачной, и мы видим плавное уменьшение элемента  $m_{12}$  от  $-0,125$  до  $-1$ . При дальнейшем росте мнимой части показателя преломления ( $> 0,01$ ) он начинает влиять на коэффициенты Френеля, и мы видим это как увеличение минимума элемента  $m_{12}$ .

## Решение задачи рассеяния света в направлении назад

Получение решения задачи рассеяния света на крупной несферической частице в направлении назад является сложной проблемой теории рассеяния света. Дело в том, что приближение геометрической оптики в этом случае неприменимо, несмотря на большие размеры частицы, поскольку в направлении рассеяния строго назад существует когерентный пик интенсивности [18]. Такой пик может быть правильно учтен только методами, в которых принимается во внимание волновая природа света, к которым приближение геометрической оптики не относится. Хорошо известные строгие численные методы решения задачи рассеяния света на несферических частицах, такие как FDTD, PSDT, DDA и пр., неприменимы для столь крупных частиц. Для примера частица с  $D_{\max} = 200$  мкм имеет параметр размера (size parameter), примерно равный 1200, в то время как верхней границей эффективного применения строгих численных методов можно считать параметр размера, равный 200. Таким образом, единственным на данный момент методом, подходящим для решения такой задачи, является метод физической оптики [17, 19]. Впервые он был разработан в России в 1985 г. А. Поповым [22], затем развивался в Институте оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН А.Г. Боровым [23]. Сейчас существуют также две другие реализации этого метода: метод PGOH [24], разработанный L. Bi, и метод GOIE [25], разработанный P. Yang в США. Все три метода физической оптики реализованы на одной и той же базовой идее и успешно применяются для решения задачи рассеяния света на многогранных частицах.

Решение, полученное в рамках метода физической оптики, явно зависит от длины волны падающего излучения, размера частицы и показателя преломления. В рамках настоящей работы решение строилось для  $\lambda = 0,532$  мкм.

Решение для элемента  $M_{11}$  как функции мнимой части показателя преломления представлено на рис. 5 (цв. вкладка). Видно, что при росте мнимой части показателя преломления происходит резкое уменьшение  $M_{11}$  и, как следствие, геометрического альбеда частицы — частица становится менее прозрачной. Уже при  $k > 3 \cdot 10^{-3}$  видно, что частица стала полностью непрозрачной и решение формируется только внешней зеркальной компонентой рассеянного света, для которой деполяризационное отношение, как правило, равно нулю (см. рис. 5). Также видно, что чем крупнее частица, тем сильнее влияние мнимой части показателя преломления на решение. В частности, для частиц с  $D_{\max} = 200$  мкм выход на зеркальную компоненту происходит при вдвое меньших величинах мнимой части показателя преломления, чем для частиц с  $D_{\max} = 100$  мкм.

## Результаты и их обсуждение

Два полученных решения позволяют проверить эффект Умова, построив график зависимости логарифма

рифма геометрического альbedo от логарифма степени поляризации (рис. 6, цв. вкладка).

Рис. 6 показывает, что в некоторых областях графика действительно прослеживается обратная зависимость логарифма геометрического альbedo от логарифма степени поляризации. Однако эта зависимость свойственна областям с малым значением мнимой части показателя преломления, т.е. при малом поглощении.

В частности, из рис. 4 и 5 видно, что при больших значениях мнимой части показателя преломления решения для  $M_{11}$  и для  $P_{\max}$  выходят на некоторые стационарные значения. Это соответствует режиму, когда рассеянное поле формируется главным образом внешним зеркальным отражением от поверхности частицы. Весьма условно для частиц с  $D_{\max} = 100\text{--}200$  мкм можно принять  $k = 0,001$  в качестве некоторого граничного значения: при  $k > 0,001$  в рассеянном свете начинает доминировать зеркальная компонента рассеянного света. Диаграмма Умова для  $k < 0,001$  представлена на рис. 7, а (цв. вкладка). Видно, что в этом случае можно наблюдать некоторые линейные зависимости. Для  $k > 0,001$  диаграмма Умова представлена на рис. 7, б; наблюдается существенное изменение в поведении зависимостей: оно становится более сложным. Стоит обратить внимание, что выпадающие точки на рис. 7, б соответствуют большому значению  $k = 0,134$ , при котором модуль комплексного показателя преломления существенно отличается от модуля его вещественной части. Это ведет к изменению механизма отражения света от границы раздела кристалл/воздух и видно на рис. 5 и 6 как отклонение решения для  $k = 0,134$ .

