

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ, ГИДРОСФЕРЫ  
И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 535.2: 551.501

**Наблюдения зеркально отражающих частиц и слоев  
в кристаллических облаках**

**Ю.С. Балин, Б.В. Кауль, Г.П. Коханенко\***

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН  
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 29.10.2010 г.

Анализируются результаты наблюдений кристаллических облаков верхнего яруса с высоким пространственным и временным разрешением с помощью наземного поляризационного лидара «ЛОЗА-С». Демонстрируются случаи появления зеркально отражающих слоев, образованных частицами, преимущественно ориентированными в горизонтальной плоскости. Сравниваются результаты измерения деполяризации эхосигнала при использовании линейной и круговой поляризации исходного лазерного пучка. Приводятся записи зеркального отражения от одиночных кристаллических частиц.

*Ключевые слова:* обратное рассеяние, деполяризация, кристаллические частицы, лидар; backscattering, depolarization, crystal particles, lidar.

**Введение**

Перистые облака покрывают значительную часть земной поверхности и поэтому оказывают существенное влияние на радиационный баланс и климат прежде всего из-за эффектов ослабления и отражения излучения [1, 2]. Кроме того, кристаллические частицы облаков оказывают влияние на поляризацию излучения, поэтому использование скалярной модели даже в предположении случайной ориентации частиц дает заметную ошибку в расчетах прохождения радиации [3].

Особенно большое влияние на пропускание и рассеяние излучения оказывает факт преимущественной ориентации частиц в горизонтальной плоскости [4, 5]. По данным, полученным при наблюдениях отраженного солнечного излучения, до 1% всех кристаллических частиц имеют выраженную горизонтальную ориентацию [6]. Согласно [7] подобная ориентация обусловлена аэродинамическими силами, возникающими при свободном падении частиц в атмосфере.

Наиболее полную информацию о свойствах кристаллических частиц дают лидарные наблюдения [8–10]. В этих наблюдениях присутствие кристаллических частиц проявляется прежде всего в деполяризации обратно рассеянного излучения. Наиболее часто встречаются ситуации со случайно ориентированными частицами, которые имеют значение отношения деполяризации  $\delta = 0,3 \div 0,6$ , зависящее от их формы [11, 12] ( $\delta = I_{\perp}/I_{\parallel}$ , отношение интенсивностей ортогональной, по отношению к исходной ли-

нейной поляризации лазерного излучения, и параллельной компонент рассеянного излучения).

Эксперименты, проводимые по программе CALIPSO поляризационным лидаром космического базирования [13, 14], показывают выраженную отрицательную корреляцию деполяризации и интегрированного обратного рассеяния для кристаллических частиц и демонстрируют значительное их содержание при температурах от  $-5$  до  $-35$  °С. Частицы, преимущественно ориентированные длинными осями в горизонтальной плоскости, вызывают зеркальное отражение света и имеют значение  $\delta$ , близкое к нулю, и повышенное обратное рассеяние [15].

Понятно, что зеркально отражающие частицы, строго ориентированные в горизонтальной плоскости, имеют только диагональные элементы нормализованной матрицы обратного рассеяния света (МОРС), равные (1, 1, -1, -1). Если ориентация не является строгой, элемент  $a_{44}$  характеризует распределение по полярному углу [16] независимо от того, присутствует или нет выраженная азимутальная ориентация. При увеличении степени ориентации частиц  $a_{44}$  становится отрицательным и стремится к  $a_{44} = -1$ . Лидарные измерения полной МОРС [17] показали, что преимущественная горизонтальная ориентация частиц ( $a_{44} < -0,4$ ) наблюдается почти в 20% всех случаев. В то же время имеется и значительное число частиц с выраженной азимутальной ориентацией: среднее значение элемента  $a_{12} = -0,22 \pm 0,2$ . По данным [17], в 30% всех случаев измеренное отношение  $\delta$  (при использовании исходной линейной поляризации лазера) существенно зависит от ориентации плоскости референции лидара по отношению к направлению ориентации частиц. Именно поэтому в [17, 18] отмечалась необходимость использования круговой поляризации лазера при исследованиях ориентации кристаллических частиц.

\* Юрий Степанович Балин (balin@iao.ru); Бруно Валентинович Кауль (kaul@iao.ru); Григорий Павлович Коханенко (kokh@iao.ru).

В [19] описан эксперимент, в котором выявление ориентированных частиц проводилось при зондировании под углом  $30^\circ$  к вертикали. Для этого угла зондирования отмечаются максимальные деполаризация и интенсивность обратного рассеяния в случае присутствия ориентированных в горизонтальной плоскости гексагональных пластинок. В нашем эксперименте (зондирование в зенит) мы наблюдаем, по сути, эффект зеркального отражения от поверхности кристаллических частиц, при котором регистрируются одновременно сильное обратное рассеяние и минимальная деполаризация. Простая методика, основанная на использовании круговой поляризации лазерного пучка и предназначенная для обнаружения преимущественной ориентации частиц в горизонтальной плоскости [18], которой мы пользуемся в этой работе, не позволяет измерять точные значения элементов МОРС. Однако сравнивая значения деполаризации при исходной линейной и круговой поляризациях, мы можем проверить, выполняется ли предположение о полностью хаотической ориентации кристаллических частиц, или, что то же самое, о диагональности матрицы рассеяния.

