

О.В. Шефер

## К интерпретации зеркально отраженного оптического излучения для определения физических параметров пластинок

*Томский госуниверситет  
Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск*

Поступила в редакцию 23.05.2002 г.

В рамках метода физической оптики представлена численная модель полидисперсной среды, состоящей из ориентированных пластинок, применительно к бистатистическому поляризационному лазерному зондированию кристаллических облаков. Проведено численное исследование характеристик отраженного излучения в зависимости от физических параметров кристаллов для различных длин волн падающего излучения. Исследуется возможность оценки средних размеров кристаллов и их ориентации в пространстве.

### Введение

В настоящее время во всем мире уделяется большое внимание изучению кристаллических облаков. Задача переноса радиации в перистых облаках представляет собой важнейшее направление исследований. Известно, что в большей своей степени кристаллические облака состоят из ориентированных частиц [1]. Наиболее устойчивое положение в пространстве свойственно кристаллам протяженных форм. При взаимодействии радиации с ориентированными кристаллами, как правило, состояние поляризации падающего излучения меняется. Свет, отражаясь от граней кристаллов, может вызвать появление в атмосфере различных оптических явлений [2, 3]. Для исследования физических и динамических свойств кристаллических облаков широко применяются лидарные методы зондирования, позволяющие фиксировать не только интенсивность принимаемого сигнала, но и его поляризационные свойства. Такие характеристики регистрируемого излучения несут в себе информацию о форме, размерах, показателе преломления и ориентации частиц исследуемого облака.

К настоящему времени получены численные модели кристаллов для случаев как хаотической, так и преимущественной ориентации [1, 4, 5]. Эти модели, как правило, позволяют оценивать интенсивность и поляризационные характеристики применительно к моностатическому зондированию на длине волны видимого диапазона, где поглощение льдом несущественно.

Большие потенциальные возможности в изучении перистых облаков могут быть реализованы при дистанционном зондировании с помощью бистатистического поляризационного лидара. Исследователи отмечают перспективность этого метода по сравнению с традиционным моностатическим [6]. Однако пока нет теоретических исследований угловых распределений интенсивности рассеянного излучения наряду с его

поляризационными свойствами применительно к бистатистическому зондированию. При этом для оценки экспериментальных данных используют численные разработки, полученные для моностатического зондирования.

В нашей работе [7] в рамках метода физической оптики получена численная модель отдельной частицы в виде ориентированной пластинки применительно к бистатистическому поляризационному лазерному зондированию кристаллических облаков. Здесь же дано обоснование выбора этой модели для исследования оптических характеристик атмосферного ледяного образования. В статьях [8, 9] представлены численные расчеты поляризационных характеристик и сечения рассеяния при изменении физических параметров частицы. Выявленные особенности рассеяния позволили выделить информативные направления дальнейших исследований при переходе к интегральным характеристикам. При зондировании кристаллических облаков с использованием бистатистического лидара на приемном устройстве можно зафиксировать максимально возможную интенсивность зеркально отраженного сигнала наряду с вполне конкретными поляризационными характеристиками, свойственными определенному виду частиц. Наиболее интенсивное отражение обеспечивают именно кристаллы пластинчатой формы. Для оценки параметров микроструктуры может быть использован регистрируемый сигнал с «аномально» высокой амплитудой. Поляризационные характеристики такого сигнала тем информативнее связаны с показателем преломления, чем больше угол наклона оси лидара к плоскости преимущественной ориентации пластинок.

Данная статья является продолжением работ [7–9]. В ней представляются результаты численного исследования характеристик светорассеяния полидисперсной среды при различных параметрах распределения частиц по размерам в оптическом диапазоне длин волн.

## Постановка задачи

Проведем исследование характеристик электромагнитного поля, отраженного системой ориентированных пластинок. Положения источника, приемника, плоскости преимущественной ориентации кристаллов свяжем с абсолютной системой координат соответствующей парой углов  $(\varphi_i, \theta_i)$  ( $i = 1, 2, 3$ ) сферической системы координат. Отметим, что бистатическая схема данного численного эксперимента описана в нашей работе [7]. Очевидно, что для моделирования случая «строго зеркального отражения» следует учесть, что угол между направлением зондирования и нормалью к основанию пластинки и другой угол между направлением приема и той же нормалью должны быть одинаковыми. Частица моделируемой среды характеризуется комплексным показателем преломления  $\tilde{n} = n + i\chi$  ( $\chi$  – коэффициент поглощения) радиусом  $a$  и толщиной  $d$ . Согласно закону кристаллографического роста между диаметром и толщиной пластинки справедлива следующая зависимость [10]:  $d = 2,020 (2a)^{0,449}$ . Данная взаимосвязь существенно упрощает численные расчеты при переходе от отдельного кристалла к ансамблю частиц.

