

О.В. Шеффер

ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПЛАСТИНЧАТОГО КРИСТАЛЛА ПРИМЕНИТЕЛЬНО К БИСТАТИЧЕСКОМУ ПОЛЯРИЗАЦИОННОМУ ЛАЗЕРНОМУ ЗОНДИРОВАНИЮ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ОБЛАКОВ

Томский государственный университет
Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск

Поступила в редакцию 15.03.99 г.

Принята к печати 12.05.99 г.

Разработана оптическая модель частицы применительно к бистатическому поляризационному лазерному зондированию кристаллических облаков. В качестве рассеивателя выбрана ледяная круглая пластинка. В рамках физической оптики получены соотношения для сечений рассеяния излучения в задней полусфере с учетом состояния поляризации падающего излучения.

Введение

В настоящее время для исследования кристаллических облаков широко используются лидарные методы зондирования. Как правило, при взаимодействии оптического линейно поляризованного излучения с несферическими частицами в отраженном сигнале появляется кроссполяризованная компонента. В этой связи поляризационные лидары наряду с неполяризованными позволяют получить более информативные данные.

Состояние поляризации падающего излучения может изменяться из-за вариаций микрофизических, оптических, ориентационных свойств рассеивателей. Известно, что облачные кристаллы весьма разнообразны по своим формам и размерам. К настоящему времени в силу трудностей численной реализации процесса рассеяния на ориентированных частицах созданы лишь частные модели, отражающие то или иное оптическое явление, наблюдаемое в кристаллических облаках. В большей степени их область применения ограничена лишь узким кругом задач.

Большие потенциальные возможности в изучении верхней и средней атмосферы могут быть реализованы при дистанционном зондировании с помощью бистатического поляризационного сканирующего лидара. Исследователи отмечают большие преимущества данного метода перед традиционным моностатическим [1, 2].

Следует отметить, что, несмотря на создание бистатических лидаров, тем не менее нет удовлетворительных теоретических исследований для интерпретации данных зондирования кристаллических облаков. При этом используются главным образом теоретические разработки, применяемые к моностатическому лазерному зондированию.

В данной статье представлена численная модель рассеивателя в виде ориентированного пластинчатого кристалла применительно к бистатической схеме зондирования.

Схема эксперимента для бистатического зондирования

Представим схему бистатического поляризационного лазерного зондирования кристаллической облачности. Пусть в точке O_1 находится источник излучения, в точке

O_2 – приемник, в точке O_3 – исследуемый объект. Зададим абсолютную систему координат $Oxyz$, относительно которой введем еще три системы координат $O_1x_1y_1z_1$, $O_2x_2y_2z_2$ и $O_3x_3y_3z_3$, связанные соответственно с источником, приемником и рассеивателем. Пусть координатная плоскость Oxy параллельна поверхности земли, а вдоль оси Oz направлена нормаль к ней. Распространение зондирующего излучения совпадает с положительным направлением оси O_1z_1 . Электрические составляющие падающей плоской волны эллиптической поляризации (E_1, E_2) располагаются соответственно вдоль осей O_1x_1 и O_1y_1 . Координатную плоскость $O_3x_3y_3$ зададим как плоскость преимущественной ориентации системы частиц, а ось O_3z_3 направим по нормали к ней. Прием рассеянного излучения производится в направлении оси O_2z_2 , а ось O_2y_2 параллельна горизонтальной плоскости.

Для дальнейшего определения нормированных характеристик светорассеяния достаточно определить угловое положение единичных векторов, задающих составляющие рассеянного поля. Поэтому на данном этапе совместим центры всех четырех систем координат в одной точке O и определим угловые зависимости орт (x, y, z) абсолютной системы координат с соответствующими ортами (x_i, y_i, z_i) каждой из трех оставшихся систем. Тогда справедливо следующее соотношение:

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = S_i \begin{pmatrix} x_i \\ y_i \\ z_i \end{pmatrix}, \quad i = 1, 2, 3, \quad (1)$$