В настоящей статье:

- представлены результаты наблюдений поляризационной структуры перистой облачности с высоким пространственным и временным разрешением;
- сделан вывод о наличии горизонтально ориентированных частиц (зеркально отражающих слоев и отдельных кристаллов) в облаках верхнего яруса;
- проверено предположение о диагональном виде МОРС путем сравнения величин деполаризации при использовании исходной линейной или круговой поляризации.

Исследования проводились с помощью лидара наземного базирования.

## 1. Измерение параметров деполаризации в лидарном эксперименте

Рис. 1 показывает оптическую схему поляризационного канала лидара «ЛОЗА-С».

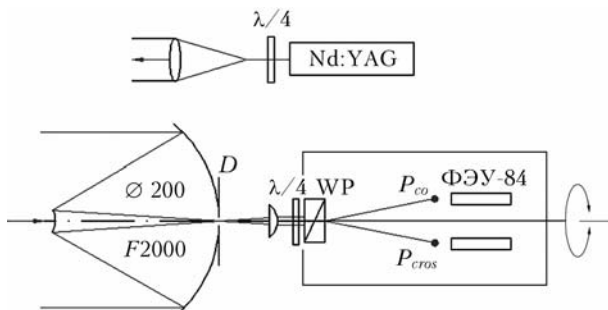


Рис. 1. Оптическая схема поляризационного канала лидара «ЛОЗА-С»

Используется лазер LS2137U (Nd:YAG, для поляризационных измерений берется длина волны 532 нм) с энергией импульса 300 мДж и частотой

повторения 10 Гц. Для изменения поляризации излучателя от линейной к круговой на пути пучка устанавливается четвертьволновая  $\lambda/4$  кварцевая пластинка. Приемная антенна – телескоп Кассегрена диаметром 0,2 м и фокусом  $F = 2$  м. Диафрагма определяет поле зрения 1 мрад. Призма Волластона расположена на пути рассеянного пучка и формирует два пучка с взаимно ортогональной поляризацией. Перед призмой также помещена  $\lambda/4$  пластинка. Два ФЭУ-84 одновременно регистрируют сигналы в измерительных каналах.

Быстрая ось  $\lambda/4$  пластинок может устанавливаться под углом 0 или  $\pm 45^\circ$  к плоскости референции. Векторы Стокса лазерного излучения единичной интенсивности в этом случае записываются как вектор-столбец  $\mathbf{S}_0^L = [1, 1, 0, 0]$  для радиации, линейно поляризованной в плоскости референции, и  $\mathbf{S}_0^C = [1, 0, 0, -1]$  для правоциркулярной поляризации. Принимаемые сигналы имеют две компоненты: параллельную  $I_{\parallel}$  и ортогональную  $I_{\perp}$ . Направление поворота пластинок выбрано так, что в случае зеркального отражения и линейной, и круговая исходные поляризации дают компоненту с максимальной интенсивностью на том же детекторе ( $I_{\parallel} > I_{\perp}$ ). Поворачивая одновременно пластинки перед источником и приемником, мы можем измерять либо второй ( $Q$ ), либо четвертый ( $V$ ) векторы Стокса обратного рассеянного излучения.

Применение одновременно двух ФЭУ с последующим сопоставлением получаемых от них сигналов ставит задачу взаимной калибровки и дальнейшего выравнивания чувствительности обоих каналов. Мы использовали метод калибровки, предложенный в [20]. Весь поляризационный блок (призма Волластона с фотоприемниками) может поворачиваться вокруг оси телескопа на произвольный угол (см. рис. 1). При регистрации естественного ( $I_{\parallel} = I_{\perp} = I$ ) света величины сигналов в каналах  $P_{co}$  и  $P_{cros}$  не зависят от угла поворота и определяются как  $P_{co} = kAI$ ,  $P_{cros} = AI$ , где  $A$  – константа;  $k$  – относительная чувствительность первого канала. Установим сначала блок так, что плоскость, в которой расходятся лучи после призмы, совпадает с плоскостью референции (угол поворота =  $0^\circ$ ). Пусть излучение, принятое от рассеивающего объекта, характеризуется отношением деполаризации  $\delta$  ( $I_{\parallel} = I$ ,  $I_{\perp} = \delta I$ ). В этом случае  $P_{co}^0 = kAI$ ,  $P_{cros}^0 = \delta AI$ . Повернем теперь блок на  $90^\circ$ , перпендикулярно плоскости референции лидара. Поляризационные компоненты меняются местами, и  $P_{co}^{90} = \delta kAI$ ,  $P_{cros}^{90} = AI$ . (При повороте всего поляризационного блока мы не вносим каких-либо искажений, зависящих от состояния поляризации принимаемого излучения.) Отсюда вытекает, что

$$k^2 = \frac{P_{co}^0 P_{co}^{90}}{P_{cros}^0 P_{cros}^{90}}; \quad \frac{I_{\perp}}{I_{\parallel}} = k \frac{P_{cros}^0}{P_{co}^0}.$$

В качестве рассеивающего объекта при калибровке можно выбрать стену здания либо устойчивое аэрозольно-облачное образование, характеризующееся заметным ( $> 10\%$ ) отношением деполаризации.

Ошибка в калибровке относительной чувствительности фотоприемников описанным методом не превышает 4%. В дальнейшем, в процессе измерений стабильность относительной чувствительности каналов проверяется по измерению деполяризации от слоев атмосферы с преобладанием молекулярного рассеяния.

