

О.В. Шеффер

**ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕТОРАССЕЯНИЯ
ДЛЯ ПЛАСТИНЧАТОГО КРИСТАЛЛА ПРИМЕНИТЕЛЬНО К БИСТАТИЧЕСКОМУ
ПОЛЯРИЗАЦИОННОМУ ЛАЗЕРНОМУ ЗОНДИРОВАНИЮ**

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

Поступила в редакцию 15.03.99 г.

Представлено теоретическое исследование взаимодействия оптического излучения с кристаллом пластинчатой формы применительно к бистатическому поляризационному лазерному зондированию кристаллических облаков. Обоснован выбор модели рассеивателя в виде ориентированной круглой пластинки. Проведено численное исследование соотношений для поляризационных характеристик и сечения рассеяния в зависимости от размеров частицы, ориентации и показателя преломления для произвольных углов рассеяния. Иллюстрируется возможность оценки микрофизических, оптических и ориентационных свойств кристаллического аэрозоля по данным бистатического поляризационного лазерного зондирования.

Введение

Кристаллические облака простираются над большей частью поверхности Земли. Их состав представлен огромным разнообразием форм и размеров частиц. Одна из наиболее полных классификаций по формам кристаллов насчитывает 80 видов [1]. Согласно условиям кристаллографического роста (т.е. при определенных значениях давления насыщающего водяного пара над льдом, температуры, электрического поля и т.д.) в облаке преобладает тот или иной вид частиц [2, 3]. Так, в области температур около $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ с малой величиной водности (как правило, меньше $0,05\text{ г}\cdot\text{м}^{-3}$) облака в большей мере состоят из частиц пластинчатой формы. Например, как отмечалось в работе [4], кристаллические облака, располагающиеся над горами, на 80% состояли из ледяных пластинок. Практически во всех смешанных и кристаллических облаках наблюдались частицы протяженных форм: гексагональные столбики, иголки, пластинки.

Характер движения частиц в спокойной атмосфере обусловлен их аэродинамическими свойствами и гравитационными силами. Очевидно, что кристаллы ориентируются своей максимальной площадью по направлению движения так, чтобы сопротивление воздуха было наибольшим. Среди частиц протяженных форм самое устойчивое положение в пространстве свойственно пластинкам. Они подвержены наименьшим колебаниям относительно преимущественной плоскости ориентации.

Поведение частиц в атмосфере зависит от характера движения воздушных масс. Переориентация каждой частицы будет определяться разностью векторов скорости ее падения и скоростью движения ветра. Вихри большого масштаба не повлекут за собой хаотическую ориентацию ансамбля кристаллов. Они будут ответственны за перенос макроскопического объема облака. Вихри малого масштаба, как правило, не могут изменить характер движения преимущественно ориентированной совокупности частиц, поскольку скорость такого потока меньше скорости падения кристаллов [5].

Все силовые поля влияют на закономерности циркуляции воздушных масс. Глубинные неоднородности Зем-

ли, разломы геологических структур, флуктуации в магнитосфере, электрическое поле – все это воздействует на формирование структуры атмосферы [6]. Как правило, наличие силового поля способствует устойчивому положению частиц в пространстве. Так, например, влияние электрического поля приводит к строгой ориентации частиц протяженных форм. Однако степень его воздействия на весь ансамбль кристаллов в значительной мере зависит от их формы и исходной ориентации [5, 7, 8].

Многочисленные исследования показали, что ледяные облака состоят преимущественно из систем частиц некоторой преимущественной ориентации. Механизм светорассеяния на таких кристаллах в значительной мере отличается от рассеяния на сферах или частицах с хаотической ориентацией. Особенностью рассеяния на несферических ориентированных частицах является выраженная анизотропия. Вследствие этого в атмосфере можно наблюдать аномальные оптические явления [9].

К настоящему времени для исследования кристаллических облаков широко применяются лидарные методы зондирования. В таких исследованиях важную роль играет анализ состояния поляризации принимаемого сигнала [10]. Это объясняется тем, что характер поляризации падающего излучения может меняться из-за вариаций микрофизических, оптических, ориентационных свойств рассеивателей.

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 [11, 12]. При зондировании кристаллических облаков с использованием такого лидара на приемном устройстве можно зафиксировать максимально возможную интенсивность зеркально отраженного сигнала наряду с вполне конкретными поляризационными характеристиками, свойственными определенному виду частиц. Следует отметить, что до настоящего времени для интерпретации данных бистатического зондирования кристаллических облаков используются теоретические разработки, применяемые в моностатическом лазерном зондировании.

В данной статье рассматривается процесс рассеяния поляризованного излучения на ориентированной пластинке применительно к бистатической схеме зондирования. Выбор такой модели обусловлен следующими факторами.

В состав кристаллических, а также смешанных облаков входят ледяные пластинки.

Оптические явления, наблюдаемые в атмосфере, например ложное солнце, лунные и солнечные столбы, аномальное обратное рассеяние, вызваны присутствием в пространстве ансамбля ориентированных кристаллов [13–15]. Предлагаемая модель может быть использована для исследования этих эффектов.

Пластинки, как наиболее устойчивые в воздушном потоке частицы, можно использовать в качестве «трассеров» для определения направления ветра и диагностики воздействия физических полей.

При зеркальном отражении излучения от ориентированных кристаллов пластинчатой формы на приемном устройстве фиксируется высокоамплитудный сигнал. Как показано в работе [16], никакие частицы других форм не могут сформировать эхосигнал, интенсивность которого отличалась бы менее чем на три порядка от интенсивности сигнала, отраженного от пластинок. На основе исследования аномального обратного рассеяния при моностатическом зондировании решена обратная задача по определению размеров этих кристаллов [16]. Следует отметить, что определенные геометрические параметры пластинок, их концентрация и ориентация соотносятся с вполне конкретными физическими условиями атмосферы, которые в то же время определяют структуру облака в целом [2, 3].

Поляризационные характеристики рассеянного излучения

Для дистанционного исследования атмосферных образований с помощью лидаров необходимо теоретически изучить процесс рассеяния оптического излучения в дисперсной среде. При этом численная модель рассеивателя должна связывать основные параметры импульса, рассеянного в направлении на приемник, с микрофизическими и оптическими параметрами контролируемой среды.

