

О.В. Шефер

Энергетические и поляризационные характеристики оптического излучения, рассеянного в направлении вперед пластинчатым кристаллом

*Томский государственный университет
Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск*

Поступила в редакцию 8.11.2005 г.

Представлены результаты численного исследования характеристик оптического излучения, рассеянного ледяной пластинкой в направлении вперед, таких как сечение ослабления, фактор эффективности ослабления, степень поляризации, элементы матрицы рассеяния. Продолжены исследования и показано, что для полупрозрачной ориентированной пластинки различное сочетание значений, определяющих размер частицы, ориентацию в пространстве и показатель преломления, обуславливает изменение фактора эффективности ослабления в пределах от 0 до 4. Выявлена практически монотонная зависимость ослабления в ИК-диапазоне (по крайней мере, на участках длины волны, составляющих несколько микрометров) и быстроосциллирующая — в видимом.

Показано, что при вариации микрофизических и оптических свойств пластинок наиболее высокая скорость изменения поляризационных характеристик излучения, рассеянного в направлении вперед, имеет место при угле наклона кристалла относительно направления зондирования, превышающем 30° .

Введение

Кристаллические облака оказывают существенное влияние на радиационные процессы в атмосфере, а также на видимость через слой атмосферы различных объектов. В этой связи изучение оптических характеристик, к которым, в частности, относится ослабление, является актуальной задачей. Ледяные облака состоят из кристаллов с большим разнообразием форм и размеров. К настоящему времени для мелких и крупных кристаллов с хаотической ориентацией результаты исследования рассеяния вперед широко представлены в научной литературе [1–4]. В силу сложности описания трансформированного излучения, прошедшего через крупные полупрозрачные кристаллы, проблема ослабления оптического излучения ледяными частицами остается открытой. В частности, как отмечают исследователи, данные для инфракрасной области спектра почти полностью отсутствуют [4].

В процессе изучения ослабления света для больших кристаллов в основном получены такие характеристики, как сечение и фактор ослабления. Для ряда крупных частиц полное рассеянное поле определяется только дифракционным полем, а сечение ослабления равно удвоенной площади геометрической тени в направлении распространения излучения. Это возможно тогда, когда рефракционные пучки либо затухают внутри кристалла, либо при выходе существенно отклоняются от направления вперед. Для ориентированных кристаллов с плоскопараллельными гранями фактор эффективности мо-

жет быть отличен от 2 [5]. Для плоских кристаллов он может меняться в пределах от 0 до 4. В случае увеличения пар плоскопараллельных граней частицы интервал изменения этой характеристики сужается.

Среди всех типов кристаллов по характеру ослабления выделяются ледяные пластинки. Для этого типа кристаллов возможны наибольшие вариации фактора ослабления при изменении микрофизических и ориентационных свойств. Однако определение только сечения ослабления недостаточно для полного описания поляризационных свойств излучения, рассеянного в направлении вперед. После прохождения через ориентированную частицу могут измениться не только энергетические, но и поляризационные характеристики падающего излучения. Для полного представления этих характеристик, как правило, рассматривают матрицу рассеяния и матрицу экстинкции.

Характеристики оптического излучения, прошедшего через ориентированную пластинку

В [6] получена оптическая модель, позволяющая исследовать энергетические и поляризационные характеристики оптического излучения, прошедшего через ориентированный ледяной кристалл. Для этого были рассмотрены соотношения для сечений рассеяния σ_{ij} , пропорциональных соответствующим параметрам вектора Стокса I_{ij} [7]:

$$\sigma_{fj} = \frac{4\pi r^2}{I_1} I_{fj}, \quad (1)$$

где I_1 — интенсивность электромагнитного поля падающей волны. Параметры вектора Стокса рассеянного излучения I_{fj} выражаются через амплитуды рассеянного поля:

$$\begin{aligned} I_{f1} &= |E_I|^2 + |E_{II}|^2, & I_{f2} &= |E_I|^2 - |E_{II}|^2, \\ I_{f3} &= 2\text{Re}(E_I E_{II}), & I_{f4} &= 2\text{Im}(E_I E_{II}). \end{aligned} \quad (2)$$