где

$$S_i = \begin{pmatrix} \cos \varphi_i \cos \vartheta_i & -\sin \varphi_i \cos \varphi_i \sin \vartheta_i \\ \sin \varphi_i \cos \vartheta_i & \cos \varphi_i \sin \varphi_i \sin \vartheta_i \\ -\sin \vartheta_i & 0 & \cos \vartheta_i \end{pmatrix}.$$

Очевидно, что углы ϑ_i , φ_i определяют положение базисных векторов x_i, y_i, z_i ($i = 1, 2, 3$) каждой из трех соответствующих систем координат $Ox_iy_iz_i$ ($i = 1, 2, 3$) относительно абсолютной системы $Oxyz$.

Постановка задачи

Известно, что атмосферные пластинчатые кристаллы имеют, как правило, гексагональную форму. При рассмотрении системы ориентированных гексагональных пластинок необходимо провести усреднение характеристик светорассеяния отдельной частицы по совокупностям ориентаций, определяемых вращением пластинки вокруг ее оси. Вполне понятно, что при усреднении существенно сглаживаются особенности в характеристиках светорассеяния, обусловленные ее тонкой геометрической структурой. Поэтому если при расчете характеристик светорассеяния от отдельного кристалла подразумевается последующий переход к интегральным характеристикам полидисперсной среды, то имеет смысл заранее упростить геометрию частицы. В этой связи круглая пластинка является наилучшим геометрическим приближением модели отдельной частицы полидисперсной среды, состоящей из пластинчатых кристаллов [3].

В качестве объекта исследования рассеяния излучения на отдельном кристалле рассмотрим частицу в форме диска с комплексным показателем преломления $\tilde{n} = n + i\chi$, радиусом a и толщиной d (рисунок).

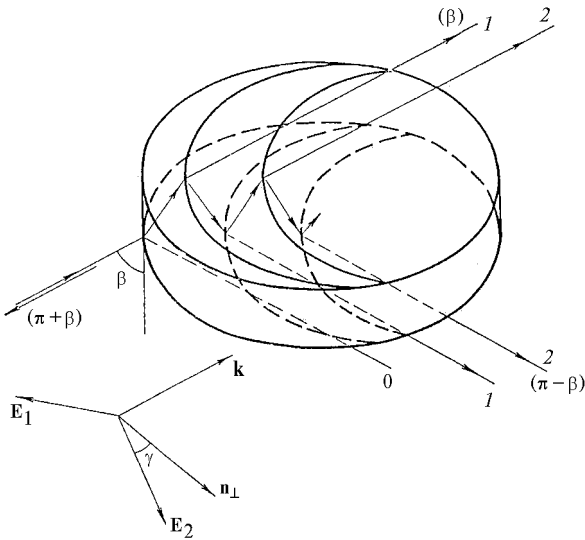


Схема образования рефракционных пучков

Согласно закону кристаллографического роста между диаметром и толщиной пластинки справедлива следующая зависимость [4]: $d = L(2a)^\mu$, где $L = 2,020$; $\mu = 0,449$. Под углом β к нормали основания пластинки падает плоская поляризованная волна ($\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2$). Угол γ задает ориентацию плоскости поляризации относительно плоскости падения. Лучи, отраженные от основания пластинки или вышедшие из нее после ряда внутренних переотражений, формируются в пучки в направлении $\pi - \beta$ относительно нормали. Очевидно, что именно в направлении зеркального отражения сосредоточена основная часть энергии рассеянного поля в задней полусфере. Говоря об области рассеяния, задней полусферой будем называть ту часть сферы, которая ограничена основанием пластинки и содержит падающие и отраженные лучи. Отметим, что площадь боковой поверхности пластинки значительно меньше площади проекции основания в направлении отражения. Более того, подавляющая часть энергии электромагнитного поля при взаимодействии с боковой поверхностью рассеивателя со-

средоточена в передней полусфере. Также следует отметить, что, согласно ранее проведенным расчетам [3, 5] для определения рассеянного в задней полусфере излучения, внутренними отражениями можно пренебречь.