В многочисленных натуральных исследованиях кристаллических облаков при различных температурных режимах установлено, что распределение кристаллов по размерам имеет ярко выраженный максимум [11]. При этом гамма-распределение адекватно описывает спектр размеров кристаллического аэрозоля:

$$N(a) = N \frac{\mu^{\mu+1}}{\Gamma(\mu+1)} \frac{1}{a_m} \left(\frac{a}{a_m}\right)^{\mu} e^{-\mu a/a_m}. \quad (1)$$

Формула (1) включает в себя следующие параметры:  $N$  – концентрация пластинок;  $a_m$  – радиус пластинки, соответствующий максимуму функции  $N(a)$ ;  $\mu$  – безразмерный параметр, характеризующий крутизну склонов данного максимума. Для анализа экспериментальных данных формулу (1) необходимо преобразовать так, чтобы в нее входил средний радиус пластинки  $\bar{a}$ . В случае гамма-распределения частиц по размерам выражение для  $\bar{a}$  будет иметь следующий вид:

$$\bar{a} = a_m (1 + 1/\mu). \quad (2)$$

В нашей статье [7] в рамках метода физической оптики получены соотношения для сечений рассеяния оптического излучения в задней полусфере (задней полусферой называем ту часть сферы, которая ограничена основанием пластинки и содержит падающие и отраженные лучи). Представленная модель позволяет рассчитать характеристики светорассеяния в любой точке выделенной полусферы как для поляризованного, так и неполяризованного падающего излучения при произвольных расположениях источника, частицы, приемника. Итак, формулы для сечений рассеяния  $\sigma_{\pi_i}$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ), полученные в работе [7], имеют вид

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

Множитель  $W$  определяют волновое число и угловая функция, представляющая собой интеграл Фраунгера;  $I_i$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ) – параметры вектора Стокса падающего излучения;  $M_{ij}$  – элементы матрицы рассеяния ( $i = 1, 2, 3, 4; j = 1, 2, 3, 4$ ).

Для исследования характеристик светорассеяния полидисперсной средой воспользуемся интегральным представлением для коэффициентов рассеяния:

$$\beta_{\pi_i} = \int N(a) \sigma_{\pi_i} da \quad (i = 1, 2, 3, 4), \quad (4)$$

где  $N(a)$  – функция распределения частиц по размерам.

В настоящей статье основное внимание уделим исследованию зависимости  $\beta_{\pi_1}$  первого коэффициента рассеяния, пропорционального интенсивности  $I_{\pi_1}$  сигнала, пришедшего на приемник, и поляризационным характеристикам. При лазерном зондировании атмосферы чаще используют передатчик, трансформирующий линейно поляризованное излучение, или излучение, имеющее круговую поляризацию. Анализируя поляризационные свойства рассеянной радиации, остановимся на исследовании отношения коэффициентов рассеяния  $\beta_{\pi_i}$  ( $i = 1, 2$ ), пропорциональных соответствующим параметрам вектора Стокса  $I_{\pi_i}$  ( $i = 1, 2$ ), в случае линейной поляризации падающего излучения

$$P_2 = \frac{I_{\pi_2}}{I_{\pi_1}} = \frac{\beta_{\pi_2}}{\beta_{\pi_1}}. \quad (5)$$

При взаимодействии неполяризованного излучения с ориентированными кристаллами излучение частично поляризуется. Для изучения спектральной зависимости степени поляризации  $St$  при различных физических параметрах воспользуемся следующей формулой:

$$St = (I_{\pi_2}^2 + I_{\pi_3}^2 + I_{\pi_4}^2)^{1/2} / I_{\pi_1}. \quad (6)$$

Итак, задачи данной работы состоят в следующем:

- изучить характеристики светорассеяния, определяемые формулами (4)–(6), установив их зависимости от физических параметров среды и длины волны падающего излучения;

- исследовать «тонкую структуру» зависимости амплитуды отраженного сигнала при угловом сканировании приемником;

– на основании анализа представленных данных оценить возможность определения физических параметров тестируемой среды.

### Обсуждение численных результатов

При качественном анализе зеркально отраженного излучения от ориентированных частиц с плоскими гранями исследователи используют такую величину, как отражательная способность. Известно, что отражательная способность льда для углов падения  $\beta$  от 0 до 60° составляет менее 10%, а для углов  $\beta$  от 60 до 90° резко возрастает почти до 100%. Для расчета энергетической характеристики в дальней зоне учитывают сечение пучка в направлении, перпендикулярном распространению излучения [12].