В [6] приводится также схема распространения излучения, трансформированного после взаимодействия с частицей. В качестве отдельной частицы рассмотрена полупрозрачная пластинка гексагональной формы. Под углом β к оси пластинки (которая расположена по нормали к основанию пластинки) падает плоская волна эллиптической поляризации. В рамках метода физической оптики получены соотношения для сечений рассеяния σ_{fj} в любой точке передней полусферы:

$$\sigma_{fj} = WM_{ij} \frac{I_i}{I_1}, \quad i = 1, 2, 3, 4; \quad j = 1, 2, 3, 4, \quad (3)$$

где

$$W = \frac{k^2 (1 + \cos \vartheta)^2}{\pi \cdot 2};$$

I_i — параметры вектора Стокса падающего излучения; элементы матрицы рассеяния M_{ij} представляют собой квадратичные зависимости элементов амплитудной матрицы; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, а λ — длина волны падающего излучения. Угол ϑ определяет отклонение направления приема от линии выхода лучей из пластинки. В данной работе мы остановимся на исследовании характеристик излучения, рассеянного в направлении вперед (т.е. когда $\vartheta = 0^\circ$).

Для изучения энергетических и поляризационных параметров рассеяния в направлении вперед используется матрица экстинкции (K_{ij} , $i = 1, 2, 3, 4$; $j = 1, 2, 3, 4$) [2]. Ее элементы определяются как линейные комбинации элементов амплитудной матрицы. Выражения, определяющие амплитуды поля, рассеянного пластинчатым кристаллом, для любой точки передней полусферы, представлены в [6]. Амплитуды поля, рассеянного в направлении вперед, определяются как результат когерентного сложения дифракционного поля и поля рефракционных пучков с учетом фазовых набегов. Следует отметить, что комбинации элементов первой строки матрицы экстинкции представляют такую характеристику, как ослабление [2]:

$$S_{ext} = K_{11} + K_{12} \frac{I_2}{I_1} + K_{13} \frac{I_3}{I_1} + K_{14} \frac{I_4}{I_1}. \quad (4)$$

На основе оптической теоремы для ориентированной полупрозрачной пластинки получено выра-

жение для сечения ослабления поляризованного излучения [8] в следующей форме:

$$\begin{aligned} S_{ext} &= 2S_{sq} - \text{Re}(Q_{\parallel} + Q_{\perp}) - \frac{I_2}{I_1} \text{Re}(Q_{\parallel} - Q_{\perp}) \cos 2\gamma + \\ &+ \frac{I_3}{I_1} \text{Re}(Q_{\parallel} - Q_{\perp}) \sin 2\gamma, \end{aligned} \quad (5)$$

где S_{sq} — площадь геометрической тени в направлении распространения излучения; угол γ определяет ориентацию плоскости поляризации; Q_{\parallel} , Q_{\perp} — амплитуды рассеянного поля, связанные с соответствующими коэффициентами Френеля.

Для изучения энергетических характеристик при $\vartheta = 0^\circ$ основное внимание сосредоточим на анализе значений сечения ослабления S_{ext} и фактора ослабления

$$\Theta = S_{ext}/S_{sq}. \quad (6)$$

Для исследования поляризационных свойств проанализируем значения степени поляризации

$$St = \sqrt{I_{f2}^2 + I_{f3}^2 + I_{f4}^2} / I_{f1} \quad (7)$$

и элементов матрицы рассеяния в направлении вперед, нормированных на первый элемент:

$$N_{ij} = M_{ij}/M_{11}. \quad (8)$$

Обсуждение численных результатов

В рамках модели отдельной ориентированной полупрозрачной пластинки проведем численное исследование энергетических (S_{ext} , Θ) и поляризационных (N_{ij} , St) характеристик рассеянного в направлении вперед излучения, которые представляют интерес для изучения кристаллических облаков оптическими методами. Для этого воспользуемся вышеуказанными формулами (2)–(8). При моделировании процесса рассеяния кристаллом была введена абсолютная система координат, с которой связаны положения источника, приемника и частицы соответствующей парой углов φ_i , θ_i ($i = 1, 2, 3$) сферической системы координат [6]. Вращение тела в пространстве относительно прямоугольной системы координат принято описывать матрицей Эйлера. Углы Эйлера α , β , γ определяются через комбинацию величин φ_1 , θ_1 и φ_3 , θ_3 . Физический смысл углов β , γ определен выше. А угол α задает положение гексагональной пластинки при вращении относительно нормали к ее основанию. Очевидно, что для гексагональной пластинки все величины, зависящие от α , имеют период 60° . Следует заметить, что на всех рисунках в данной работе представлены характеристики, усредненные по углу α .