Как правило, при записи производится накопление эхосигналов в течение 3,2 с (32 лазерных импульса). Это уменьшает уровень шума, но не замыкает пространственно-временную структуру перистой облачности. В то же время относительно невысокий энергетический потенциал лидара приводит к трудностям восстановления вертикального профиля коэффициента обратного рассеяния аэрозоля при независимой обработке каждого записанного сигнала. Общепринятые методы обработки лидарных сигналов от двухкомпонентной среды предполагают калибровку по модельному профилю молекулярного рассеяния [21].

Для демонстрации уровня шумов при приеме сигналов на рис. 2 приведен пример записи одного из лидарных сигналов (тонкая линия), а также сигнал, усредненный по 30 мин.

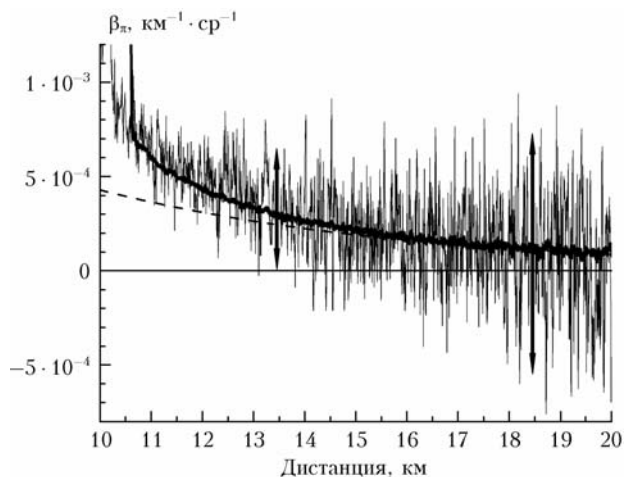


Рис. 2. Выборочная запись лидарного сигнала, скорректированного на квадрат расстояния. Усредненный по 30 мин сигнал (жирная линия) нормализован по модельному профилю молекулярного рассеяния (штриховая). Вертикальными линиями показана погрешность АЦП ( $\pm 0,5$  младшего разряда)

Сигналы скорректированы на квадрат расстояния. На высоте 10,5–11 км (верхняя граница облачности) среднеквадратическая погрешность составляет 12%. Это сопоставимо с вкладом аэрозольного рассеяния в полный сигнал и, следовательно, приведет к недопустимому зашумлению восстановленного аэрозольного профиля. Лучшие результаты дают подгонка к профилю молекулярного рассеяния (штриховая линия на рис. 2) в интервале 12–18 км по усредненному за весь файл (до 30 мин) сигналу и использование единой калибровки для всех сигналов в файле.

Запишем уравнение лазерного зондирования в форме

$$I(h)s(h) = CW_0h^{-2}T^2\mathbf{M}(h)\mathbf{S}_0, \quad (1)$$

где  $C$  — константа, учитывающая геометрические параметры лидара;  $W_0$  — энергия лазерного импульса;  $h$  — расстояние до рассеивающего объема;  $\mathbf{S}_0$  — вектор Стокса единичной интенсивности для исходной радиации;  $I(h)$  — мощность эхосигнала;  $s(h)$  — нормализованный на интенсивность вектор Стокса рассеянной радиации;  $\mathbf{M}(h)$  — матрица обратного рассеяния ансамбля частиц в этом объеме; пропускание  $T = \exp\left\{-2 \int_0^h \varepsilon(h')dh'\right\}$ ,  $\varepsilon(h)$  — коэффициент

ослабления. Матрица  $\mathbf{M}$  должна рассматриваться как матрица двухкомпонентной среды:  $\mathbf{M} = \mathbf{A} + \mathbf{\Sigma}$ , где  $\mathbf{A}$  обозначает МОРС аэрозольной,  $\mathbf{\Sigma}$  — молекулярной компонент.

Как продемонстрировано в [17], экспериментально измеренная МОРС может быть сведена с приемлемой точностью к следующей форме:

$$\mathbf{A} = \beta_\pi \begin{pmatrix} 1 & a_{12} & 0 & a_{14} \\ a_{12} & a_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_{33} & a_{34} \\ a_{14} & 0 & a_{34} & a_{44} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Здесь все элементы нормированы на  $a_{11} = \beta_\pi$  — коэффициент обратного рассеяния. Для диагональных элементов аэрозольной МОРС существуют известные соотношения симметрии, вытекающие из теоремы взаимности для обратного рассеяния [22, 23]:  $(1 - a_{44} = a_{22} - a_{33})$ . В случае вращательной симметрии вокруг оси лидара (отсутствие преимущественной азимутальной ориентации) элементы  $a_{12}$ ,  $a_{34}$  МОРС равны нулю и дополнительно выполняется соотношение  $a_{33} = -a_{22}$ , что приводит к простому виду МОРС [24, 25]:

$$\mathbf{A} = \beta_\pi \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & a_{14} \\ 0 & 1-d & 0 & 0 \\ 0 & 0 & d-1 & 0 \\ a_{14} & 0 & 0 & 2d-1 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Если частицы из ансамбля обладают зеркальной симметрией или ансамбль содержит равное количество частиц, являющихся зеркальным отражением друг друга, равен нулю и элемент  $a_{14}$  [24]. Поскольку, согласно экспериментальным измерениям МОРС [17], нулевая величина  $a_{14}$  наиболее вероятна ( $a_{14} = 0 \pm 0,05$ ), диагональная форма матрицы (3) достаточно хорошо соответствует полностью случайной (хаотической) ориентации кристаллических частиц в облаке. Для случая диагональной МОРС единственный параметр  $d$  (назовем его, вслед за [26], *параметр деполяризации*) однозначно определяет степень поляризации обратного рассеянного излучения [25, 26]. Отметим, что такой же вид ( $\mathbf{\Sigma} = \beta_\pi \text{diag}[1, 1-d, d-1, 2d-1]$ ) должна иметь и МОРС молекулярного рассеяния в силу независимости флуктуаций анизотропии.