Рассчитывая количественные оценки характеристик светорассеяния, воспользуемся формулами для коэффициентов рассеяния (4). Эти соотношения связывают поляризационные и энергетические свойства отраженного излучения с физическими характеристиками полидисперсной среды (спектром размеров полупрозрачных частиц), с длиной волны и состоянием поляризации падающего излучения для соответствующих положений источника, приемника и плоскости преимущественной ориентации пластинок.

В табл. 1 представлены значения коэффициента рассеяния  $\beta_{\pi_1}$ , пропорционального интенсивности зеркально отраженного излучения, для некоторых реальных параметров распределения частиц по размерам  $\bar{a}$ ,  $N$ ,  $\mu$  природных кристаллических облаков. «Аномально» высокие значения коэффициента рассеяния вполне объясняют тот факт, что в большинстве случаев при регистрации зеркально отраженного света фотоприемник выходил из строя [13]. Визуально в атмосфере можно наблюдать ярко светящиеся столбы, образованные при отражении света от пло-

ских граней ориентированных кристаллов [2]. Коэффициент рассеяния  $\beta_{\pi_1}$  линейно зависит от концентрации кристаллов  $N$  [см. формулы (1) и (4)]. Анализируя данные, представленные в табл. 1, и при необходимости применяя интерполяцию, можно оценить значения коэффициента рассеяния при любой концентрации частиц с различными средними размерами и параметром распределения  $\mu$ . Из табл. 1 видно, что при увеличении  $\bar{a}$  на десятки микрометров амплитуда зеркально отраженного сигнала изменяется на порядки.

В наших работах [8, 9] были представлены значения сечения рассеяния, пропорциональные первому параметру вектора Стокса. Было показано, что, несмотря на существование регулярной зависимости сечения рассеяния  $\sigma_{\pi_1}$  от ориентации частицы в пространстве относительно источника и приемника, значение экстремальных точек кривой  $\sigma_{\pi_1}$  определяется сочетаниями углов  $(\varphi_1, \theta_1)$ ,  $(\varphi_2, \theta_2)$ ,  $(\varphi_3, \theta_3)$ . В работе [14] было проведено теоретическое исследование «эффекта аномального обратного рассеяния» применительно к моностатическому лазерному зондированию. Здесь были представлены значения коэффициента зеркально отраженного излучения для тех же параметров среды  $N$ ,  $\bar{a}$ ,  $\mu$ , что использовались для расчета значений, представленных в табл. 1. Например, для  $\beta = 0^\circ$ ,  $\bar{a} = 37$  мкм,  $N = 0,8$  л<sup>-1</sup>,  $\mu = 5$  величина  $\beta_{\pi_1} = 16,2$  км<sup>-1</sup>. Для этих же параметров измеренный в эксперименте коэффициент обратного рассеяния достигал значения 17 км<sup>-1</sup> [13]. Сравнивая численные и экспериментальные величины, нетрудно убедиться не только в их качественном, но и в количественном совпадении. Рассчитанное и представленное в табл. 1 значение коэффициента зеркально отраженного излучения для  $\beta = 20^\circ$  при соответствующих параметрах

Таблица 1  
**Расчетные значения коэффициента зеркального отражения  $\beta_{\pi_1}$  (км<sup>-1</sup>) для системы ориентированных пластинок при линейной поляризации падающего излучения [комплексный показатель преломления  $\hat{n} = 1,31 + i \cdot 10^{-3}$ , длина волны  $\lambda = 0,694$  мкм,  $\theta_1 = -40^\circ$ ,  $\theta_2 = 100^\circ$ ,  $\theta_3 = -60^\circ$ ,  $\beta = 20^\circ$ ,  $\varphi_i = 0^\circ$  ( $i = 1, 2, 3$ )]**

$\mu$	$\bar{a}$ , мкм				
	37	100	150	200	250
	$N$ , л <sup>-1</sup>				
	0,8	25	20	15	10
1	0,37416E+02	0,62388E+05	0,25267E+06	0,59883E+06	0,97244E+06
2	0,22172E+02	0,36971E+05	0,14973E+06	0,35492E+06	0,57765E+06
3	0,16370E+02	0,27295E+05	0,11054E+06	0,26203E+06	0,42648E+06
4	0,13410E+02	0,22360E+05	0,90557E+05	0,21465E+06	0,34937E+06
5	0,11641E+02	0,19410E+05	0,78609E+05	0,18633E+06	0,30328E+06
6	0,10472E+02	0,17461E+05	0,70719E+05	0,16763E+06	0,27283E+06
7	0,96463E+01	0,16084E+05	0,65142E+05	0,15441E+06	0,25132E+06
8	0,90332E+01	0,15062E+05	0,61002E+05	0,14460E+06	0,23535E+06
9	0,85608E+01	0,14274E+05	0,57811E+05	0,13703E+06	0,22304E+06
10	0,81860E+01	0,13649E+05	0,55280E+05	0,13103E+06	0,21327E+06
11	0,78816E+01	0,13142E+05	0,53225E+05	0,12616E+06	0,20534E+06

Примечание. Число 0,37416E+02 и аналогичные ему обозначают 0,37416·10<sup>2</sup>.