На рис. 1 показаны зависимости фактора эффективности ослабления Θ от толщины пластинки d при различных положениях частицы относительно направления зондирования (угол β) и различных значениях поглощения ледяной пластинки χ .

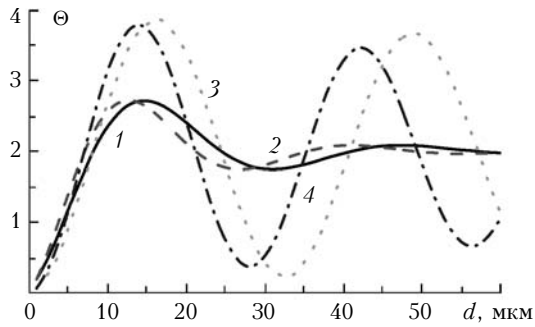


Рис. 1. Зависимость фактора ослабления от толщины пластинки при разных χ и β : 1 — $\chi = 0,1$, $\beta = 20^\circ$; 2 — $\chi = 0,1$, $\beta = 40^\circ$; 3 — $\chi = 10^{-4}$, $\beta = 20^\circ$; 4 — $\chi = 10^{-4}$, $\beta = 40^\circ$; $n = 1,31$, $a = 125$ мкм, $\lambda = 10,6$ мкм, $\theta_3 = \beta$, $\theta_1 = 0^\circ$, $\varphi_1 = 0^\circ$, $\theta_2 = 0^\circ$, $\varphi_2 = 0^\circ$, $\varphi_3 = 0^\circ$, $I_2/I_1 = 1$, $I_4 = I_3 = 0$

Пластинка имеет радиус a и характеризуется комплексным показателем преломления $\tilde{n} = n + i\chi$. Из рис. 1 видно, что при малом поглощении ($\chi = 10^{-4}$) фактор ослабления в зависимости от толщины пластинки d может меняться в пределах от 0 до 4. Очевидно, что при увеличении χ или d фактор ослабления стремится к своему асимптотическому значению, равному 2. При большем поглощении кристалла, а также при увеличении его толщины, когда путь лучей, проходящих через частицу, увеличивается, все это приводит к тому, что энергия теряется, переходя в тепло. В этом случае поле, рассеянное в направлении вперед, в большей степени определяется дифракционным полем, а вклад рефракционного поля снижается.

На рис. 2 представлены зависимости фактора Θ от ориентации частицы β при различной толщине d и различных показателях поглощения χ . Видно, что при увеличении угла падения β фаза и амплитуда кривой $\Theta(\beta)$ изменяются. При увеличении угла β и значений толщины d частота вариаций $\Theta(\beta)$ увеличивается. Но при этом чем меньше толщина частицы, тем выше амплитуда зависимости $\Theta(\beta)$. Чем больше χ , тем фактор ослабления ближе к своему асимптотическому значению. При формировании полного поля, рассеянного в направлении вперед, к дифракционному полю добавка рефракционного поля с увели-

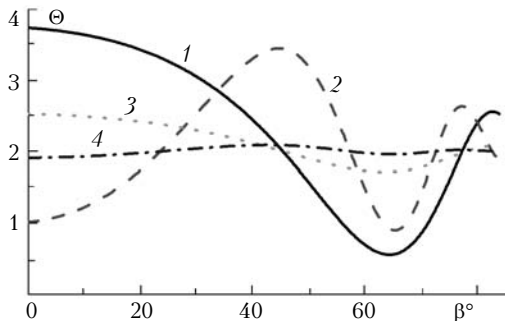


Рис. 2. Зависимость фактора ослабления от ориентации пластинки при разных χ и d : 1 — $\chi = 10^{-4}$, $d = 20$ мкм; 2 — $\chi = 10^{-4}$, $d = 40$ мкм; 3 — $\chi = 0,1$, $d = 20$ мкм; 4 — $\chi = 0,1$, $d = 40$ мкм; $n = 1,31$, $a = 125$ мкм, $\lambda = 10,6$ мкм, $\theta_3 = \beta$, $\theta_1 = 0^\circ$, $\varphi_1 = 0^\circ$, $\theta_2 = 0^\circ$, $\varphi_2 = 0^\circ$, $\varphi_3 = 0^\circ$, $I_2/I_1 = 1$, $I_4 = I_3 = 0$

чением угла β , толщины частицы d или показателя поглощения χ будет менее существенна. Следует отметить, что подобные зависимости наблюдаются и для сечения ослабления, однако линия, представляющая ее асимптотику, расположена под углом к оси x (а не параллельно, как для фактора ослабления). Или, другими словами, с увеличением β среднее значение ослабления для различных толщин пластинки снижается.