Предположим, что излучение лазера линейно поляризовано (исходный вектор  $\mathbf{S}_0^L$ ). Тогда 2-й (нормированный на интенсивность) параметр Стокса  $q$  определяется через измеряемые компоненты сигнала

$q = (I_{\parallel} - I_{\perp}) / (I_{\parallel} + I_{\perp}) = (a_{12} + a_{22}) / (1 + a_{12})$ . Аналогично измеряется 4-й параметр Стокса, при этом используется круговая поляризация пучка ( $\mathbf{S}_0^C$ ), а  $\lambda/4$  пластинка перед приемником поворачивается на угол  $45^\circ$ :  $v = (I_{\parallel} - I_{\perp}) / (I_{\parallel} + I_{\perp}) = (a_{14} - a_{44}) / (1 - a_{14})$ . Для диагональной матрицы выражения упрощаются:  $q = a_{22} = 1 - d$ ,  $v = -a_{44} = 1 - 2d$ .

Обсуждение величин и терминов, определяющих деполаризацию излучения в лидарных сигналах, детально проводилось в [26]. Однако для исключения неоднозначной трактовки ниже мы определим применяемые нами термины, связывающие измеренную деполаризацию с элементами матрицы рассеяния. Классические учебники оптики (например, [27]) определяют *степень поляризации* через параметры Стокса либо интенсивности ортогональных компонент:

$$P = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I} = \sqrt{q^2 + u^2 + v^2} = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}}, \quad (4)$$

$$0 \leq P \leq 1.$$

Здесь  $I$ ,  $Q$ ,  $U$ ,  $V$  – параметры Стокса;  $q$ ,  $u$ ,  $v$  – те же параметры, нормированные на интенсивность;  $I_{\parallel}$  – компонента с максимальной интенсивностью (в случае лидарного зондирования – параллельная исходной поляризации),  $I_{\perp}$  ортогональна к ней. В то же время величина, определяющая процесс деполаризации излучения, имеет различные определения у разных авторов. Так, Шерклифф [28] определяет недостаток поляризации как  $(1 - P)/2$ . В большинстве работ по лидарному зондированию процесс появления ортогональной компоненты описывается величиной *отношения деполаризации*  $\delta = I_{\perp}/I_{\parallel}$ . Для случая диагональной МОРС параметр деполаризации  $d$  связан с отношением деполаризации выражением  $d = 2\delta/(1 + \delta)$ .

Исходя из физического смысла процесса деполаризации излучения, *степень деполаризации* следует определить как долю деполаризованной компоненты в полной интенсивности:  $D = 1 - P$ . В общем случае для определения  $P$  или  $D$  необходимо измерять все компоненты вектора Стокса. Для хаотической ориентации частиц недиагональные элементы равны нулю и степень деполаризации измеряется проще. При линейной исходной поляризации  $P = |q| = q$  (поскольку  $0 \leq q \leq 1$ ) и степень деполаризации совпадает с параметром деполаризации  $d$ :

$$d^L = D^L = 1 - q = 1 - a_{22} = \frac{2I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}}. \quad (5)$$

При круговой исходной поляризации  $P = |v|$ , но в этом случае  $-1 \leq v \leq 1$  и получаются различающиеся выражения для  $D$  и  $d$ :

$$D^C = 1 - |v|; \quad 2d^C = 1 - v = 1 + a_{44} = \frac{2I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}}. \quad (6)$$

Выражения совпадают, когда  $2d^C \leq 1$ . В формулах (5), (6) верхние индексы  $L$ ,  $C$  обозначают, что соответствующие значения вычисляются из измере-

ний с линейной или круговой поляризацией по формулам, соответствующим диагональной форме МОРС. Для хаотической ориентации частиц  $d^L$  и  $d^C$  на самом деле один и тот же параметр, и тогда известное соотношение между отношением деполаризации в линейном и круговом случаях  $\delta^C = 2\delta^L/(1 - \delta^L)$  [24, 29] трансформируется в

$$d^C = d^L = 1 - q = \frac{1 - v}{2}. \quad (7)$$

Формулы (5) – (7) демонстрируют принципиальную разницу в степени поляризации обратно рассеянного излучения для случаев линейной и круговой исходных поляризаций. Для предельного значения  $d^L = 1$  линейно поляризованный пучок полностью деполаризуется ( $P = 0$ ). Для круговой исходной поляризации вектор Стокса принимаемого излучения изменяется от  $\mathbf{S} = [1, 0, 0, 1]$  при зеркальном отражении ( $d^C = 0$ ,  $P = 1$ , направление вращения изменяется с правоциркулярного на левоциркулярное) до  $\mathbf{S} = [1, 0, 0, -1]$  (предельное значение  $d^C = 1$ ) и излучение становится снова полностью поляризованным ( $P = 1$ ), но возвращается к правоциркулярному.