среды равно  $11,6 \text{ км}^{-1}$ . В данном случае более высокое значение  $\beta_{\pi_1} = 16,2 \text{ км}^{-1}$  при  $\beta = 0^\circ$ , по сравнению с  $\beta_{\pi_1} = 11,6 \text{ км}^{-1}$  при  $\beta = 20^\circ$ , объясняется тем, что, хотя отражательная способность для этого угла почти одинаковая (отличается на несколько процентов), площадь сечения зеркально отраженного пучка уменьшается с увеличением  $\beta$ .

Для случая зеркального отражения характерным признаком является резкое уменьшение амплитуды регистрируемого сигнала при сканировании приемником от направления, соответствующего «строго зеркальному отражению». Из анализа численных данных, приведенных в табл. 2, следует, что даже самое незначительное смещение угла  $\vartheta$  ( $\vartheta$  – угол между линиями приема и зеркального отражения) направления приема приводит к заметным изменениям коэффициента рассеяния  $\beta_{\pi_1}$ . Так, при бистатическом зондировании облака, содержащего ориентированные пластинки, на длине волны  $\lambda = 0,694 \text{ мкм}$  отклонение оси приема от направления зеркального отражения всего на  $1^\circ$  приводит к снижению амплитуды регистрируемого сигнала на 4–7 порядков. Для ИК-диапазона ( $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ ) подобное изменение будет составлять 1–3 порядка. Уменьшение же амплитуды на 4–7 порядков (для  $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ ) соответствует углам сканирования на  $20\text{--}30^\circ$ . Следует отметить, что крутизна характеристики  $\beta_{\pi_1}$  в области малых углов  $\vartheta$

однозначно связана со средними размерами  $\bar{a}$  пластинчатых кристаллов. Это позволяет при сканировании лидаром (или приемным устройством) вблизи направления, реализующего случай «строго зеркальное отражение», по относительному изменению амплитуды принимаемого сигнала оценивать средние размеры пространственно ориентированных кристаллов.

Коэффициент для зеркально отраженного излучения связан нелинейно с длиной волны и с параметрами распределения частиц по размерам  $\bar{a}$  и  $\mu$ . Увеличение  $\bar{a}$  и  $\mu$  приводит к повышению амплитуды отраженного сигнала, в то время как с ростом значения  $\lambda$  она снижается. Из табл. 1 и 2 видно, что скорость изменения  $\beta_{\pi_1}$  от  $\bar{a}$ ,  $\mu$ ,  $\lambda$  различная.

В задачах распространения оптического излучения в атмосфере особый интерес представляет изучение взаимодействия радиации видимого и ИК-диапазонов длин волн с аэрозольными средами. В настоящей статье проведем исследование ряда характеристик светорассеяния в диапазоне длин волн от 0,5 до 15 мкм. Как упоминалось выше, при увеличении угла между направлением падения излучения и нормалью к основанию плоской границы частицы увеличивается отражательная способность. При определении энергетической характеристики светорассеяния в дальней зоне следует учитывать сечение зеркально отраженного пучка, а его площадь тем меньше, чем больше угол  $\beta$ .

Таблица 2

**Расчетные значения коэффициента зеркального отражения  $\beta_{\pi_1}$  ( $\text{км}^{-1}$ ) для системы ориентированных пластинок при круговой поляризации падающей волны [комплексный показатель преломления  $\tilde{n} = 1,31 + i \cdot 10^{-3}$ ,  $\mu = 5$ ,  $\theta_1 = -40^\circ$ ,  $\theta_2 = 100^\circ$ ,  $\phi_i = 0^\circ$  ( $i = 1, 2, 3$ )]**