Определим для данной частицы характеристики светорассеяния, которые представляют интерес для бистатистического лазерного зондирования. А именно: для случая произвольного направления приема в задней полусфере поляризованного сигнала рассмотрим совокупность сечений рассеяния σ_{π_i} , каждое из которых пропорционально соответствующему параметру вектора Стокса I_{π_i} , т.е.

$$\sigma_{\pi_i} = \omega I_{\pi_i} \quad (I = 1, 2, 3, 4). \quad (2)$$

Заметим, что всю совокупность величин σ_{π_i} можно считать сечениями рассеяния для поляризованного сигнала, помня о том, что в классическом понимании этого термина лишь один из них – σ_{π_1} – имеет такое название. Коэффициент пропорциональности ω детально представлять здесь не будем, поскольку для всех четырех соотношений (2) он один и тот же. Кроме того, характеристики светорассеяния, исследуемые ниже, от него не зависят. При выводе искомых формул для σ_{π_i} будем придерживаться следующей схемы. Вначале найдем поле излучения, отраженное в направлении $\pi - \beta$ (см. рисунок). Затем определим составляющие рассеянного поля в направлении приема. Далее образуем из комплексных амплитуд для этого поля параметры вектора Стокса, а последние приведем к сечениям рассеяния.

Рассеянное поле в задней полусфере

Зададим электрическую и магнитную составляющие поля падающей плоской волны и ее направление в системе координат $Ox_1y_1z_1$: $\mathbf{E} = x_1 E_1 + y_2 E_2$, $\mathbf{H} = x_1 H_2 + y_1 H_1$, $\mathbf{k} = k z_1$, \mathbf{k} – волновой вектор, $H_1 = E_1/z_1$, $H_2 = E_2/z_1$, где z_1 – сопротивление свободного пространства. Поскольку комплексные амплитуды (H_1, H_2), (E_1, E_2) соответственно магнитной и электрической составляющих падающего поля связаны между собой, то соотношения для магнитных составляющих в данной статье приводиться не будут.

Определим положение составляющих падающего ($\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2$) поля в системе координат, связанной с рассеивателем. Орты систем координат $Ox_1y_1z_1$ и $Ox_3y_3z_3$ (1) можно представить как следующее линейное преобразование:

$$\begin{pmatrix} x_3 \\ y_3 \\ z_3 \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} x_1 \\ y_1 \\ z_1 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где

$$A = \begin{pmatrix} \cos\alpha \cos\beta \cos\gamma - \sin\alpha \sin\gamma & -\cos\alpha \cos\beta \sin\gamma - \sin\alpha \cos\gamma & \cos\alpha \sin\beta \\ \sin\alpha \cos\beta \cos\gamma + \cos\alpha \sin\gamma & -\sin\alpha \cos\beta \sin\gamma + \cos\alpha \cos\gamma & \sin\alpha \sin\beta \\ -\sin\beta \cos\gamma & \sin\beta \sin\gamma & \cos\beta \end{pmatrix};$$

α, β, γ – углы Эйлера. На основании связей для введенных выше систем координат (1), (3) матрица A определится как $A = S_3^{-1} S_1$. Тогда углы Эйлера можно рассчитать как некоторые комбинации углов ϑ_1, φ_1 и ϑ_3, φ_3 . Введем еще одну матрицу $B = S_3^{-1} S_2$, которая устанавливает следующую связь:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{x}_3 \\ \mathbf{y}_3 \\ \mathbf{z}_3 \end{pmatrix} = B \begin{pmatrix} \mathbf{x}_2 \\ \mathbf{y}_2 \\ \mathbf{z}_2 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Матрицы A и B позволят в дальнейшем получить составляющие рассеянного поля в системе координат, связанной с пластинкой.