При выборе модели кристалла нужно учитывать следующие свойства: несферичность в геометрическом смысле, преимущественную ориентацию в пространстве и высокую повторяемость существования таких кристаллов в атмосфере. В этой связи оптическая модель полидисперсной среды, состоящей из пластинчатых кристаллов, вполне адекватно соответствует реальным образованиям, в частности перистым облакам.

В статье [17] представлена оптическая модель круглой пластинки применительно к бистатическому поляризационному лазерному зондированию кристаллических облаков и в приближении метода физической оптики получены соотношения для сечений рассеяния излучения в задней полусфере в виде некоторых комбинаций элементов матрицы рассеяния.

Согласно законам распространения электромагнитного излучения описание процесса рассеяния в перистых облаках необходимо представлять в векторной форме [9]. Особенно это важно при рассмотрении рассеяния оптического излучения на частицах, имеющих преимущественную ориентацию. Упорядоченное положение кристаллов в пространстве приводит к анизотропии рассеяния.

Известно, что полное описание поляризованного излучения дают параметры вектора Стокса. При одночастот-

ном поляризационном лазерном зондировании могут быть одновременно использованы четыре измерительных канала по количеству этих параметров. Каждый из них пропорционален соответствующему сечению рассеяния, т.е.

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

где I_{π_i} – параметры Стокса рассеянного излучения; σ_{π_i} – сечения рассеяния. Коэффициент пропорциональности ω включает в себя в качестве сомножителей все необходимые величины, которые входят в лидарное уравнение. Очевидно, что для всех четырех уравнений, связывающих параметры Стокса с сечениями рассеяния, величина ω одна и та же. Отметим, что хотя значения σ_{π_i} невозможно определить из соответствующих лидарных уравнений без привлечения априорной информации, тем не менее их отношения

$$P_i = \frac{I_{\pi_i}}{I_{\pi_1}} = \frac{\sigma_{\pi_i}}{\sigma_{\pi_1}}, \quad i = 2, 3, 4, \quad (2)$$

могут быть измерены непосредственно в эксперименте. При лазерном зондировании дисперсных сред чаще используют передатчик, трансформирующий линейно поляризованное излучение, или излучение, имеющее круговую поляризацию. Поэтому в данной работе для анализа поляризационных свойств рассеянной радиации рассмотрим две величины P_2 и P_4 соответственно при линейной и круговой поляризациях падающего излучения.

Для сечений рассеяния σ_{π_i} справедливы следующие выражения [17]:

$$\begin{aligned} \sigma_{\pi_1} &= W \left\{ M_{11} + \frac{I_2}{I_1} M_{12} + \frac{I_3}{I_1} M_{13} + \frac{I_4}{I_1} M_{14} \right\}, \\ \sigma_{\pi_2} &= W \left\{ M_{21} + \frac{I_2}{I_1} M_{22} + \frac{I_3}{I_1} M_{23} + \frac{I_4}{I_1} M_{24} \right\}, \\ \sigma_{\pi_3} &= W \left\{ M_{31} + \frac{I_2}{I_1} M_{32} + \frac{I_3}{I_1} M_{33} + \frac{I_4}{I_1} M_{34} \right\}, \\ \sigma_{\pi_4} &= W \left\{ M_{41} + \frac{I_2}{I_1} M_{42} + \frac{I_3}{I_1} M_{43} + \frac{I_4}{I_1} M_{44} \right\}, \\ W &= \frac{k^2}{\pi} \left(\frac{1 + \cos \vartheta}{2} \right)^2 G_0^2(\vartheta, \varphi), \end{aligned} \quad (3)$$

где I_i ($i = 1, 2, 3, 4$) – параметры вектора Стокса падающего излучения; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; λ – длина волны; $G_0(\vartheta, \varphi)$ – угловая функция, которая представляет собой интеграл Фраунгофера, ϑ – угол рассеяния; φ – азимутальный угол; M_{ij} – элементы матрицы Мюллера. Следует отметить, что с погрешностью не более 2% элементы данной матрицы можно представить в виде произведения $M_{ij} = F(a) A_{ij}$ [18], где функция $F(a)$ зависит, главным образом, от размеров пластинки a , а величины A_{ij} зависят от комбинаций коэффициентов Френеля, от ориентации плоскости поляризации и от углов, связывающих составляющие электромагнитного падающего излучения с соответствующими составляющими рассеянного излучения.

Известно, что матрица Мюллера включает в себе всю основную информацию о свойствах рассеивающего объема, связанных непосредственно с изменением падающего излучения. Для несферических частиц все 16 элементов матрицы обратного рассеяния (МОР) могут быть отличны от нуля. Задавая необходимые параметры падающе-

го излучения и пластинки, фиксируя положения источника, рассеивателя и приемника, можно определить элементы матрицы рассеяния. Одной из информативных величин, характеризующих несферичность рассеивателя, является деполаризационное отношение [19]:

$$D = (M_{11} - M_{22}) / (M_{11} + M_{22}). \quad (4)$$

Для сферических или несферических, но хаотически ориентированных частиц матрица обратного рассеяния имеет диагональную структуру, причем только один ее элемент является информативным, т.е. $M_{11} = M_{22}$, следовательно, $D = 0$. Заметим, что при зеркальном отражении от пластинки только диагональные элементы матрицы обратного рассеяния отличаются от нуля, кроме того их абсолютные значения равны между собой [20]. Однако при зеркальном отражении от пластинки, для случая бистатистической схемы зондирования, только два элемента матрицы из 16 равны нулю (как при произвольном падении и рассеянии излучения) [17]. Очевидно, в этом случае будет наблюдаться изменение состояния поляризации падающего излучения после зеркального отражения от пластинки.

Итак, проведем численное исследование характеристик светорассеяния, которые представляют интерес для бистатистического лазерного зондирования, а именно исследование нормированных величин для сечений рассеяния, таких как P_2 и P_4 , исследование абсолютного значения сечения рассеяния σ_{π_i} и деполаризационного отношения D . Для этого воспользуемся соответствующими формулами (2)–(4).