Ситуации с  $a_{44} > 0$  ( $d > 0,5$ ) возможны для кристаллических частиц [12], но предельное значение  $d^C = 1$  вряд ли может наблюдаться в эксперименте, поскольку максимальные значения отношения деполаризации для ансамбля случайно ориентированных частиц значительно меньше единицы (до 0,6 по расчетам в [11, 12] и др.), а для реально наблюдаемых ансамблей с частичной ориентацией частиц элементы  $a_{14}$ ,  $a_{12} \neq 0$  и соотношение (7) не выполняется. В общем случае обратно рассеянная радиация частично эллиптически поляризована и связь значений  $d$ , определяемых при линейной и круговой исходных поляризациях, можно выразить в виде

$$1 - q = (1 - v)/K_4, \quad d^L = 2d^C/K_4, \quad (8)$$

где  $K_4 < 2$ . Заметим, что случаи, при которых круговая деполаризация близка к линейной, наблюдались ранее в экспериментах [19] при зондировании под углом  $30^\circ$  к вертикали, когда частицы имеют выраженную азимутальную (относительно оси лидара) ориентацию. Можно считать, что близость  $K_4$  к значению  $K_4 = 2$  показывает близость МОРС к диагональной форме.

Для выделения аэрозольной составляющей из полного сигнала мы предполагаем, что в облаке существует полностью случайная (хаотическая) ориентация кристаллических частиц, для которой МОРС приобретает диагональный вид. Учитывая значения элемента  $\sigma_{22}^m = 0,97$  для молекулярного рассеяния, мы получаем при использовании линейной поляризации выражения

$$I_{\parallel}(h) = CW_0 h^{-2} T_a^2 T_m^2 \frac{1}{2} (1,97\beta_{\pi}^m + (1 + a_{22})\beta_{\pi}^a), \quad (9)$$

$$I_{\perp}(h) = CW_0 h^{-2} T_a^2 T_m^2 \frac{1}{2} (0,03\beta_{\pi}^m + (1 - a_{22})\beta_{\pi}^a),$$

где отдельно учтены значения коэффициентов обратного рассеяния и пропускания для молекулярной ( $\beta_\pi^m, T_m$ ) и аэрозольной ( $\beta_\pi^a, T_a$ ) составляющих сигнала. При этом всегда  $I_{\parallel} > I_{\perp}$ . Отсюда получаем

$$\frac{I_{\parallel}(h) - I_{\perp}(h)}{I_{\parallel}(h) + I_{\perp}(h)} = \frac{1,94\beta_\pi^m + 2a_{22}\beta_\pi^a}{2\beta_\pi^m + 2\beta_\pi^a} = \frac{0,97 + (R - 1)a_{22}}{R}, \quad (10)$$

$$R = \frac{\beta_\pi^m + \beta_\pi^a}{\beta_\pi^m}.$$

Здесь  $R$  — отношение рассеяния, определяемое, как уже упоминалось, стандартными методами [21]. Для круговой исходной поляризации в аналогичном выражении значение  $\sigma_{44}^m = -0,94$ . Из этого легко получить необходимые нам значения  $a_{44}$  и  $a_{22}$ . В представленных ниже результатах приводится именно аэрозольная составляющая параметра деполаризации. Еще раз уточним, что значения  $d^C, d^L$  вычисляются по измерениям поляризационных компонент сигнала в предположении о диагональности МОРС по формулам (5), (6), а связь между ними (параметр  $K_4$ ) показывает близость МОРС к диагональной форме.

## 2. Экспериментальные результаты

Экспериментальные данные получены в период с апреля 2009 по май 2010 г. Всего имеется около 30 записей зондирования облаков верхнего яруса, не закрытых нижележащей облачностью. На рис. 3 (см. вклейки) показан пример записи лидарных сигналов при зондировании перистой облачности.

Температура на высоте 8 км по данным шарзондового зондирования на станции Новосибирск [30] (250 км к ЮЗ от пункта наблюдений) на 12:00 УСТ составляла  $-34,5^\circ\text{C}$ , высота тропопаузы 12,1 км ( $-59^\circ\text{C}$ ). Каждый записанный сигнал накапливался в течение 3,2 с (32 лазерных импульса). Компонента  $I_{\parallel}$ , скорректированная на квадрат расстояния, приведена на рис. 3 (вверху) в условной цветовой шкале, параметр деполаризации  $d$  — внизу. Серым цветом окрашены области с отношением рассеяния  $R < 4$ . Переход между измерениями с линейной и круговой поляризациями исходного излучения осуществлялся одновременным поворотом четвертьволновых пластинок. При вычислении  $d$  для круговой поляризации параметр  $K_4$  подбирался таким образом, чтобы видимые изменения картины деполаризации были минимальными на границах между участками с различной исходной поляризацией. В данном случае этого удалось добиться при  $K_4 = 1,52$ . Это соответствует значениям параметров Стокса  $q = 0,1$  и  $v = -0,37$  в точках с максимальной деполаризацией. Области облака с наиболее выраженным зеркальным обратным рассеянием выделены белыми эллипсами. Они характеризуются максимальным обратным рассеянием и низкой ( $d < 0,1$ ) деполаризацией. В то же время области с выраженными вертикальными потоками (выделены зелеными эллипсами), включая всю нижнюю границу

облака, имеют большую деполаризацию, близкую к  $d = 0,9$ .

Данные рис. 3 соответствуют довольно редкому случаю, когда выбором одного значения  $K_4$  удалось добиться точной стыковки картины деполаризации на границах между участками по всей высоте облака. Как правило, разные пространственные образования внутри облака могут потребовать применения разных значений  $K_4$ . В наших измерениях эти значения изменялись от 1,4 до 1,8. Несомненно, на  $K_4$  влияет азимутальная ориентация частиц, вызывающая появление недиагональных элементов МОРС.