$\theta_3^\circ$	$\vartheta^\circ$	$\bar{a}$ , мкм				
		37	100	150	200	250
		$N$ , л $^{-1}$				
		0,8	25	20	15	10
$\lambda = 0,694 \text{ мкм}$						
-60,0	0,0	0,11640E+02	0,19409E+05	0,78608E+05	0,18633E+06	0,30327E+06
-59,99	0,01	0,11538E+02	0,18159E+05	0,67715E+05	0,14329E+06	0,20227E+06
-59,98	0,02	0,11228E+02	0,14931E+05	0,44300E+05	0,70070E+05	0,71252E+05
-59,95	0,05	0,93029E+01	0,45629E+04	0,52473E+04	0,43231E+04	0,33160E+04
-59,9	0,1	0,49936E+01	0,45062E+03	0,48965E+03	0,48967E+03	0,40781E+03
-59,8	0,2	0,81722E+00	0,51092E+02	0,61182E+02	0,61052E+02	0,50821E+02
-59,5	0,5	0,38893E-01	0,32685E+01	0,39178E+01	0,39178E+01	0,32630E+01
-59,0	1,0	0,48835E-02	0,41119E+00	0,49329E+00	0,49324E+00	0,41102E+00
-58,0	2,0	0,61794E-03	0,52150E-01	0,62576E-01	0,62574E-01	0,52145E-01
-55,0	5,0	0,41044E-04	0,34661E-02	0,41593E-02	0,41593E-02	0,34661E-02
$\lambda = 10,6 \text{ мкм}$						
-60,0	0,0	0,49897E-01	0,83199E+02	0,33696E+03	0,79871E+03	0,13000E+04
-59,9	0,1	0,49878E-01	0,81123E+02	0,31698E+03	0,71488E+03	0,10921E+04
-59,95	0,5	0,46012E-01	0,42876E+02	0,83534E+02	0,86226E+02	0,63315E+02
-59,0	1,0	0,35099E-01	0,90443E+01	0,84414E+01	0,76533E+01	0,63176E+01
-55,0	5,0	0,64309E-03	0,53171E-01	0,63655E-01	0,63599E-01	0,52978E-01
-50,0	10,0	0,82429E-04	0,69227E-02	0,83021E-02	0,83003E-02	0,69162E-02
-40,0	20,0	0,10585E-04	0,89228E-03	0,10706E-02	0,10706E-02	0,89205E-03
-30,0	30,0	0,30198E-05	0,25477E-03	0,30569E-03	0,30569E-03	0,25473E-03

Примечание. Числа 0,11640E+02; 0,38893E-01 и аналогичные им обозначают  $0,11640 \cdot 10^2$  и  $0,38893 \cdot 10^{-1}$ .

Следовательно, ход кривых светорассеяния при изменении длины волны в сочетании с разными угловыми характеристиками не очевиден.

Для расчета спектрального хода характеристик светорассеяния от длины волны воспользуемся зависимостями  $n = n(\lambda)$  и  $\chi = \chi(\lambda)$ , построенными по данным [11] и приведенными на рис. 1.

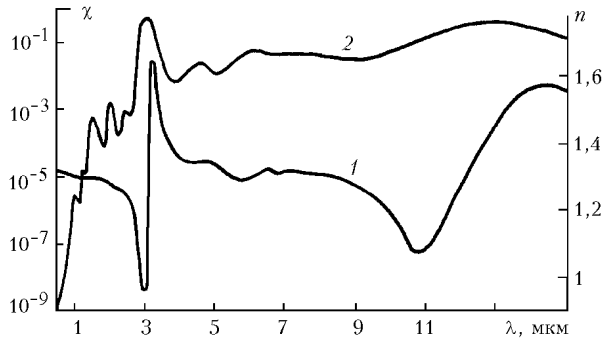


Рис. 1. Зависимости реальной и мнимой частей комплексного показателя преломления льда от длины волны: кривая 1 -  $n(\lambda)$ ; 2 -  $\chi(\lambda)$

На рис. 2 представлены спектральные зависимости коэффициента зеркально отраженного излучения при изменении положений частиц относительно трассы зондирования. Так, для кривых 1-3 (рис. 2) угол  $\beta$  соответственно равен 20, 35, 40°. Максимальное отличие значений  $\beta_{\pi_1}$  для различных трасс зондирования наблюдается при азимутальных углах  $\varphi_i = 0^\circ$  ( $i = 1, 2, 3$ ). При изменении одного из углов (например,  $\varphi_1 \rightarrow 90^\circ$ ) различие между кривыми исчезает.