Схема эксперимента для бистатистического зондирования представлена в работе [17], где введена абсолютная система координат, с которой связаны положения источника, приемника и частицы соответствующей парой углов φ_i, ϑ_i ($i = 1, 2, 3$). Отметим, что иллюстрировать исследуемые характеристики светорассеяния в зависимости от входных параметров, таких как φ_i, ϑ_i ($i = 1, 2, 3$), слишком громоздкая задача. Вращение тела в пространстве относительно прямоугольной декартовой системы координат принято описывать матрицей Эйлера. Такая взаимосвязь использовалась нами для систем координат, связанных с источником и пластинкой.

В рамках данной задачи ориентация плоскости поляризации падающего излучения относительно нормали к плоскости падения определяется углом γ , а ориентация пластинки относительно направления зондирования – углом β . Оставшийся угол Эйлера α задает угол поворота фиксированной точки на пластинке относительно нормали к ее основанию. Поэтому исследуемые величины будем представлять в зависимости от них, помня о том, что α, β, γ определяются через комбинации углов ϑ_1, φ_1 и ϑ_3, φ_3 . Фиксируя $\vartheta_1, \varphi_1, \vartheta_3$ и меняя ϑ_3 (или фиксируя $\vartheta_3, \varphi_3, \varphi_1$ и меняя ϑ_1), наблюдаем синхронное изменение β .

Изменение γ определяется вариациями φ_1 (или φ_3) при фиксировании остальных трех углов). Заметим, что при углах ϑ_i и φ_i ($i = 1, 3$), отличных от нуля, изменение полярного угла, например ϑ_3 , влечет за собой только незначительное изменение (в пределах 5–10°) γ . В свою очередь, меняя только азимутальный угол, например φ_3 , наблюдаем незначительное изменение β . Расчеты характеристик светорассеяния, иллюстрируемые на рисунках ниже, проводились для длины волны падающего излучения 10,6 мкм, что соответствует длине волны из спектрального окна прозрачности атмосферы. Очевидно, что отношения сечений рассеяния (и деполаризационное отношение) не зависят от

длины волны, в то время как их абсолютные значения зависят. Характеристика длины волны, а именно волновое число, входит в соотношения (3), определяющие σ_{π_i} сечения рассеяния, нелинейно, как k^2 . Очевидно, что меньшей длине волны при фиксировании остальных входных параметров соответствует большей по амплитуде отраженный сигнал.

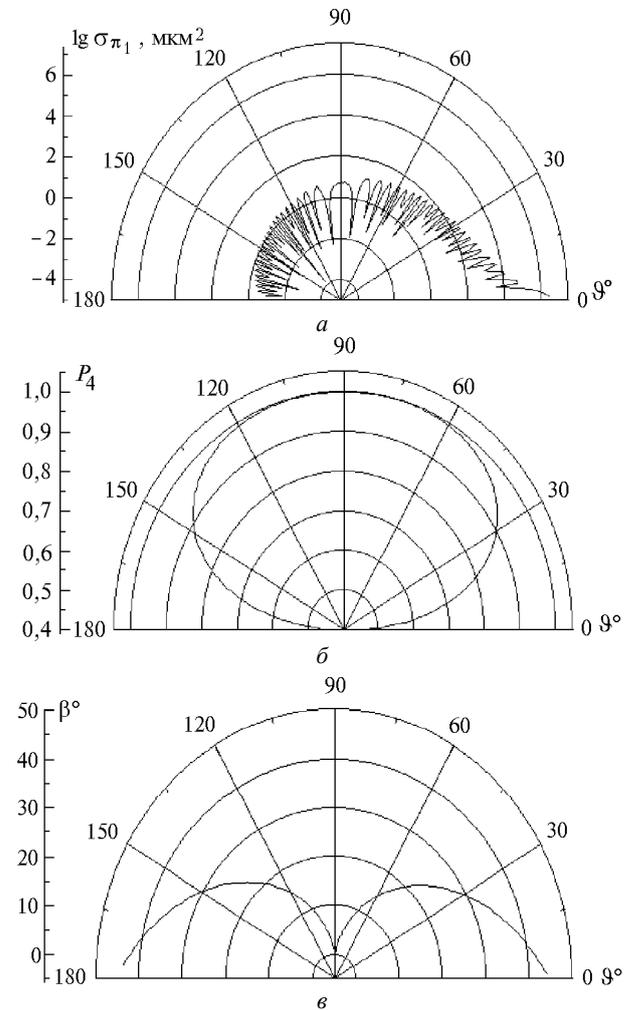


Рис. 1. Зависимость сечения рассеяния $\sigma_{\pi_1}(\vartheta)$: $a = 125$ мкм, $\lambda = 10,6$ мкм, $\tilde{n} = 1,31 + i \cdot 10^{-4}$ ($I_4/I_1 = 1; I_2 = I_3 = 0$) – a ; зависимость $P_4(\vartheta)$ при тех же параметрах – $б$; соответствие углов ϑ и β , использованных при расчете σ_{π_1} и P_4 – $в$

На рис. 1, $a, б$ приведены зависимости $\sigma_{\pi_1}(\vartheta)$ и $P_4(\vartheta)$ при круговой поляризации падающего излучения (ϑ – угол между направлениями приема и зеркального отражения). Данные расчеты проводились при $\vartheta_1 = 0, \vartheta_2 = 91^\circ, \varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_3 = 0$ и при изменении ϑ_3 от -44 до 44° . Рис. 1, $в$ иллюстрирует значения соответствующих углов ϑ и β , использованных при расчете этих характеристик. Зависимость $\sigma_{\pi_1}(\vartheta)$ с ростом ϑ осциллирует с быстрым убыванием максимумов амплитуд. Очевидно, что при $\vartheta \rightarrow 0, \sigma_{\pi_1}$ имеет максимальное значение. При изменении ϑ от 0 до 15° среднее значение сечения рассеяния падает примерно на 4 порядка. При больших углах ϑ , например при ϑ , из интервала от 30 до 90° величина σ_{π_1} снижается только на

один порядок. Сравнивая значения σ_{π_1} при $\vartheta \approx 0$ и 180° , видим, что их разница составляет почти 10 порядков. Согласно рис. 1, б и в, увеличение значения $P_4(\vartheta)$ связано непосредственно с уменьшением β . Поляризационные свойства наиболее емко проявляются при больших углах β , в частности при $\beta > 20^\circ$. Таким образом, информативность характеристик, иллюстрируемых на рис. 1, а и б, проявляется сильнее при изменении ϑ в интервале от 0 до 10° и при $\beta > 20^\circ$.