На рис. 4 (см. вклейки) приведен аналогичный пример зондирования при круговой поляризации лазерного излучения.

Высота тропопаузы на 00:00 УСТ составляла 10,5 км ( $-55^\circ\text{C}$ ). Для расчета  $d$  в этом случае выбрано значение  $K_4 = 1,6$ . Как наблюдается и в большинстве других случаев зондирования перистой облачности, зеркально рассеивающие объекты имеют вид тонких горизонтальных слоев. Вероятно, в таких слоях преобладают однородные восходящие потоки, делающие возможным устойчивую левитацию кристаллических частиц и их ориентацию в горизонтальной плоскости. В структурах, имеющих вид вертикальных полос (падающие частицы либо выраженные турбулентные потоки), наблюдается большая деполаризация излучения.

На рис. 5 (см. вклейки) приведена запись зеркально отражающего слоя на высоте 6400 м.

Справа приведен вертикальный профиль сигнала (крестики) и значений элемента  $a_{44}$  (синяя линия) в самой яркой точке слоя, отмеченной стрелкой на рис. 5 слева. Высота тропопаузы 11,1 км ( $-61,6^\circ\text{C}$ ), на высоте 6200  $T = -29^\circ\text{C}$ . Толщина слоя с выраженной горизонтальной ориентацией частиц ( $a_{44} < -0,6$ ) около 200 м (по уровню  $a_{44} < 0,9 \div 100$  м), тогда как зеркально отражающий слой (как он выглядит по компоненте  $I_{\parallel}$ ) значительно тоньше. Угловой размер приемника при наблюдении с высоты 6 км составляет около 50 мкрад. Очевидно, при отклонении частицы на больший угол зеркальное отражение исчезает, но значение  $a_{44}$  изменяется слабо и все еще остается в диапазоне ( $-1 \dots -0,6$ ), характерном для горизонтально ориентированных частиц.

В некоторых актах зондирования отчетливо проявляются сигналы от одиночных зеркально отражающих частиц. Пример таких сигналов был показан на рис. 3, где слева вверху в слое 6500 м на общем фоне заметны отдельные яркие пятна. Запись с усреднением по 32 импульсам не позволяет получить величину деполаризации в сигнале от отдельной частицы. Запись одиночных лидарных импульсов возможна от менее высоких облаков.

Фрагмент лидарной записи от облачности среднего яруса с частотой следования импульсов 10 Гц (линейная поляризация) приведен на рис. 6 (см. вклейки).

Температура на высоте 5 км  $-12^\circ\text{C}$ . Справа — компоненты сигнала для одной из наиболее ярких частиц. Зеркальные частицы проявляются как



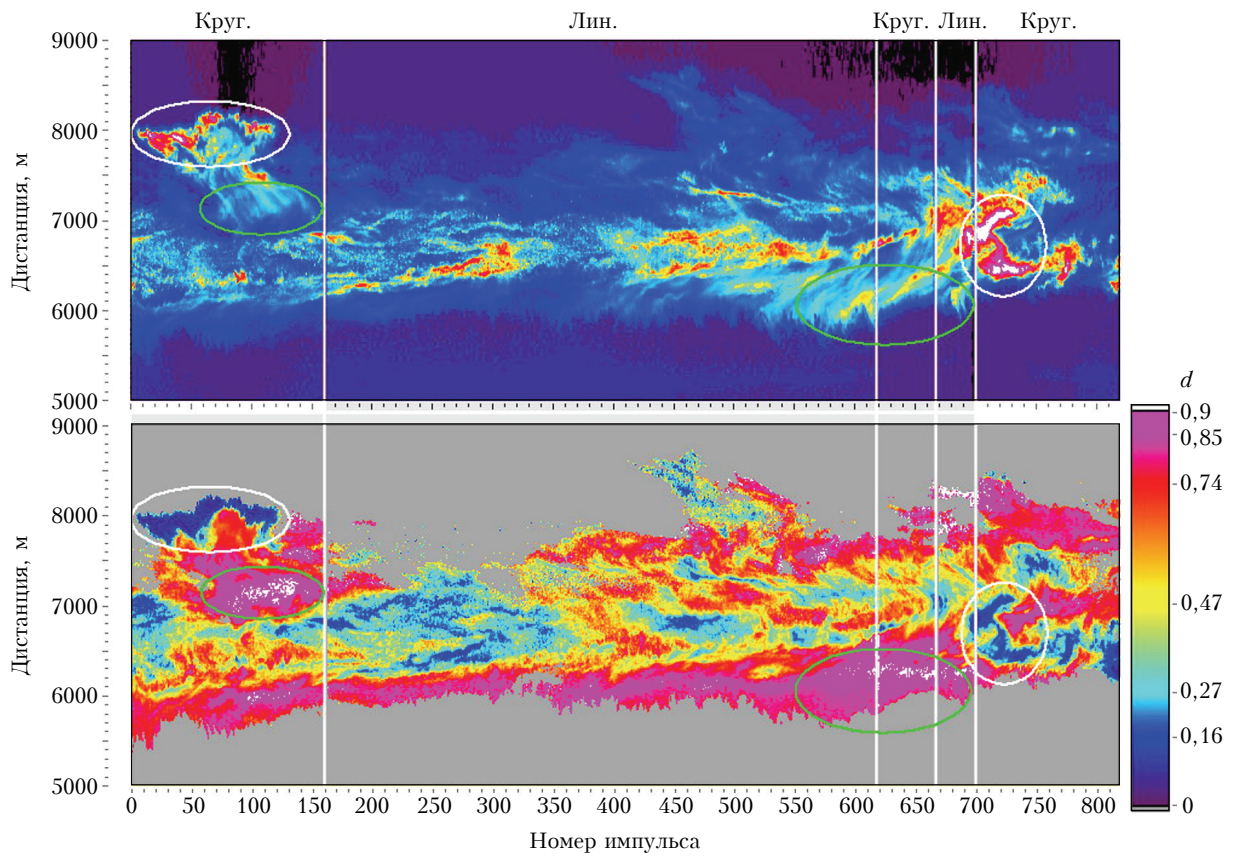


Рис. 3. Наблюдения кристаллических облаков при последовательно изменяемом (круговая (круг.) – линейная (лин.)) состоянии исходной поляризации лазерного излучения (28.05.2009, 16:35–17:19)