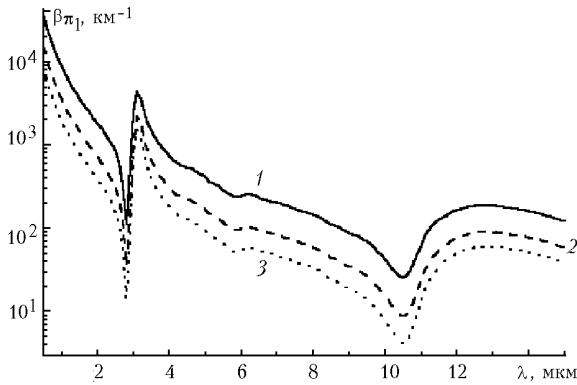


Рис. 2. Зависимость коэффициента зеркального отражения  $\beta_{\pi_1}(\lambda)$  при линейной поляризации падающего излучения ( $I_2/I_1 = 1, I_4 = I_3 = 0$ );  $\bar{a} = 125 \mu\text{м}$ ,  $N = 10 \text{ л}^{-1}$ ,  $\mu = 5$ ,  $\varphi_1 = 0^\circ$ ,  $\varphi_2 = 0^\circ$ ,  $\varphi_3 = 100^\circ$ : 1 -  $\theta_1 = -40^\circ$ ,  $\theta_3 = -60^\circ$ ; 2 -  $\theta_1 = -10^\circ$ ,  $\theta_3 = -45^\circ$ ; 3 -  $\theta_1 = 0^\circ$ ,  $\theta_3 = -40^\circ$

Из рис. 2 видно, что спектральная зависимость  $\beta_{\pi_1}(\lambda)$  отчасти напоминает ход кривой  $n(\lambda)$  для льда (см. рис. 1), прописывая все основные минимумы и максимумы. Однако в видимой части спектра и в ближнем ИК-диапазоне ход кривых (см. рис. 2) значительно отличается от почти неменяющейся зависимо-

сти  $n(\lambda)$  (см. рис. 1). В этой области наблюдаем изменение значений коэффициента рассеяния  $\beta_{\pi_1}$  на несколько порядков.

На рис. 3 представлены спектральные зависимости отношения коэффициентов рассеяния  $P_2 = \beta_{\pi_2}/\beta_{\pi_1}$  в случае линейно поляризованного падающего излучения для различных углов  $\varphi_1$  и  $\theta_1$ . Отметим, что для  $P_2(\lambda)$  при  $\varphi_1 = 0^\circ$  наблюдается нейтральный ход, а при  $\varphi_1 \neq 0^\circ$  - спектральная зависимость, и она тем выразительнее, чем больше значение азимутального угла  $\varphi_1$ . Исключение составляют случаи, когда  $\varphi_1 = 90^\circ$  и  $180^\circ$ . Координаты экстремальных точек  $P_2(\lambda)$  соответствуют положениям минимумов и максимумов для  $n(\lambda)$  (см. рис. 1).

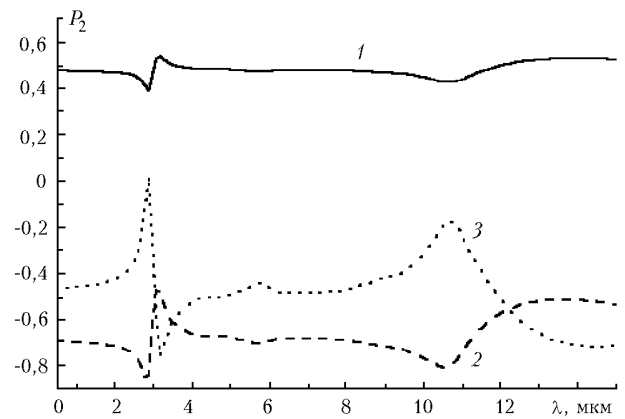


Рис. 3. Зависимость  $P_2(\lambda)$  при линейной поляризации падающего излучения ( $I_2/I_1 = 1, I_4 = I_3 = 0$ ),  $\varphi_2 = 0^\circ$ ,  $\varphi_3 = 100^\circ$ : 1 -  $\theta_1 = -40^\circ$ ,  $\varphi_1 = 40^\circ$ ,  $\beta = 26^\circ$ ; 2 -  $\theta_1 = 0^\circ$ ,  $\varphi_1 = 40^\circ$ ,  $\beta = 40^\circ$ ; 3 -  $\theta_1 = -40^\circ$ ;  $\varphi_1 = 140^\circ$ ,  $\beta = 55^\circ$

При сравнении значений зависимости  $P_2(\lambda)$  для одинаковых  $\theta_1$ , но разных  $\varphi_1$  (кривые 1 и 3) видно, что наиболее чувствительна  $P_2$  к изменениям  $\lambda$  при больших  $\beta$ . Положения минимума и максимума  $P_2$  однозначно связаны с азимутальным углом, определяющим ориентацию плоскости референции.