На рис. 2 представлены графики зависимостей $\sigma_{\pi_1}(\beta)$ при круговой поляризации падающего излучения для различных ϑ . При возрастании ϑ наблюдается увеличение осцилляций у $\sigma_{\pi_1}(\beta)$. При малых углах ϑ и β значения сечений рассеяния имеют практически линейную зависимость.

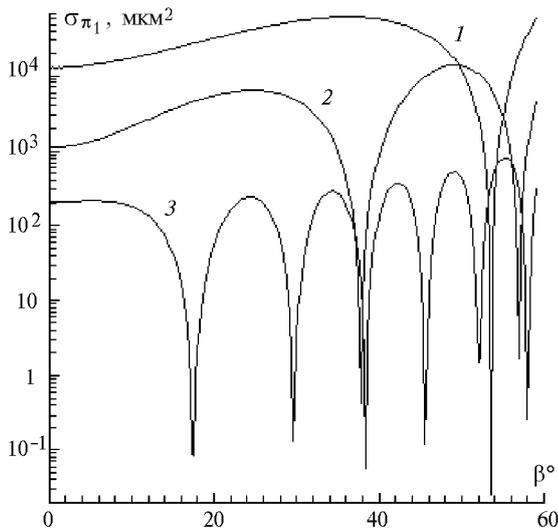


Рис. 2. Зависимости $\sigma_{\pi_1}(\beta)$ при разных ϑ : 1 – $\vartheta = 5^\circ$, 2 – 10° , 3 – 30° ; $\lambda = 10,6$ мкм, $a = 125$ мкм, $\tilde{n} = 1,31 + i \cdot 10^{-4}$ ($I_4/I_1 = 1$; $I_2 = I_3 = 0$)

На рис. 3 иллюстрируются соответственно зависимости ϑ_{π_1} , D , P_2 от углов ϑ и γ при линейной поляризации падающего излучения. Значения углов $\gamma = 90$ и 270° представляют случай, когда одна из составляющих электрического вектора, например E_1 , перпендикулярна плоскости поляризации падающего излучения, а при $\gamma = 0^\circ$ и 180° E_1 к ней параллельна. Все три графика имеют зеркальную симметрию относительно $\gamma = 180^\circ$. При $\gamma = 0$ и 180° изменение поляризации падающего излучения не наблюдается, т.е. $D = 0$ и $P_2 = 1$. Из анализа рисунков 3, б и в видно, что относительные величины, такие как D и P_2 , от угла ϑ практически не зависят.

На рис. 4 в случае линейной поляризации падающего излучения представлены $\sigma_{\pi_1}(\gamma)$, $D(\gamma)$, $P_2(\gamma)$ при различной ориентации пластинки. Чем больше β , тем меньше значения сечения обратного рассеяния $\sigma_{\pi_1}(\gamma)$ (рис. 4, а). При увеличении угла β возрастают величины максимумов деполаризационного отношения (рис. 4, б) и ниже становятся минимумы для P_2 (рис. 4, в). Характеры изменения кривых 1 и 2 от угла ϑ будут практически одинаковы. Напомним, что $\sigma_{\pi_1}(\gamma)$, $D(\gamma)$, $P_2(\gamma)$, отмеченные на рис. 4 цифрой 1, уже иллюстрировались на рис. 3, но в трехмерном изображении, как $\sigma_{\pi_1}(\vartheta, \gamma)$, $D(\vartheta, \gamma)$, $P_2(\vartheta, \gamma)$.

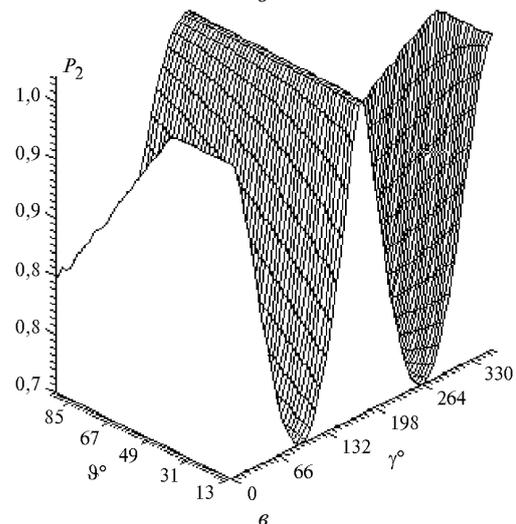
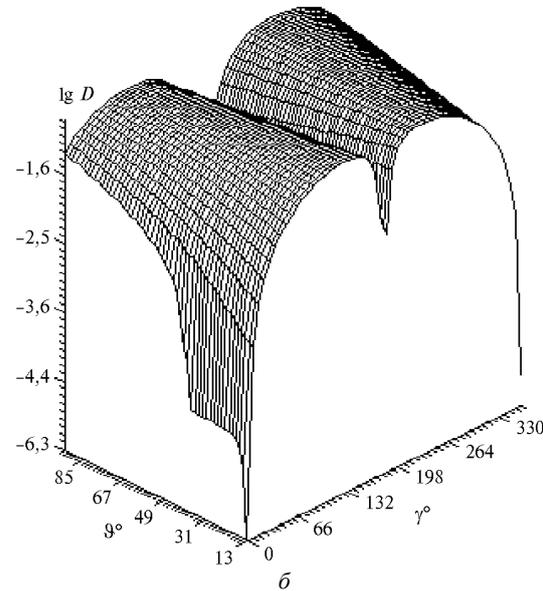
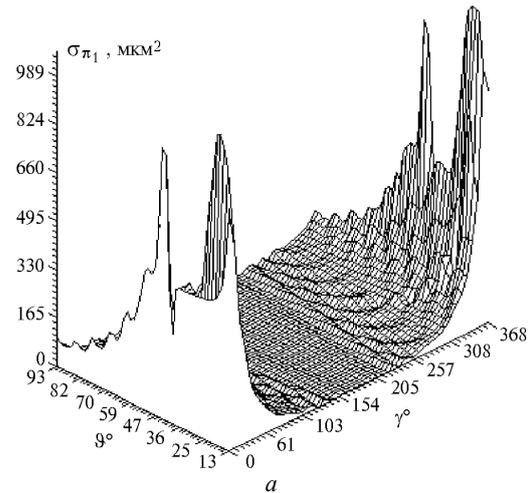