Элементы матрицы A определяют положение векторов \mathbf{k} , \mathbf{E}_1 , \mathbf{E}_2 в системе координат $Ox_3y_3z_3$. Следует отметить, что при произвольном угле ориентации плоскости поляризации γ составляющие \mathbf{E}_1 или \mathbf{E}_2 не лежат в плоскости падения волны. Поэтому для дальнейших расчетов характеристик светорассеяния и применения к ним формул Френеля необходимо преобразовать составляющие \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 так, чтобы одна из них была перпендикулярна плоскости падения, а другая находилась в ней. Для этой цели воспользуемся следующим линейным преобразованием:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_{\parallel} \\ \mathbf{E}_{\perp} \\ \mathbf{k} \end{pmatrix} = F \begin{pmatrix} \mathbf{E}_1 \\ \mathbf{E}_2 \\ \mathbf{k} \end{pmatrix},$$

где

$$F = \begin{pmatrix} -\cos \gamma & \sin \gamma & 0 \\ \sin \gamma & \cos \gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Векторы \mathbf{E}_{\perp} и \mathbf{E}_{\parallel} в системе координат, связанной с пластинкой, определяются элементами первого и второго столбцов матрицы $A_F = AF$.

После отражения от пластинки амплитуды составляющих электрического поля определяются как $E_{\perp}^R = E_{\perp} R_{\perp}$ и $E_{\parallel}^R = E_{\parallel} R_{\parallel}$. Коэффициенты отражения Френеля имеют следующий вид:

$$R_{\parallel} = \frac{\tilde{n} \cos \beta - \cos \tilde{\vartheta}}{\tilde{n} \cos \beta + \cos \tilde{\vartheta}}, \quad R_{\perp} = \frac{\cos \beta - \tilde{n} \cos \tilde{\vartheta}}{\cos \beta + \tilde{n} \cos \tilde{\vartheta}}; \quad (5)$$

$$\sin \tilde{\vartheta} = \frac{\sin \beta}{n + i\chi}.$$

Пусть \mathbf{k}_R указывает направление распространения отраженного пучка. Положение каждого из векторов \mathbf{E}_{\parallel}^R , \mathbf{E}_{\perp}^R , \mathbf{k}_R в системе координат, связанной с пластинкой, определяется элементами соответствующих столбцов матрицы A_R :

$$A_R = A_F R,$$

где

$$R = \begin{pmatrix} -\cos 2\beta & 0 & -\sin 2\beta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin 2\beta & 0 & -\cos 2\beta \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Определим углы, задающие положение \mathbf{z}_2 относительно векторов \mathbf{E}_{\parallel}^R , \mathbf{E}_{\perp}^R , \mathbf{k}_R . Если B_{ij} и A_{Rij} – элементы матриц, определяемые соотношениями (4) и (6), то проекция вектора \mathbf{z}_2 на соответствующие направления определяется как

$$\cos \psi_x = A_{R11} B_{13} + A_{R21} B_{23} + A_{R31} B_{33},$$

$$\cos \psi_y = A_{R12} B_{13} + A_{R22} B_{23} + A_{R32} B_{33},$$

$$\cos \psi_z = A_{R13} B_{13} + A_{R23} B_{23} + A_{R33} B_{33},$$

$$\cos \psi_x = \sin \vartheta \cos \varphi,$$

$$\cos \psi_y = \sin \vartheta \sin \varphi,$$

$$\cos \psi_z = \cos \vartheta.$$

Поскольку $\cos \vartheta = \cos \psi_x$, $\sin \vartheta = \sqrt{1 - \cos^2 \vartheta}$, то $\cos \varphi = \cos \psi_x / \sin \vartheta$, $\sin \varphi = \cos \psi_y / \sin \vartheta$. Углы ϑ и φ отсчитываются от направления $\pi - \beta$. Введем новую систему координат $Ox_s y_s z_s$, связанную с $Ox_3 y_3 z_3$:

$$A_T = A_R S P, \quad (7)$$

где

$$S = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \cos \vartheta & -\sin \varphi & \cos \varphi & \sin \vartheta \\ \sin \varphi & \cos \vartheta & \cos \varphi & \sin \varphi & \sin \vartheta \\ -\sin \vartheta & 0 & \cos \vartheta \end{pmatrix};$$

$$P = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi & 0 \\ -\sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Электрические составляющие рассеянного поля определяются элементами первого и второго столбцов матрицы A_T (7). Причем \mathbf{E}_{R1} и \mathbf{E}_{R2} лежат в плоскости, перпендикулярной заданному направлению приема Oz_2 .