### Заключение

Представлено решение задачи рассеяния света на хаотически ориентированных частицах неправильной формы размерами 100, 140, 170 и 200 мкм для длины волны 0,532 мкм и 210 различных показателей преломления, вещественная часть которых менялась от 1,3 до 1,6 с шагом 0,5, а мнимая составляла: 0; 0,00001; 0,00002; 0,00005; 0,0001; 0,00012; 0,00015; 0,00018; 0,0002; 0,00022; 0,00028; 0,00034; 0,00042; 0,0005; 0,00052; 0,00064; 0,00079; 0,00097; 0,001; 0,0012; 0,00147; 0,0018; 0,00215; 0,0022; 0,0027; 0,003; 0,0043; 0,0084; 0,0168; 0,1344.

Решение строилось как в рамках метода физической оптики (для направления рассеяния строго назад), так и в рамках приближения геометрической оптики (для углов рассеяния в диапазоне от 0 до 180°). Полученные решения позволили построить диаграмму зависимости геометрического альbedo частицы от максимальной степени поляризации для проверки эффекта Умова.

Установлено, что при мнимой части показателя преломления  $< 0,001$  для частиц размерами от 100 до 200 мкм эффект Умова выполняется с хорошей точностью. Однако эффект Умова нарушается,

когда мнимая часть показателя преломления  $> 0,001$ , и в решении начинает доминировать зеркальная компонента рассеянного излучения (при этом как геометрическое альbedo, так и максимум степени поляризации выходят на плато насыщения).

Проверка эффекта Умова выполнена при финансовой поддержке РФФИ № 19-77-10022, расчеты индикатрис рассеяния света в рамках приближения геометрической оптики выполнены при финансовой поддержке РФФИ (№ 19-45-703010, 21-55-53027). Модернизация метода физической оптики выполнена в рамках государственного задания ИОА СО РАН.

1. *Provostaye F., Desains P.* Mémoire sur la diffusion de la chaleur // Annal. Chim. Phys. 1852. V. 3, N 34. P. 192–225.
2. *Umov N.A.* Chromatische depolarisation durch lichtstreuung // Phis. Zeits. 1905. V. 6. P. 674–676.
3. *Тополец А.С.* Об эффекте Умова // ЖЭТФ. 1950. Т. 20, N 6. С. 390–394.
4. *Wolff M.* Theory and application of the polarization-albedo rules // Icarus. 1980. V. 44, N 3. P. 780–792.
5. *Shkuratov Yu.G., Opanasenko N.V., Kreslavsky M.A.* Polarimetric and photometric properties of the Moon: Telescope observation and laboratory simulation. 1. The negative polarization // Icarus. 1992. V. 95, N 2. P. 283–299.
6. *Mishchenko M.I., Liu L., Hovenier J.W.* Effects of absorption on multiple scattering by random particulate media: Exact results // Opt. Express. 2007. V. 15, N 20. P. 13182–13187.
7. *Zubko E., Videen G., Shkuratov Y., Muinonen K., Yamamoto T.* The Umov effect for single irregularly shaped particles with sizes comparable with wavelength // Icarus. 2011. V. 212, N 1. P. 403–415. DOI: 10.1016/j.icarus.2010.12.012.
8. *Zubko E., Videen G., Zubko N., Shkuratov Y.* Reflectance of micron-sized dust particles retrieved with the Umov law // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2017. V. 190. P. 1–6. DOI: 10.1016/j.jqsrt.2017.01.003.
9. *Liot B.* Recherches sur la polarisation de la lumière des planètes et de quelques substances terrestres. Orléans: H. Tessier, 1929. 161 p.
10. *Киселев Н.Н., Лутишко Д.Ф., Чернова Г.П., Шкуратов Ю.Г.* Поляриметрия астероида 1685 Торо // Кинематика и физика небесных тел. 1990. Т. 6, № 2. С. 77–82.
11. *Ishiguro M., Nakayama H., Kogachi M., Mukai T., Nakamura R., Hirata R., Okazaki A.* Maximum visible polarization of 4179 toutatis in the apparition of 1996 // Publ. Astron. Soc. Jpn. 1997. V. 49, N 5. P. L31–L34. DOI: 10.1093/pasj/49.5.L31.
12. *Kiselev N.N., Rosenbush V.K., Jockers K., Velichko F.P., Shakhovskoj N.M., Efimov Yu.S., Lupishko D.F., Rummyantsev V.V.* Polarimetry of near-Earth asteroid 33342 Synthetic phase angle dependence of polarization for the E-type asteroids The Netherlands, WT24 // Proc. Conf. Asteroids, Comets. 1998. P. 887–890.
13. *Бурнашов А.В., Коношонкин А.В.* Матрица рассеяния света на усеченном пластинчатом дроксталле, ориентированном преимущественно в горизонтальной плоскости // Оптика атмосф. и океана. 2012. Т. 25, № 12. С. 1043–1050; *Burnashov A.V., Konoshonkin A.V.* Matrix of light scattering on a truncated plate-like droxtal preferably oriented in a horizontal plane // Atmos. Ocean. Opt. 2013. V. 26, N 3. P. 194–200.
14. *van de Hulst Г.* Рассеяние света малыми частицами. М.: Иностранная литература, 1961. 537 с.