Рис. 3. Зависимость $\sigma_{\pi_1}(\gamma, \vartheta)$ при линейной поляризации падающего излучения: $a = 125$ мкм, $\lambda = 10,6$ мкм, $\beta = 20^\circ$, $\alpha = 180^\circ$, $\tilde{n} = 1,31 + i \cdot 10^{-4}$ ($I_2/I_1 = 1$; $I_4 = I_3 = 0$) – а; деполаризационное отношение D при тех же параметрах – б; зависимость P_2 при тех же параметрах – в

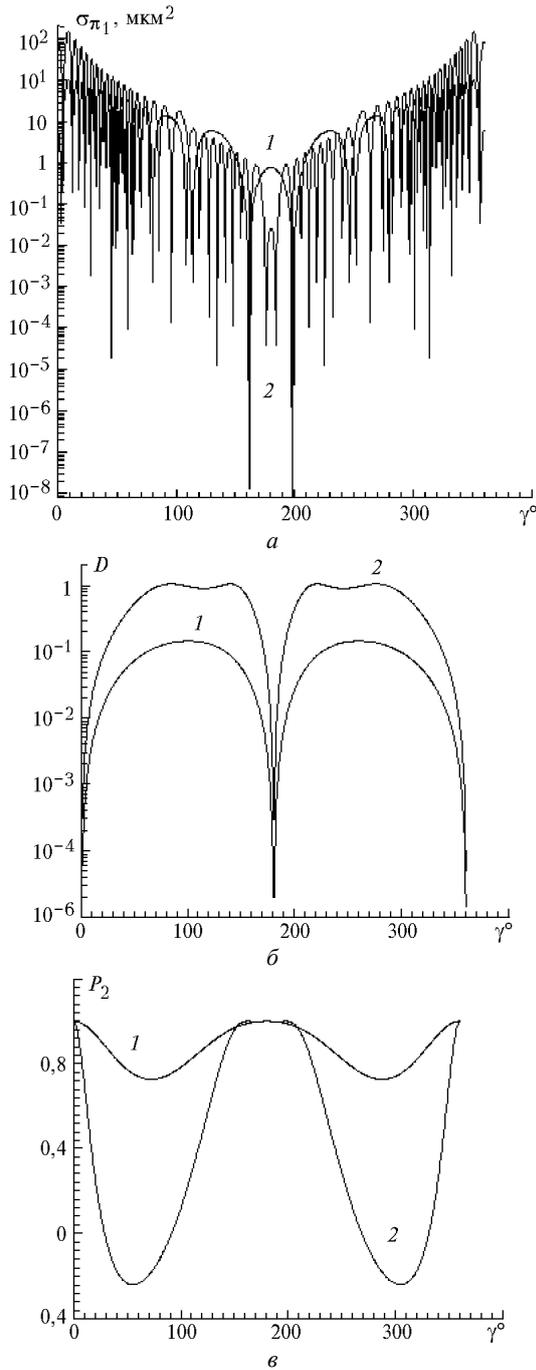


Рис. 4. Зависимости σ_{π_1} , D , P_2 от γ при различной ориентации пластинки: 1 – $\beta = 20^\circ$; 2 – $\beta = 40^\circ$; $a = 125$ мкм, $\tilde{n} = 1,31 + i \cdot 10^{-4}$, $\lambda = 10,6$ мкм ($I_2/I_1 = 1$; $I_4 = I_3 = 0$)

Рис. 5 показывает зависимость $P_2(\gamma)$ при линейной поляризации падающего излучения для различных n показателей преломления и различной β ориентации пластинки. Заметим, что чем больше угол β , тем больше отличаются поляризационные характеристики $P_2(\gamma)$ при одинаковых изменениях оптических свойств частицы. Безразмерные зависимости $P_2(\gamma)$ при $\beta = 20^\circ$, рассчитанные для показателей преломления $n = 1,41$ и $1,20$ (отмеченные на рис. 5 соответственно цифрами 1 и 2), отличаются друг

от друга не более чем на 0,15. При больших углах $\beta = 45^\circ$ отношения сечений $P_2(\gamma)$ для тех же показателей преломления (цифра 3 на рис. 5 соответствует $n = 1,41$, а 4 – $n = 1,20$) в минимумах отличаются примерно на 0,4. Тогда, очевидно, что более информативными данными для оценки показателя преломления являются значения P_2 при больших углах β . Из рис. 5 видно, что каждая кривая P_2 на отрезке $[0, 180^\circ]$ не является симметричной. Поэтому ориентация плоскости падения волны может быть определена однозначно. Угол γ можно менять в эксперименте, поворачивая лидар вокруг оси. В результате неизвестным параметрам β и n будет соответствовать некоторая кривая. Таким образом, при использовании поляризационной характеристики P_2 существует возможность определения угла ориентации β и показателя преломления n .