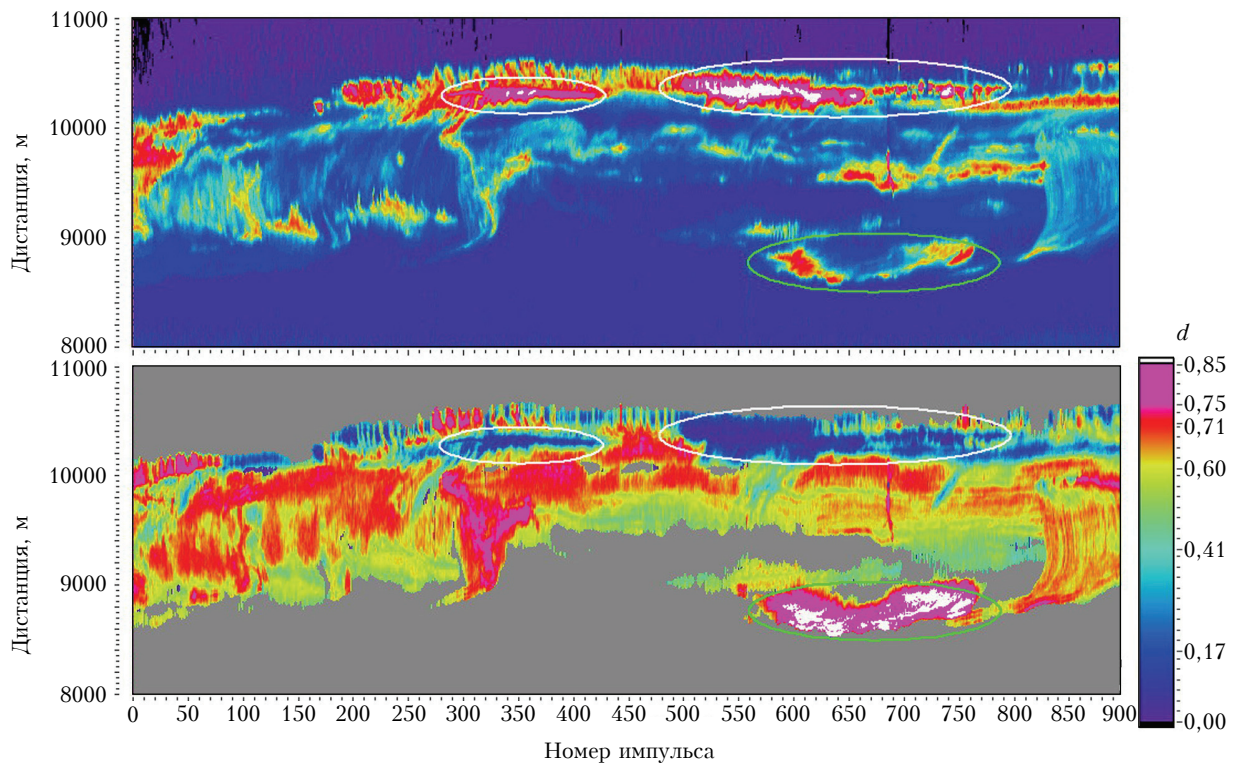


Рис. 4. Наблюдения кристаллических облаков при круговой поляризации лазерного излучения (19.05.2009, 10:25–11:12)