На рис. 4,а представлены зависимости степени поляризации  $St$  от  $\lambda$ . Наибольшие изменения спектральной зависимости  $St(\lambda)$  наблюдаются в области длин волн из промежутка от 10 до 12 мкм и равны около 3 мкм, особенности которой однозначно связаны с углами падения излучения. Значения степени поляризации тем ниже, чем меньше значения  $\beta$ . Как показано в нашей работе [9], значение степени поляризации выше, чем больше  $\varphi_1$  при прочих равных условиях. Эта особенность подтверждается иллюстрируемыми зависимостями 1 и 3 (рис. 4,а). Анализируя представленные значения  $St(\lambda)$ , можно сделать вывод, что неполяризованное излучение почти полностью поляризуется при зеркальном отражении от пластинок при больших углах наклона трассы зондирования к нормали плоскости ориентации пластинок.

При зеркальном отражении света от ориентированных пластинок излучение становится частично линейно поляризованным. Спектральная зависимость

отношения  $P_2(\lambda)$ , рассчитанного при тех же параметрах, что и  $St(\lambda)$  (рис. 4,а), представлена на рис. 4,б. Сравнивая соответствующие кривые рис. 4,а и б, видим, что положения экстремальных точек кривых  $St(\lambda)$  и  $P_2(\lambda)$  совпадают. Только положения минимумов  $St(\lambda)$  соответствуют положениям максимумов  $P_2(\lambda)$ , а положения максимумов  $St(\lambda)$  соответствуют положениям минимумов  $P_2(\lambda)$ .

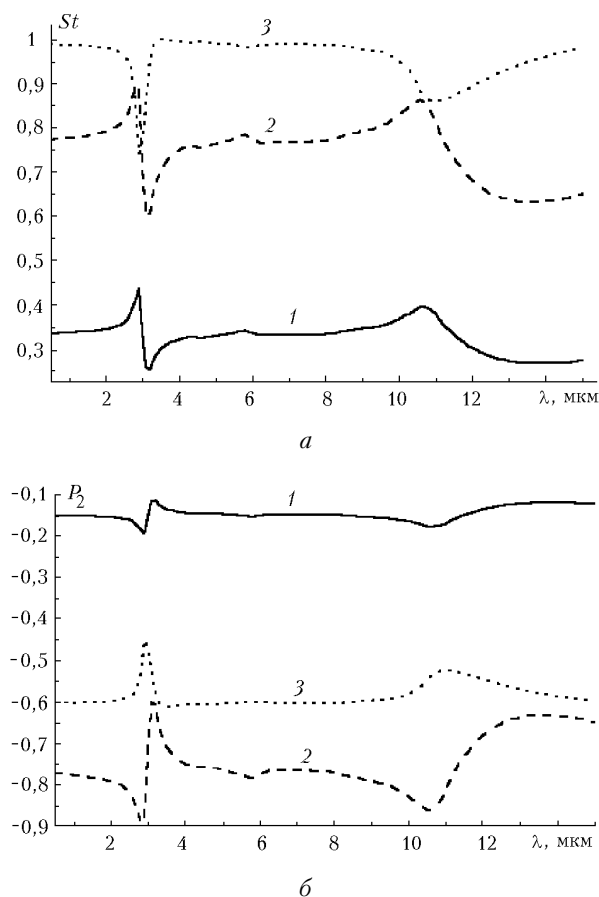


Рис. 4. Зависимость степени поляризации  $St(\lambda)$  (а) и отношения  $P_2(\lambda)$  (б) для неполяризованного падающего излучения ( $I_1 = 1$ ,  $I_2 = I_4 = I_3 = 0$ );  $\bar{a} = 125$  мкм,  $\lambda = 10,6$  мкм,  $\varphi_2 = 0^\circ$ ,  $\theta_2 = 100^\circ$ : 1 -  $\theta_1 = -40^\circ$ ,  $\varphi_1 = 40^\circ$ ,  $\beta = 26^\circ$ ; 2 -  $\theta_1 = 0^\circ$ ,  $\varphi_1 = 40^\circ$ ,  $\beta = 40^\circ$ ; 3 -  $\theta_1 = -40^\circ$ ,  $\varphi_1 = 140^\circ$ ,  $\beta = 55^\circ$

При изучении распространения света в атмосфере необходимо учитывать возможность и характер поляризуемости света, взаимодействующего с ориентированными кристаллами, не только от положений источника и частиц, но и от длины волны падающего излучения.

В настоящей статье представлен ряд характеристик светорассеяния при зеркальном отражении от пластинок без учета флаттера. Однако в натуральных условиях кристаллы совершают некоторые колебания относительно их устойчивого положения. Очевидно, что такие отклонения приводят к снижению амплитуды отраженного сигнала. В следующих наших работах будут представлены результаты численного ис-

следования зеркально отраженного излучения от кристаллов с учетом их возможного флаттера.