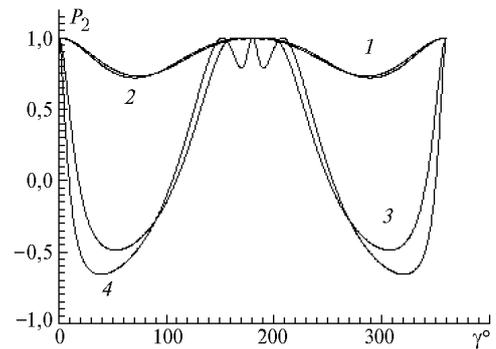


Рис. 5. Зависимость P_2 от γ при различных показателях преломления: 1 – $n = 1,42$; 2 – $n = 1,20$, $\beta = 20^\circ$; 3 – $n = 1,42$; 4 – $n = 1,20$, $\beta = 45^\circ$, $\alpha = 180^\circ$, $\chi = 10^{-4}$, $a = 125$ мкм, $\lambda = 10,6$ мкм ($I_2/I_1 = 1$; $I_4 = I_3 = 0$)

Следует отметить, что характеристики светорассеяния, представленные на рис. 3–5 рассматривались в системе координат, выбранной так, что ось пластинки лежала в плоскости референции (азимутальный угол $\varphi = 0$). В этом случае для характеристик $\sigma_{\pi_1}(\gamma)$, $D(\gamma)$, $P_2(\gamma)$ наблюдали зеркальную симметрию относительно $\gamma = 180^\circ$. Входными параметрами при определении величин $\sigma_{\pi_1}(\gamma)$, $D(\gamma)$, $P_2(\gamma)$, иллюстрируемых на рис. 6, а, б, в, являлись $\vartheta_1 = 20^\circ$, $\vartheta_2 = 127^\circ$, $\vartheta_3 = 30^\circ$, $\varphi_1 = 10^\circ$, $\varphi_2 = 4^\circ$, φ_3 менялось от 0 до 360° . Расчеты проводились для случая, когда все углы Эйлера α , β , γ (рис. 6, з) и азимутальный угол φ отличны от нуля. В этом случае зеркальная симметрия для зависимостей $\sigma_{\pi_1}(\gamma)$, $D(\gamma)$, $P_2(\gamma)$ нарушается, положение экстремумов смещается. Эта особенность может быть использована при определении положения частицы в пространстве относительно плоскости референции.

На рис. 7 представлена зависимость σ_{π_1} от радиуса пластинки при различных ее ориентациях в пространстве. Увеличение σ_{π_1} пропорционально увеличению размеров пластинки. Подобный характер зависимости сечения обратного рассеяния от диаметров диска наблюдался для модели частицы применительно к моностатическому зондированию [16]. Более того, на основании численного исследования коэффициента аномального обратного рассеяния удалось получить интерпретационные схемы для определения спектра размеров пластинок и их флаттера по данным моностатического лазерного зондирования [16]. Отметим, что деполаризационное отношение и отношения сечений обратного рассеяния от размеров частиц не зависят.

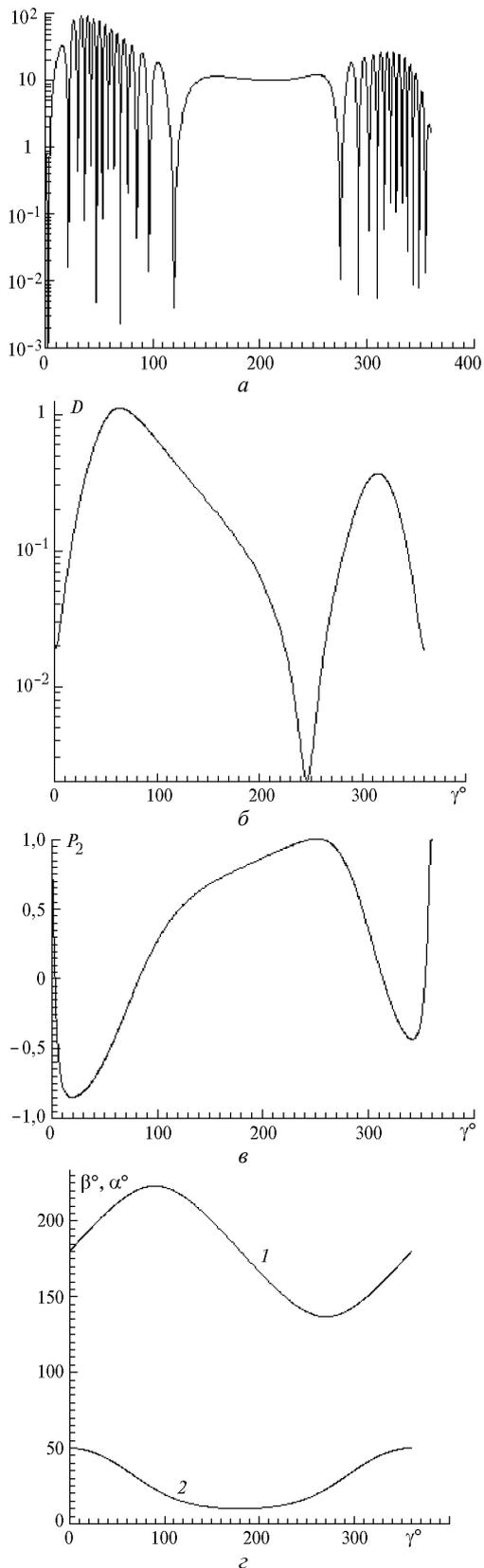


Рис. 6. Зависимости $\sigma_{\pi_1}(\gamma)$, $D(\gamma)$, $P_2(\gamma)$, $a = 125$ мкм, $\tilde{n} = 1,31 + i \cdot 10^{-4}$, $\lambda = 10,6$ мкм ($I_2/I_1 = 1$; $I_4 = I_3 = 0$) – а; б; в; соответствие углов γ , α , β , использованных для расчета зависимостей, представленных на рис. 6: 1 – $\alpha(\gamma)$, 2 – $\beta(\gamma) - \varepsilon$