На рис. 3 представлены соответственно значения сечения ослабления S_{ext} и фактора ослабления Θ в зависимости от радиуса пластинки a при различной ее ориентации β , но при фиксированной толщине ($d = 20$ мкм).

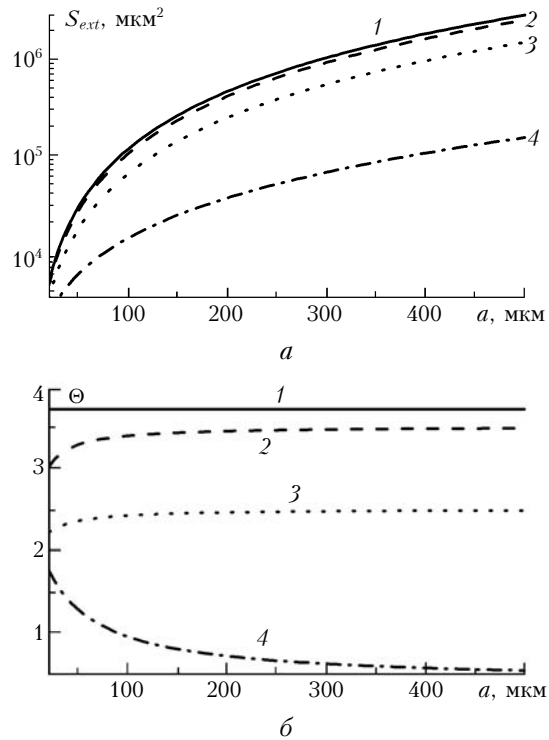


Рис. 3. Зависимость сечения ослабления от радиусов пластинок $S_{ext}(a) - a$ и $\Theta(a) - б$ при разных β : 1 — $\beta = 0^\circ$; 2 — 20° ; 3 — 40° ; 4 — $\beta = 70^\circ$; $\tilde{n} = 1,31 + i \cdot 10^{-4}$, $d = 20$ мкм, $\lambda = 10,6$ мкм, $\theta_3 = \beta$, $\theta_1 = 0^\circ$, $\varphi_1 = 0^\circ$, $\theta_2 = 0^\circ$, $\varphi_2 = 0^\circ$, $\varphi_3 = 0^\circ$, $I_2/I_1 = 1$, $I_4 = I_3 = 0$

Из рис. 3, а видно, что значение ослабления выше для частиц с большими радиусами и при меньших углах β . При этом изменения могут составлять несколько порядков. Фактор эффективности имеет относительно стабильные значения в зависимости от радиуса пластинки. Значения фактора $\Theta(a)$ (рис. 3, б) можно считать постоянными при $a > 150$ мкм. Характер изменения ослабления ярче выражен для частиц размерами $a < 150$ мкм. Для таких значений a чем больше β , тем скорость изменения S_{ext} ниже, а скорость изменения Θ выше.

На рис. 4 представлены спектральные зависимости фактора ослабления при различных β . Для расчета спектрального хода характеристик свето-

рассеяния в зависимости от длины волны воспользуемся показателями $n = n(\lambda)$ и $\chi = \chi(\lambda)$, построенными по данным, приведенным в [3]. Из рис. 4, *a* видно, что в видимом и ближнем ИК-диапазонах длин волн $\Theta(\lambda)$ является быстро осциллирующей функцией.