Для амплитуд рассеянного электрического поля имеем

$$E_{R1} = \frac{e^{ikr}}{ikr} C_1, \quad E_{R2} = \frac{e^{ikr}}{ikr} C_2; \quad (8)$$

$$C_1 = \frac{k^2}{4\pi} (1 + \cos \vartheta) E_{\parallel} R_{\parallel} G_0(\vartheta, \varphi) e^{i\psi_0};$$

$$C_2 = \frac{k^2}{4\pi} (1 + \cos \vartheta) E_{\perp} R_{\perp} G_0(\vartheta, \varphi) e^{i\psi_0},$$

$$G_0(\vartheta, \varphi) = \pi a^2 \cos \beta \frac{J_1(kaV)}{kaV};$$

$$V = \sin \vartheta \sqrt{\sin^2 \varphi + \cos^2 \beta \cos^2 \varphi};$$

J_1 – функция Бесселя первого порядка; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны; \mathbf{E}_1 , \mathbf{E}_{\parallel} – составляющие поля, регистрируемого на приемнике. Найдем линейное преобразование, которое связывает $(\mathbf{E}_{R1}, \mathbf{E}_{R2})$ с $(\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_{\parallel})$. Другими словами, необходимо повернуть орты \mathbf{E}_{R1} и \mathbf{E}_{R2} относительно \mathbf{z}_2 так, чтобы произошло полное совпадение с \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_{\parallel} . A_{Rij} – элементы матрицы (7):

$$\cos u = A_{T12} B_{12} + A_{T22} B_{22} + A_{T32} B_{32},$$

$$\sin u = A_{T11} B_{12} + A_{T21} B_{22} + A_{T31} B_{32}.$$

Тогда получим

$$\begin{aligned} E_I &= -\cos u E_{R_1} + \sin u E_{R_2}, \\ E_{II} &= \sin u E_{R_1} + \cos u E_{R_2}, \end{aligned} \quad (9)$$

учитывая, что

$$\begin{aligned} E_I &= A_D(a_{11}E_1 + a_{12}E_2), \\ E_{II} &= A_D(a_{21}E_1 + a_{22}E_2), \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} A_D &= \frac{e^{ikr}}{ikr} \frac{k^2}{4\pi} (1 + \cos \vartheta) G_0(\vartheta, \varphi); \\ a_{11} &= R_{\parallel} \cos u \cos \gamma + R_{\perp} \sin u \sin \gamma, \\ a_{12} &= -R_{\parallel} \cos u \sin \gamma + R_{\perp} \sin u \cos \gamma, \\ a_{21} &= -R_{\parallel} \sin u \cos \gamma + R_{\perp} \cos u \sin \gamma, \\ a_{22} &= R_{\parallel} \sin u \sin \gamma + R_{\perp} \cos u \cos \gamma. \end{aligned}$$

Сечения рассеяния

Сечения рассеяния σ_{π_j} , определяемые в направлении приема излучения, связаны с соответствующими параметрами вектора Стокса I_{π_j} следующими соотношениями:

$$\sigma_{\pi_j} = 4\pi r^2 I_{\pi_j} / I_1, \quad j = 1, 2, 3, 4, \quad (10)$$

где I_1 – интенсивность электромагнитного поля падающей волны. Параметры вектора Стокса выражаются через амплитуды падающего поля

$$\begin{aligned} I_1 &= |E_1|^2 + |E_2|^2, \\ I_2 &= |E_1|^2 - |E_2|^2, \\ I_3 &= 2 \operatorname{Re}(E_1 E_2^*), \\ I_4 &= 2 \operatorname{Im}(E_1 E_2^*). \end{aligned} \quad (11)$$