## Заключение

Необходимым условием образования отраженного излучения с «аномально» высокой амплитудой является наличие в облаке ориентированных ледяных пластинок. Для коэффициента зеркально отраженного оптического излучения от совокупности таких кристаллов получено соотношение, позволяющее оценить отраженный сигнал и связать его с физическими параметрами полидисперсной среды и характеристиками падающего излучения.

В результате численного исследования коэффициента рассеяния установлено, что при смещении направления приема от линии «строго зеркального отражения» всего на  $1^\circ$  интенсивность регистрируемого сигнала падает на 1–7 порядков. Показано, что по оценке коэффициента зеркально отраженного излучения можно определить средние размеры пластинок даже в сложных по составу перистых облаках. Анализ поляризационных характеристик, в частности отношения параметров вектора Стокса и степени поляризации, показал возможность определения положения в пространстве системы ориентированных пластинок. Представленный в статье спектральный ход коэффициента рассеяния и поляризационных характеристик в видимом и ИК-диапазонах длин волн определяется физическими параметрами частиц и их положением относительно источника и приемника, а также состоянием поляризации падающего излучения. Особенности этих зависимостей иллюстрируют возможность однозначного определения микрофизических параметров кристаллов по данным многочастотного зондирования.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 01-05-65209), Минпромнауки и технологий РФ (грант «Высотный поляризационный лидар», № 06-21).

1. *Light scattering by nonspherical particles. Theory, measurements, and application* / Ed. by M.I. Mischenko, J.W. Hovenier, L.D. Travis. Academic press. International standard book number: 0-12-498660-9. California. USA. 2000. 690 p.
2. *Mallman A., Hock J.L., Greenler R.G.* Comparison of sun pillars with light pillars from nearby light sources // *Appl. Opt.* 1998. V. 37. P. 1441–1449.
3. *Sassen K.* Cirrus clouds. A closer look and halos // *J. Optics & Photonics News.* 1999. N 3. P. 39–42.
4. *Ромашов Д.Н.* Рассеяние света гексагональными ледяными кристаллами // *Оптика атмосф. и океана.* 2001. Т. 14. N 2. С. 116–124.
5. *Borovoi A., Grishin I., Oppel U.* Backscattering peak of hexagonal ice columns and plates // *Opt. Lett.* 2000. V. 25. N 18. P. 388–390.
6. *Welsh B.M., Gardner Ch.S.* Bistatic imaging lidar technique for upper atmospheric studies // *Appl. Opt.* 1989. V. 28. N 1. P. 32–82.
7. *Шефер О.В.* Оптическая модель пластинчатого кристалла применительно к бистатическому поляризационному лазерному зондированию кристаллических облаков

- // Оптика атмосф. и океана. 1999. Т. 12. N 7. С. 573–577.
8. *Шефер О.В.* Теоретическое исследование характеристик светорассеяния для пластинчатого кристалла применительно к бистатическому поляризационному лазерному зондированию // Оптика атмосф. и океана. 1999. Т. 12. N 12. С. 1081–1088.
  9. *Шефер О.В.* Численное исследование оптического излучения, зеркально отраженного от ориентированной пластинки // Оптика атмосф. и океана. 2001. Т. 14. N 8. С. 663–668.
  10. *Auer A., Veal D.* The dimension of ice crystals in natural clouds // J. Atmos. Sci. 1970. V. 27. N 6. P. 919–926.
  11. *Волковицкий О.А., Павлова Л.Н., Петрушин А.Г.* Оптические свойства кристаллических облаков. Л.: Гидрометеоздат, 1984. 200 с.
  12. *Sassen K.* Polarization and Brewster angle properties of light pillars // J. Opt. Soc. Amer. A. 1987. V. 4. N 3. P. 570–580.
  13. *Platt C.M.R.* Lidar backscatter from horizontal ice crystal plates // J. Appl. Meteorol. 1978. V. 17. N 4. P. 482–488.
  14. *Popov A.A., Shefer O.V.* Theoretical and numerical investigations of the intensity of lidar signal specular-reflected from a set of oriented plates // Appl. Opt. 1994. V. 33. N 30. P. 7038–7044.

***O.V. Shefer. On interpretation of specularly reflected optical radiation for determining physical parameters of plates.***

A numerical model of a polydisperse medium consisting of oriented plates is presented within the method of physical optics as applied to bistatic polarization laser sensing of crystal clouds. Characteristics of reflected radiation are investigated numerically depending on the physical parameters of crystals for different wavelengths of incident radiation. The possibility of estimating crystal size and orientation in space is studied.