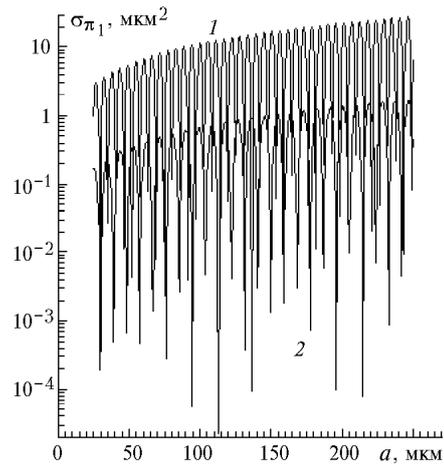


Рис. 7. Зависимость σ_{π_1} от радиуса пластинки a при различной ориентации: 1 – $\beta = 10^\circ$, 2 – $\beta = 40^\circ$, $\tilde{n} = 1,31 + i \cdot 10^{-4}$, $\lambda = 10,6$ мкм

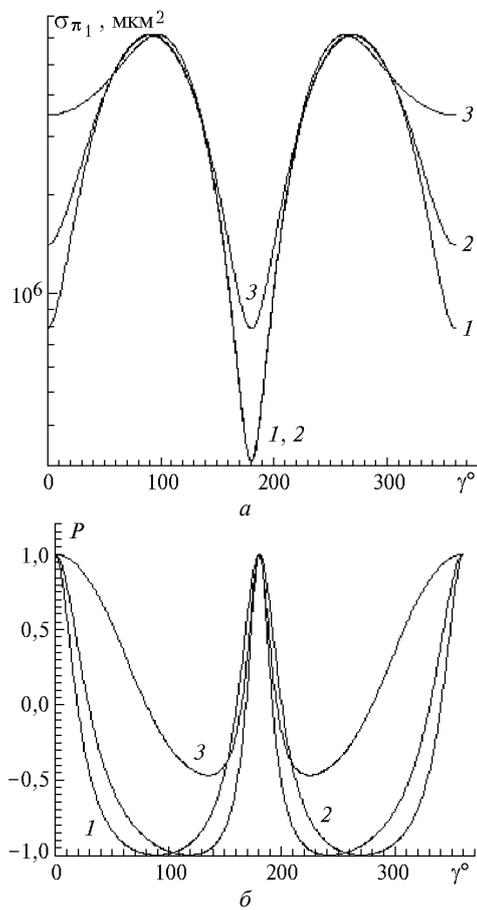


Рис. 8. Зависимости $\sigma_{\pi_1}(\gamma)$, $P_2(\gamma)$ при различных углах ориентации β : 1 – $\beta = 0^\circ$; 2 – 10° ; 3 – 40°

Для случая зеркального отражения ($\vartheta = 0$) рис. 8 иллюстрирует зависимости сечения рассеяния σ_{π_1} и отношение сечений, такое как $P_2 = \sigma_{\pi_2}/\sigma_{\pi_1}$, при линейной поляризации падающего излучения от угла γ для различных β . В случае зеркального отражения σ_{π_1} , P_2 принимают экстремальные значения в точках $\gamma = 90 i$ (i – целое число). По-

добный характер зависимостей мы уже наблюдали на рис. 4 при $\vartheta \neq 0$. Положение минимумов и максимумов связано с β .

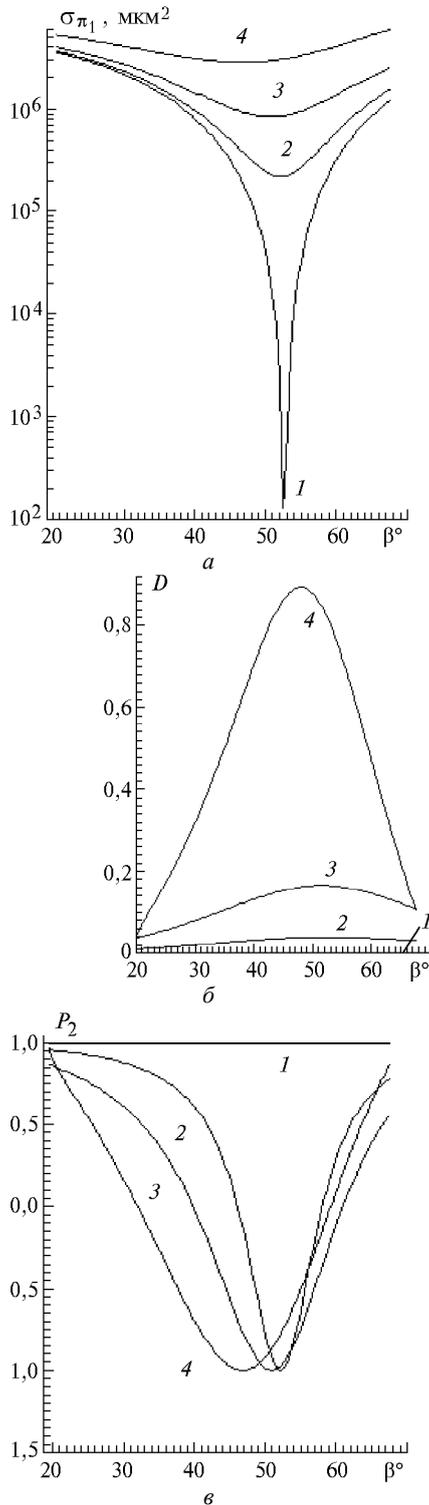


Рис. 9. Зависимости $\sigma_{\pi_1}(\beta)$, $D(\beta)$, $P_2(\beta)$ при различных положениях источника и приемника, $\vartheta_1 \in (-79^\circ, 86^\circ)$, $\varphi_1 = 0$, $\vartheta_2 = 100^\circ$, 1 – $\varphi_2 = 0^\circ$, 2 – 10° , 3 – 20° , 4 – 40°

На рис. 9 представлены зависимости σ_{π_1} , D , P_2 (для $\vartheta = 0$) от ориентации пластинки β при линейной поляриза-

ции падающего излучения. У зависимостей $\sigma_{\pi_1}(\beta)$, $P_2(\beta)$ наблюдаем минимум, а у $D(\beta)$ максимум при максимальных значениях γ в области $\beta \approx 50^\circ$. Положение экстремумов зависит от значений α , β , γ .