Очевидно, аналогичными будут выражения для определения параметров вектора Стокса рассеянного излучения. Учитывая вышеуказанные соотношения (8)–(11) и проводя необходимые алгебраические действия, для сечений рассеяния получим следующие выражения:

$$\begin{aligned} \sigma_{\pi_1} &= W \left\{ M_{11} + \frac{I_2}{I_1} M_{12} + \frac{I_3}{I_1} M_{13} + \frac{I_4}{I_1} M_{14} \right\}, \\ \sigma_{\pi_2} &= W \left\{ M_{21} + \frac{I_2}{I_1} M_{22} + \frac{I_3}{I_1} M_{23} + \frac{I_4}{I_1} M_{24} \right\}, \\ \sigma_{\pi_3} &= W \left\{ M_{31} + \frac{I_2}{I_1} M_{32} + \frac{I_3}{I_1} M_{33} + \frac{I_4}{I_1} M_{34} \right\}, \\ \sigma_{\pi_4} &= W \left\{ M_{41} + \frac{I_2}{I_1} M_{42} + \frac{I_3}{I_1} M_{43} + \frac{I_4}{I_1} M_{44} \right\}; \end{aligned} \quad (12)$$

$$W = \frac{k^2}{\pi} \left(\frac{1 + \cos \vartheta}{2} \right)^2 G_0^2(\vartheta, \varphi),$$

где M_{ij} – элементы матрицы Мюллера.

Если обозначим

$$\begin{aligned} \frac{|R_{\parallel}|^2 + |R_{\perp}|^2}{2} &= f_1, \quad \frac{|R_{\parallel}|^2 - |R_{\perp}|^2}{2} = f_2; \\ \operatorname{Re}(R_{\parallel} R_{\perp}^*) &= g_1; \quad \operatorname{Im}(R_{\parallel} R_{\perp}^*) = g_2; \end{aligned}$$

$$\sin 2\gamma = s_1, \quad \sin 2\vartheta = s_2; \quad \cos 2\gamma = c_1, \quad \cos 2\vartheta = c_2,$$

то

$$\begin{aligned} M_{11} &= f_1, \quad M_{12} = f_2 c_1, \quad M_{13} = -f_2 s_1, \quad M_{14} = 0, \\ M_{21} &= f_2 c_2, \quad M_{22} = f_1 c_1 c_2 + g_1 s_1 s_2, \\ M_{24} &= -g_2 s_2, \quad M_{23} = -f_1 s_1 c_2 + g_1 c_1 s_2, \\ M_{31} &= -f_2 s_2, \quad M_{32} = -f_1 c_1 s_2 + g_1 s_1 c_2, \\ M_{34} &= -g_2 c_2, \quad M_{33} = f_1 s_1 s_2 + g_1 c_1 c_2, \\ M_{44} &= g_1, \quad M_{43} = g_2 c_1, \quad M_{42} = g_2 s_1, \quad M_{41} = 0. \end{aligned} \quad (13)$$

Зеркальное отражение

Рассмотрим частный случай, когда направление отражения совпадает с направлением приема. Чтобы смоделировать такую ситуацию при известном положении источника и приемника, можно установить углы ϑ_3 и φ_3 , характеризующие положение пластинки в пространстве относительно абсолютной системы координат при условии $\vartheta = 0$. Задавая пары углов (ϑ_1, φ_1) и (ϑ_2, φ_2) , определим величины ϑ_3 и φ_3 , соответствующие случаю зеркального отражения.