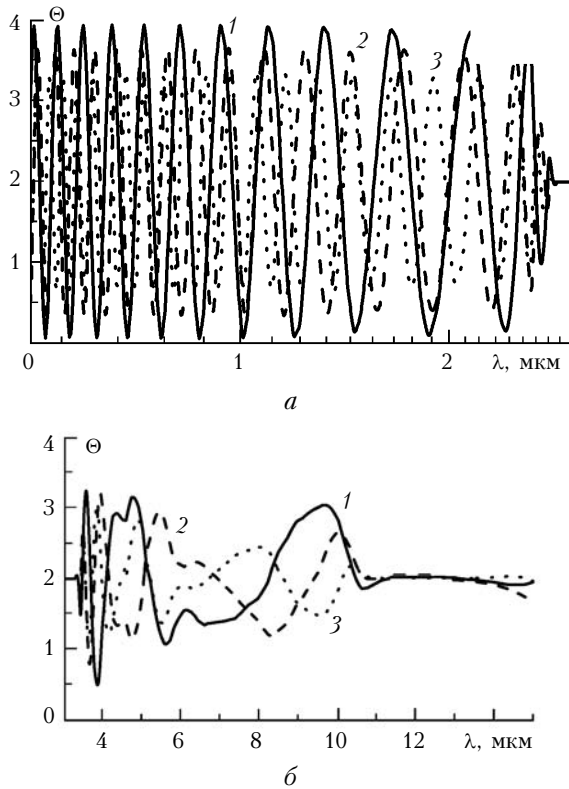


Рис. 4. Зависимость фактора ослабления от длины волны видимого и ближнего ИК-диапазонов (*a*) и от длины ИК-диапазона $\Theta(\lambda)$ (*б*) при разных β : 1 – $\beta = 10^\circ$; 2 – 50° ; 3 – 70° ; $d = 20$ мкм, $\lambda = 10,6$ мкм, $\theta_3 = \beta$, $\theta_1 = 0^\circ$, $\varphi_1 = 0^\circ$, $\theta_2 = 0^\circ$, $\varphi_2 = 0^\circ$, $\varphi_3 = 0^\circ$, $I_2/I_1 = 1$, $I_4 = I_3 = 0$

Рис. 4, *б* иллюстрирует изменение Θ в ИК-диапазоне длин волн. Ход кривой $\Theta(\lambda)$ зависит от угла падения, который, в свою очередь, обеспечивает определенное положение \min и \max . Из рис. 4, *б* видно, что для $\Theta(\lambda)$ наблюдается монотонная зависимость, по крайней мере на промежутках, составляющих несколько микрометров.

Из рис. 4 видно, что фактор ослабления для видимого и ИК-диапазонов длин волн меняется в пределах от 0 до 4. Анализируя характеристики рефракционного поля, следует учитывать, что в поперечное сечение пластинки «укладываются» на порядки больше лучей пучка электромагнитного излучения видимого диапазона длин волн, чем ИК-диапазона. При даже незначительных изменениях размеров частицы набег фаз, характерный для видимой области спектра, меняется на порядки быстрее, чем для ИК-области. Поэтому при переходе к интегральным характеристикам, в частности к расчету коэффициента ослабления для системы частиц, величину сечения

ослабления (или фактор ослабления) для отдельного кристалла необходимо усреднить по размерам.

Очевидно, что высокая частота фактора ослабления в видимом и ближнем ИК-диапазонах длин волн предопределяет нейтральный ход коэффициента ослабления, а почти монотонная зависимость – спектральный ход в ИК-диапазоне.

На рис. 5 представлены зависимости S_{ext} от β при разных λ . Видно, что частота осцилляций в первую очередь обусловлена значениями λ . Но с возрастанием угла падения излучения β частота зависимости $S_{ext}(\beta)$ увеличивается, а ее амплитуда $S_{ext}(\beta)$ уменьшается.

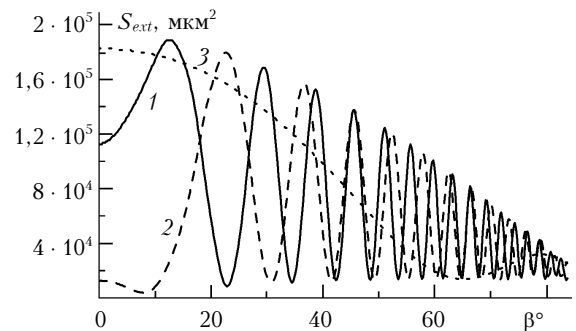


Рис. 5. Зависимость сечения ослабления от ориентации пластинки при разных λ : 1 – $\lambda = 0,55$ мкм; 2 – $0,694$ мкм; 3 – $10,6$ мкм; $d = 40$ мкм; $\tilde{n} = 1,31 + i \cdot 10^{-4}$, $a = 125$ мкм, $\theta_3 = \beta$, $\theta_1 = 0^\circ$, $\varphi_1 = 0^\circ$, $\theta_2 = 0^\circ$, $\varphi_2 = 0^\circ$, $\varphi_3 = 0^\circ$, $I_2/I_1 = 1$, $I_4 = I_3 = 0$

Зависимости степени поляризации St от ориентации пластинки β при разной толщине d и разных значениях показателя преломления показаны на рис. 6.