Установленные закономерности взаимосвязи поляризационных характеристик и значений \tilde{n} , β , γ позволили построить интерпретационную схему для определения ориентации и показателя преломления пластинок по данным поляризационного лазерного зондирования, когда источник и приемник совмещены [18]. Подобное поведение зависимостей P_2 , P_4 иллюстрировалось на рис. 1, б; 3, в; 4, в; 5; 8, б; 9, б. Изменение поляризационных характеристик связано не только с вариациями ориентации, но и с формой и размерами кристаллов [2]. При зондировании моностатическим лидаром сложных по структуре облаков вряд ли можно получить достоверную информацию из поляризационных характеристик без привлечения априорной информации.

Бистатическая схема зондирования позволяет в разнообразной по составу полидисперсной среде, используя эффект аномального обратного рассеяния, выделить ту часть кристаллического аэрозоля, которая представлена ориентированными пластинками. Кроме того, используя возможность сканировать лидаром, можно получить высокоамплитудный зеркально отраженный сигнал и зафиксировать изменение состояния поляризации падающего излучения, что несет в себе информацию об оптических, микрофизических и ориентационных свойствах исследуемого атмосферного образования.

Заключение

Для теоретического исследования характеристик светорассеяния применительно к бистатическому поляризационному лазерному зондированию была рассмотрена ледяная круглая пластинка. В рамках данной работы представлены основные особенности рассеяния, которые позволяют выделить информативные направления исследования для интерпретации данных зондирования. На основании численного исследования было установлено, что существует ярко выраженная зависимость сечения рассеяния от радиусов пластинок. Кроме того, для поляризационных характеристик выявлена регулярная зависимость от показателя преломления частицы, ее ориентации и ориентации плоскости поляризации.

При зеркальном отражении излучения от кристаллов существует возможность максимально упростить интерпретационную схему данных бистатического зондирования, поскольку зависимость рассеяния от ряда угловых характеристик будет отсутствовать. Очевидно, чтобы привести эксперимент к необходимой схеме, нужны знания особенностей рассеяния, отличного от зеркального отражения, в частности для различных положений источника, приемника и частицы.

В работе отмечено возможное направление исследования физических свойств перистых облаков, которое заключается в следующем. Используя бистатический поляризационный лидар наряду с представленной численной моделью, можно получить оперативную информацию о микрофизических, оптических, динамических свойствах кристаллического аэрозоля. В этом случае пластинки будут выступать в роли «индикаторов». Определив их геометрические параметры, их ориентацию, можно оценить структуру облака в целом, поскольку определенные размеры пластинок, концентрация и ориентация соотносятся с вполне конкретными

спектрами форм и размеров других видов кристаллов. В свою очередь эта информация может быть использована для прогноза условий распространения излучения как в геофизике – перенос солнечной радиации в атмосфере, так и в прикладных задачах – работа систем оптической связи и локации через кристаллическую облачность.

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

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 98-02-3031).

1. *Manago G., Lee C.W.* // J. Fac. Sci. Hokkaido. Univ. Ser. 7 (Geophys.). 1966. N 2. P. 321–335.
2. *Волковицкий О.А., Павлова Л.Н., Петрушин А.Г.* Оптические свойства кристаллических облаков. Л.: Гидрометеиздат, 1984. 200 с.
3. *Heymfield A.* // J. Atm. Sci. 1977. V. 34. P. 367–381.
4. *Cooper W.A., Vali G.* // J. Atm. Sci. 1981. V. 38. P. 1244–1259.
5. *Cho H.-R., Iribarne J.V., Richards W.G.* // J. Atm. Sci. 1981. V. 38. P. 1111–1114.
6. *Кабанов М.В.* Региональный мониторинг атмосферы. Ч. 1. Научно-методические основы. Томск: Изд-во СО РАН, 1997. 211 с.

7. *Tinsley B.A., Deen G.W.* // J. Geopf. Res. 1991. V. 96. NO. D12. P. 22, 283–22, 295.
8. *Marshall T.C., Rust W.D., Winn W.P., Gilbert K.E.* // J. Geopf. Res. 1989. V. 20. NO. D2. P. 2171–2181.
9. *Региональный мониторинг атмосферы. Ч. 2. Новые приборы и методики измерений* / Под ред. М.В. Кабанова Томск: Изд-во СО РАН, 1997. 295 с.
10. *Шаманаев В.С., Абрамочкин А.И.* Самолетный поляризационный лазерный локатор «Светозар-3». Устройство и применение. Томск, 1984. 47 с. (Препринт / ТФ СО АН СССР, № 15).
11. *Sassen K., Liou K.-N.* // J. Atm. Sci. 1979. V. 36. P. 852–861.
12. *Welsh B.M., Gardner C.S.* // Appl. Opt. 1989. V. 28. P. 32–82.
13. *Mallmann A., Hock J.L., Greenler R.G.* // Appl. Opt. 1998. V. 37. P. 1441–1449.
14. *Konnen G.P., Tinbergen J.* // Appl. Opt. 1998. V. 37. P. 1457–1464.
15. *Platt C.M.R., Scott J.C., Dilley A.C.* // J. Atm. Sci. 1987. V. 44. P. 729–747.
16. *Popov A.A., Shefer O.V.* // Appl. Opt. 1994. V. 33. P. 7038–7044.
17. *Шефер О.В.* // Оптика атмосферы и океана. 1999. Т. 12. № 7. С. 573–577.
18. *Popov A.A., Shefer O.V.* // Appl. Opt. 1995. V. 34. P. 1488–1492.
19. *Liou K.-N., Lahore H.* // J. Appl. Meteor. 1974. V 13. N 2. P. 257–263.
20. *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, № 65).

O.V. Shefer. Theoretical Investigation of Scattering Radiation Characteristics of Plate Crystal as Applied to Bistatical Polarization Laser Sensing.

Interaction between optical radiation and a plane crystal from as applied to bistatical polarization laser sensing of crystalline clouds is studied theoretically. A substantiation of the scatterer model choice in the form of oriented round plate is presented. The relations for polarization characteristics and scattering cross-sections as functions of particle size, orientation, and refractive index at arbitrary scattering angles were investigated numerically. A possibility to estimate microphysical, optical, and orientational properties of crystalline aerosol from the data of bistatical polarization laser sensing is illustrated.