15. Коношонкин А.В., Кустова Н.В., Боровой А.Г., Reichardt J. Восстановление доли ориентированных атмосферных кристаллов по данным рамановского лидара и облакомера // Оптика атмосфер. и океана. 2017. Т. 30, № 7. С. 552–557. DOI: 10.15372/AOO20170702.
16. Shishko V.A., Konoshonkin A.V., Kustova N.V., Borovoi A.G. Light scattering by large particles with the arbitrary shape within the geometrical optics approximation // Proc. SPIE. 2019. V. 11208. P. 1120867.
17. Коношонкин А.В., Кустова Н.В., Осипов 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 атмосфер. и океана. 2015. Т. 28, № 9. С. 830–843. DOI: 10.15372/AOO20150909.
18. 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.
19. 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, N 23. P. 32984–32993.
20. 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. DOI: 10.15372/AOO20160105.
21. Коношонкин А.В., Кустова Н.В., Боровой А.Г. Граница применимости приближения геометрической оптики для решения задачи обратного рассеяния света на квазигоризонтально ориентированных гексагональных ледяных пластинках // Оптика атмосфер. и океана. 2014. Т. 27, № 8. С. 705–712; Konoshonkin A.V., Kustova N.V., Borovoi A.G. Limits to applicability of geometrical optics approximation to light backscattering by quasihorizontally oriented hexagonal ice plates // Atmos. Ocean. Opt. 2015. V. 28, N 1. P. 74–81.
22. Понов А.А. О когерентном сложении рассеянного и дифракционного полей в задачах светорассеяния на крупных кристаллах // Докл. АН СССР. 1988. Т. 303, № 3. С. 594–597.
23. Borovoi A.G., Grishin I.A. Scattering matrices for large ice crystal particles // J. Opt. Soc. Am. A. 2003. V. 20, N 11. P. 2071–2080.
24. 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, N 9. P. 1492–1508.
25. Yang P., Liou K.N. Geometric-optics–integral-equation method for light scattering by nonspherical ice crystals // Appl. Opt. 1996. V. 35, N 33. P. 6568–6584.

*I.V. Tkachev, D.N. Timofeev, N.V. Kustova, A.V. Konoshonkin, K.A. Shmirko. The Umov effect for irregular shaped particles larger than the wavelength.*

The paper presents the results of the study of the Umov effect for large compare to the wavelength of the incident radiation nonspherical particles. The calculation was carried out for particles with maximal sizes of 100, 140, 170 and 200 microns. The results were obtained for 210 different refractive indices, the real part of which varied from 1.3 to 1.6 with a step of 0.5, the imaginary part varied from 0 to 0.1344. It has been shown that the Umov effect is fulfilled for all the particles when the imaginary part of the refractive index is less than 0.001.

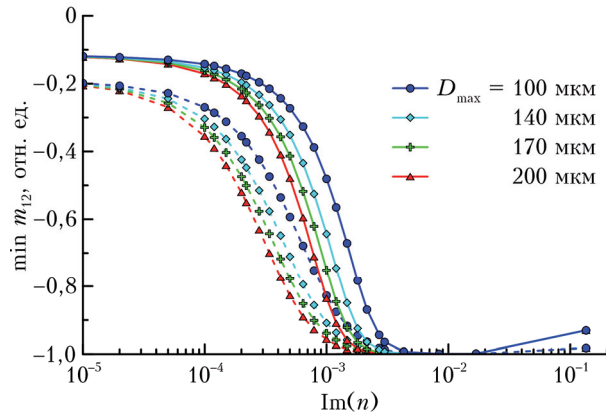


Рис. 4. Элемент  $m_{12}$  матрицы Мюллера в зависимости от мнимой части показателя преломления для разных размеров частиц для  $\text{Re}(n) = 1,3$  (сплошная линия) и  $1,6$  (пунктирные линии)