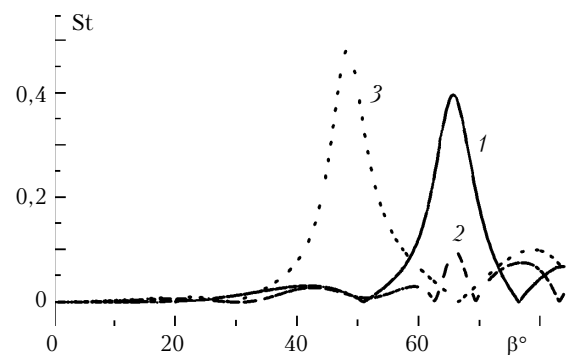


Рис. 6. Зависимость степени поляризации от ориентации пластинки при разных d и n : 1 – $n = 1,31$, $d = 20$ мкм; 2 – $n = 1,31$, $d = 40$ мкм; 3 – $n = 1,41$, $d = 20$ мкм; $a = 125$ мкм, $\chi = 10^{-4}$, $\lambda = 10,6$ мкм, $\theta_3 = \beta$, $\theta_1 = 0^\circ$, $\varphi_1 = 0^\circ$, $\theta_2 = 0^\circ$, $\varphi_2 = 0^\circ$, $\varphi_3 = 0^\circ$, $I_4 = I_3 = I_2 = 0$

Степень поляризации определялась по формуле (7) как некоторая комбинация параметров вектора Стокса. В свою очередь, для их расчета использовалась матрица рассеяния в направлении вперед. Из рис. 6 видно, что неполяризованное излучение, проходя через пластинку, частично поляризуется. Причем существенное изменение значений St происходит

при β , бóльшем 30° . Размеры и показатель преломления кристалла влияют на ход кривой $St(\beta)$. Наибольшие изменения степени поляризации следует ожидать при меньших толщинах и бóльших значениях показателя преломления (его реальной части, т.е. $n = \text{Re}(\tilde{n})$).

На рис. 7 представлены наиболее выразительные зависимости элементов матрицы рассеяния в направлении вперед, а именно: N_{34}, N_{43}, N_{12} от β при разных d .

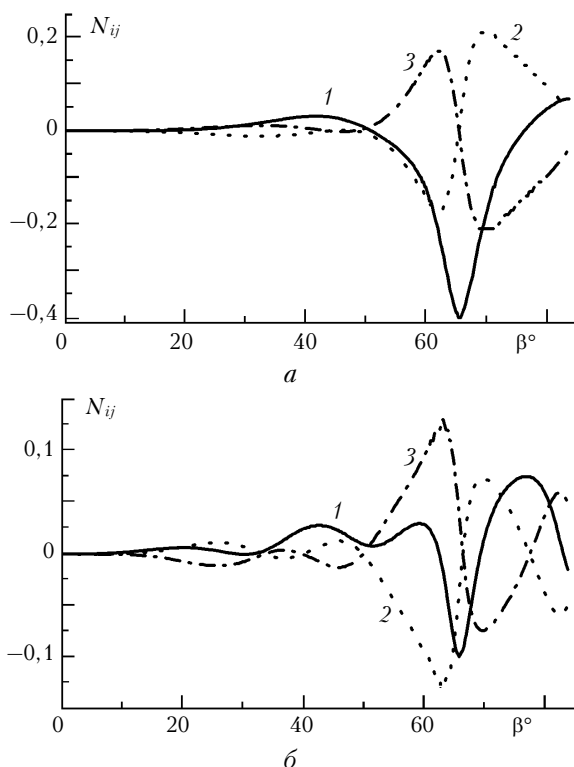


Рис. 7. Зависимость элементов матрицы рассеяния от ориентации пластинки толщиной $d = 20$ мкм (а) и $d = 40$ мкм (б): 1 – N_{12} ; 2 – N_{34} ; 3 – N_{43} при $a = 125$ мкм, $n = 1,31$, $\chi = 10^{-4}$, $\lambda = 10,6$ мкм, $\theta_3 = \beta$, $\theta_1 = 0^\circ$, $\varphi_1 = 0^\circ$, $\theta_2 = 0^\circ$, $\varphi_2 = 0^\circ$, $\varphi_3 = 0^\circ$

Очевидно, что для отдельной пластинки нормированные диагональные элементы матрицы рассеяния (8) равны 1 и, кроме того, $N_{12} = N_{21}$. Из сравнения рис. 7, а и 7, б видно, что изменение размеров частицы приводит к изменению значений элементов матрицы рассеяния. Причем эти изменения проявляются ярче при больших углах β . В случае нормального падения волны на пластинку (при $\beta = 0^\circ$) все элементы матрицы, за исключением диагональных, равны 0.