Поскольку матрица A_R (6) задает направления отражения и электрических составляющих отраженного поля, а элементы третьего столбца матрицы B (4) определяют направление излучения, пришедшего на приемник, относительно пластинки, то, учитывая условия зеркального отражения, имеем следующую систему:

$$\begin{aligned} A_{R_{11}} B_{13} + A_{R_{21}} B_{23} + A_{R_{31}} B_{33} &= 0, \\ A_{R_{12}} B_{13} + A_{R_{22}} B_{23} + A_{R_{32}} B_{33} &= 1. \end{aligned} \quad (14)$$

Напомним, что элементы матриц A_R и B зависят от углов ϑ_i и φ_i ($i = 1, 2, 3$). Тогда, решая систему (14), получим

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \varphi_3 &= \frac{\sin \vartheta_2 \sin \varphi_2 - \sin \vartheta_1 \sin \varphi_1}{\sin \vartheta_2 \cos \varphi_2 - \sin \vartheta_1 \cos \varphi_1}, \\ \operatorname{tg} \vartheta_3 &= \frac{-(\cos \vartheta_2 + \cos \vartheta_1)}{\sin \vartheta_2 \cos(\varphi_3 - \varphi_2) + \sin \vartheta_1 \cos(\varphi_3 - \varphi_1)}. \end{aligned} \quad (15)$$

Отметим, что в случае приема зеркально отраженного излучения составляющие рассеянного поля \mathbf{E}_{R_1} и \mathbf{E}_{R_2} будут лежать в одной плоскости, перпендикулярной направлению отражения (приема).

Известно, что для несферических частиц все 16 элементов матрицы Мюллера могут быть отличны от нуля. Анализируя соотношения для сечений рассеяния (12), нетрудно убедиться, что при зеркальном отражении 2 элемента из 16 равны нулю (как и при произвольном падении и рассеянии излучения). Для моностатического зондирования при зеркальном отражении от пластинок только диагональные элементы матрицы отличны от нуля, кроме того, их абсолютные значения равны между собой [3]. И тогда становится вполне понятно, что матрица рассеяния для бистатического зондирования заключает в себе бóльшую информацию о свойствах ориентированных пластинок по сравнению с моностатическим зондированием.

Заключение

Для идентификации дисперсной среды и определения ее основных параметров по данным бистатического поляризационного лазерного зондирования кристаллических облаков разработана численная модель рассеивателя. В качестве исследуемого объекта выбрана ледяная частица в виде круглой пластинки. В рамках метода физической оптики получены соотношения для поляризационных характеристик и сечений рассеяния излучения в задней полусфере в виде некоторых комбинаций элементов матрицы рассеяния. Представленные выражения позволяют провести численное исследование вышеупомянутых

характеристик светорассеяния в зависимости от размеров частицы, ориентации и показателя преломления для произвольных углов рассеяния в оптическом диапазоне длин волн.

Полученные выражения для элементов матрицы рассеяния наглядно иллюстрируют изменение состояния поляризации зеркально отраженного излучения при вариации оптических и ориентационных свойств частицы. В связи с этим следует ожидать большую информативность зеркально отраженного сигнала при бистатической схеме зондирования наряду с регистрируемыми параметрами аномального обратного рассеяния при моностатическом зондировании.

Автор выражает искреннюю признательность профессору, чл.-кор. МАН ВШ И.В. Самохвалову и профессору А.А. Попову за ценные замечания и советы, которые способствовали улучшению содержания статьи.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект N 98023031).

1. *Sassen K., Liou K.-N.* // J. Atm. Sci. 1979. V. 36. P. 852–861.
2. *Welsh B.M., Gardner C.S.* // Appl. Opt. 1989. V. 28. P. 32–82.
3. *Понов А.А., Шефер О.В.* К поляризационному лазерному зондированию кристаллических облаков: простейшая оптическая модель частицы. Томск, 1988. 59 с. (Препринт / ТФ СО АН СССР, N 65).
4. *Auer A., Veal D.* // J. Atm. Sci. 1970. V. 27. P. 919–926.
5. *Popov A.A., Shefer O.V.* // Appl. Opt. 1994. V. 33. P. 7038–7044.

O.V. Shefer. Optical Model of Plate Crystal as Applied to Bistatical Polarization Laser Sensing of Crystalline Clouds.

Working out of an optical model of a particle as applied to bistatical polarization laser sensing of crystalline clouds is treated in the paper. An ice round plate is taken as a scatterer. Relationships for cross-sections of the radiation scattering inside back hemisphere are obtained in terms of physical optics accounting for a state of polarization of incident radiation.