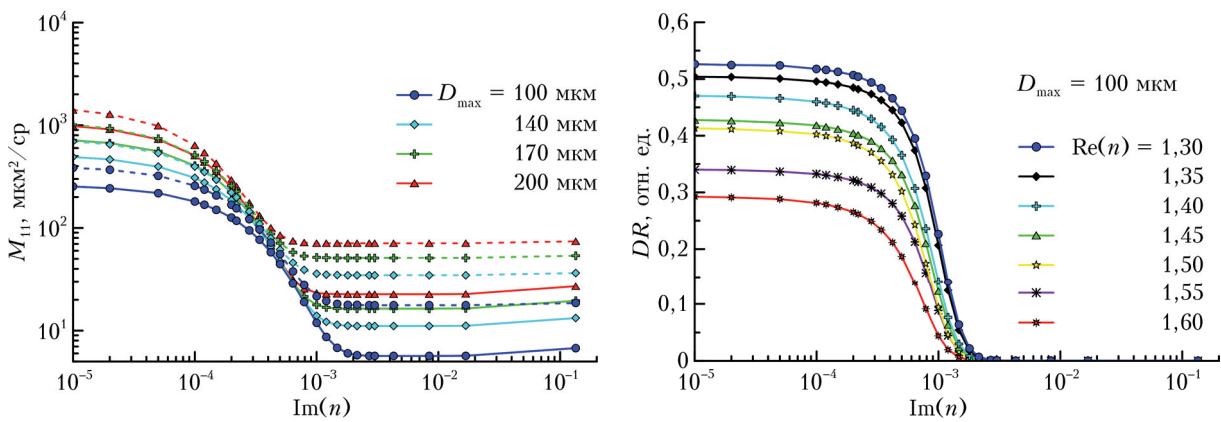


Рис. 5. Элемент  $M_{11}$  матрицы Мюллера в зависимости от мнимой части показателя преломления для разных размеров частицы (слева) и разных вещественных частей показателя преломления (справа)

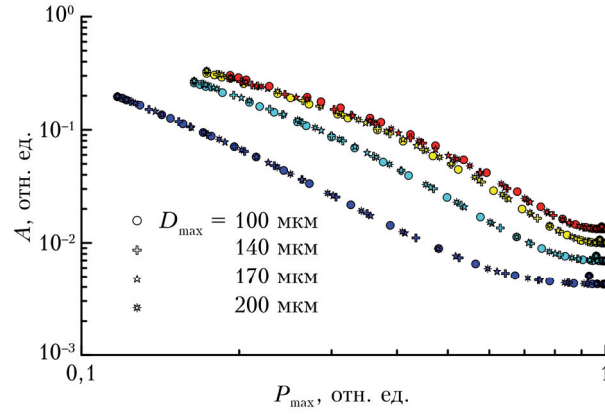


Рис. 6. Зависимость логарифма геометрического альbedo от логарифма степени поляризации для  $\text{Re}(n) = 1,3$  (синий); 1,4 (бирюзовый); 1,5 (желтый); 1,6 (красный)

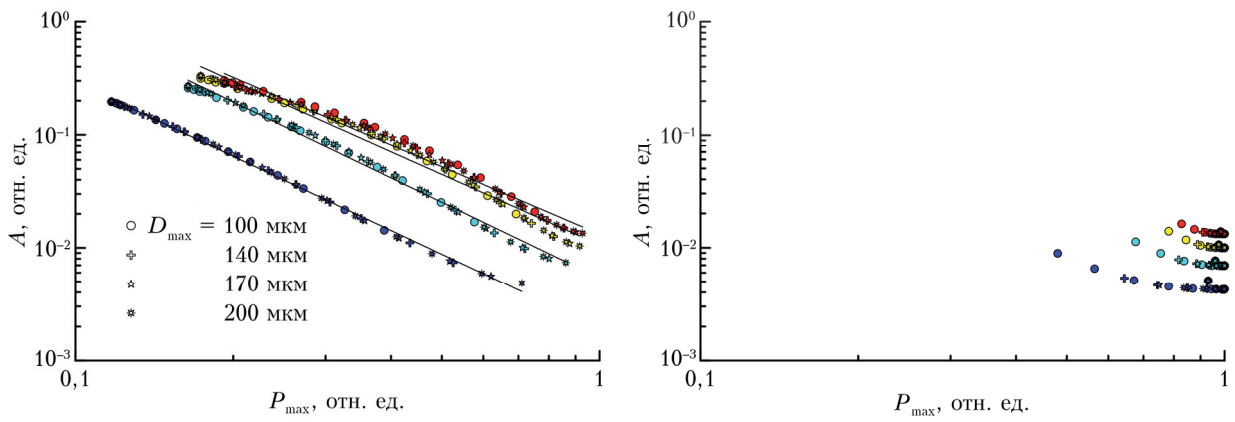


Рис. 7. Диаграмма Умова для  $k < 0,001$  (слева) и  $k > 0,001$  (справа) для  $\text{Re}(n) = 1,3$  (синий); 1,4 (бирюзовый); 1,5 (желтый); 1,6 (красный)