Выводы

В основе решения многопараметровой задачи рассеяния для системы частиц лежит решение этой проблемы для отдельной частицы. При этом необходимо выявить наиболее существенные связи характеристик рассеяния с параметрами кристалла и падающего излучения.

Полное поле, рассеянное в направлении вперед, для ориентированной пластинки определяется как когерентное сложение соизмеримых по величине дифракционного и рефракционного полей. Для ледяной ориентированной пластинки некоторое сочетание величин, задающих размеры частицы a, d , ее показатель преломления \tilde{n} и ориентацию β , а также длину волны падающего излучения λ , обуславливает изменение фактора эффективности ослабления в пределах от 0 до 4.

Границы этого промежутка могут сужаться при увеличении коэффициента поглощения или при увеличении толщины пластинки. Увеличение угла падения излучения на пластинку также сужает границы изменения фактора ослабления. Проходя больший путь через полупрозрачную пластинку, бóльшая часть энергии обращается в тепло.

Очевидно, добавка рефракционного поля к дифракционному при этом уменьшается, что в итоге приводит к тому, что значение фактора ослабления приближается к своему асимптотическому значению, равному 2.

Несмотря на то что фактор эффективности может принимать значения от 0 до 4, его высокочастотная зависимость в видимом и ближнем ИК-диапазонах будет обуславливать нейтральный ход ослабления для системы частиц. В ИК-диапазоне длин волн частота колебаний фактора ослабления многократно снижается, что обеспечивает спектральную зависимость ослабления в этом диапазоне.

Скорость изменения поляризационных характеристик, в частности степени поляризации и элементов матрицы рассеяния в направлении вперед, возрастает с увеличением угла наклона пластинки относительно направления падения излучения. При угле β , превышающем 30° , поляризационные характеристики наиболее чувствительны к изменениям микрофизических и оптических свойств пластинок.

Работа поддержана грантом РФФИ, рег. № 05-08-18150.

1. *Light scattering by nonspherical particles. Theory, measurements, and application* / Ed. M.I. Mishchenko, J.W. Hovenier, L.D. Travis. Academic press. International standard book number: 0-12-498660-9. California. USA, 2000. 690 p.
2. *Scattering, absorption, and emission of light by small particles* / Ed. M.I. Mishchenko, L.D. Travis, A.A. Lacis. Cambridge, UK. NASA, 2002. 445 p.
3. *Волковицкий О.А., Павлова Л.Н., Петрушин А.Г.* Оптические свойства кристаллических облаков. Л.: Гидрометеониздат, 1984. 200 с.
4. *Петрушин А.Г.* Ослабление и рассеяние оптического излучения кристаллической и смешанной облачными средами: Автореф. ... д-ра физ.-мат. наук. СПб., 2004. 35 с.
5. *Popov A.A.* Characteristics of extinction for a hexagonal crystal // Proc. SPIE. 1998. V. 3220. P. 380–389.
6. *Шефер О.В.* Оптическая модель для исследования характеристик света, прошедшего через ориентированную пластинку // Оптика атмосф. и океана. 2004. Т. 17. № 8. С. 621–626.
7. *Борен К., Хафмен Д.* Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 660 с.

O.V. Shefer. Energetic and polarization characteristics of optical radiation scattered by a plane crystal in a forward direction.

We present the results of numerical studies of characteristics (attenuation cross-section, polarization degree, elements of extinction matrix) of optical radiation scattered by an ice plate in a forward direction. It is shown that in case of a semitransparent oriented plate, different combinations of values determining the particle size, its spatial orientation, and index of refraction cause variations of the attenuation efficiency factor between 0 and 4. Practically monotonous dependence of attenuation in the IR range (at least at wavelength fractions of a few μm) and fast-oscillating one in the visible range are found.

It is shown that at variations of microphysical and optical parameters of plates, the highest rate of the change of polarization characteristics of radiation scattered in a forward direction is at a slope angle of the crystal to the sensing direction exceeding 30° .