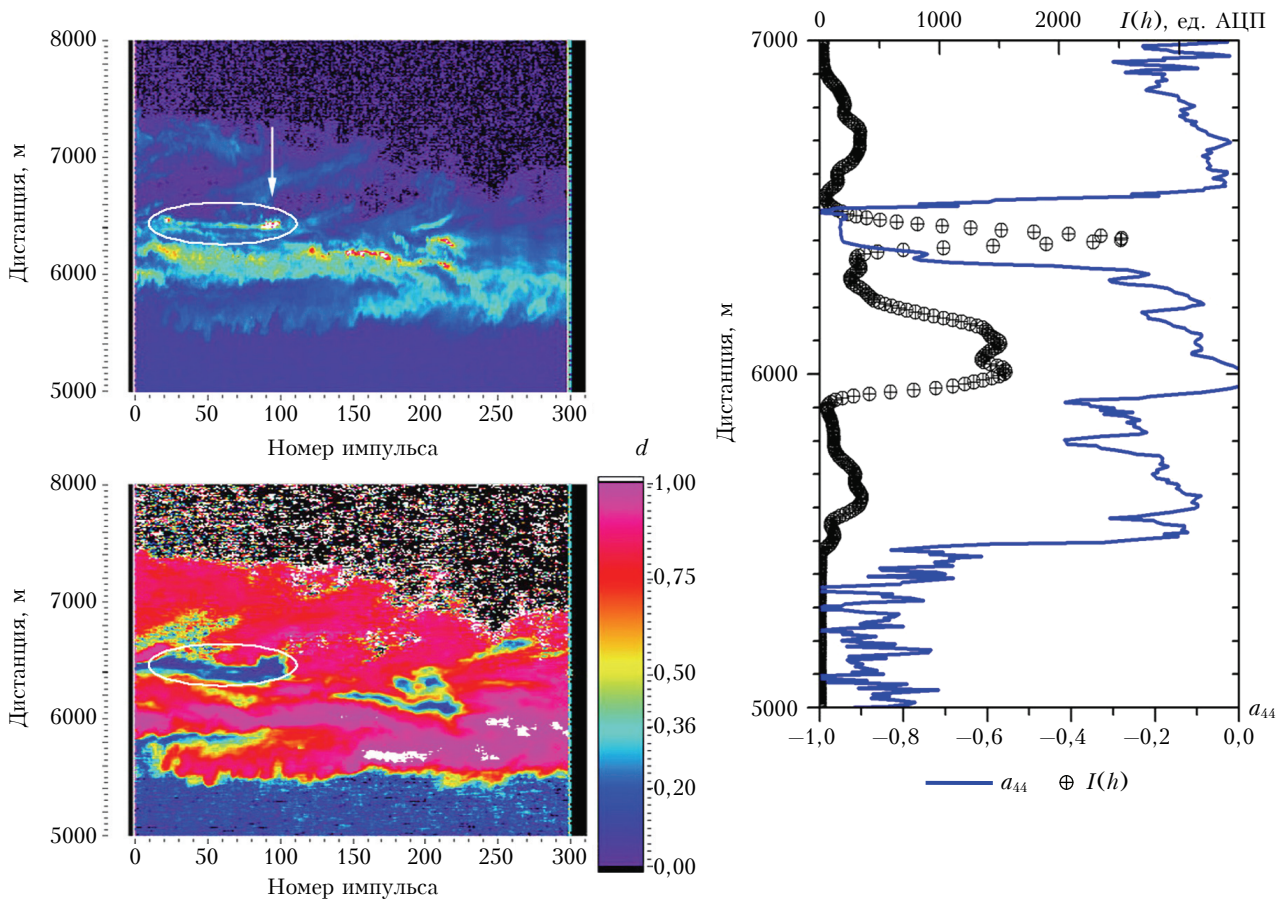


Рис. 5. Наблюдения кристаллических облаков при круговой поляризации лазерного излучения (24.04.2009, 18:38–18:54). Справа – вертикальные профили эхосигнала и элемента  $a_{44}$  МОРС для импульса, отмеченного стрелкой

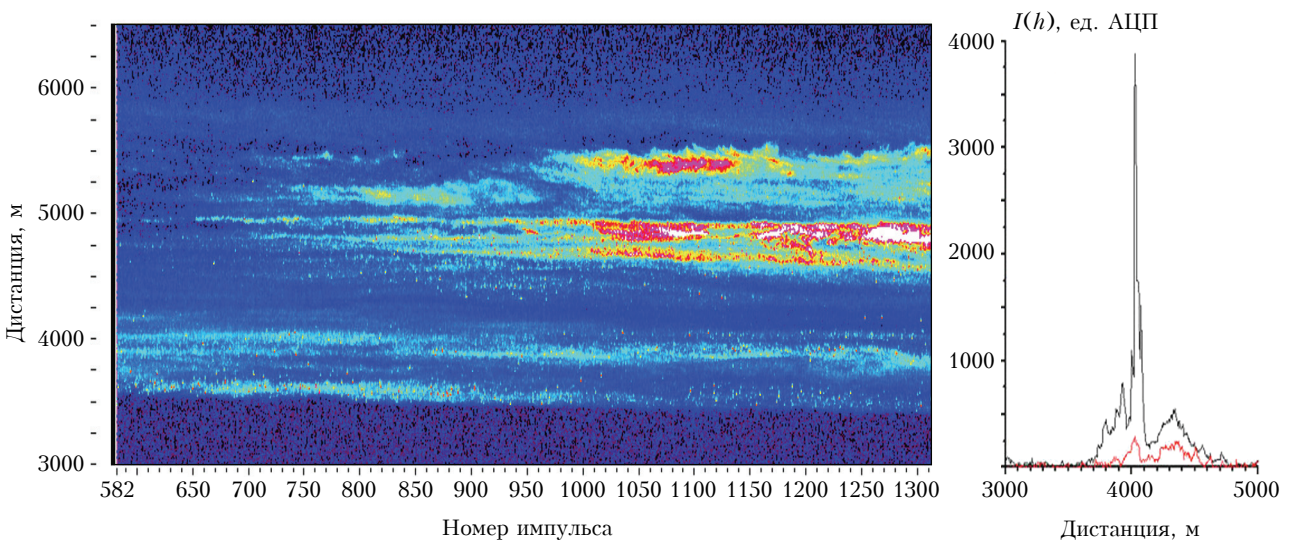


Рис. 6. Наблюдения отдельных зеркально отражающих частиц (25.05.2010, 17:23). Справа – запись компонент  $I_{\parallel}$  (черная линия) и  $I_{\perp}$  (красная) для одной из ярких звездочек



острые пики на компоненте  $I_{\parallel}$ , но, как правило, совершенно незаметны на  $I_{\perp}$ . В случае наиболее сильных отражений, как на рис. 6 справа, величина отношения деполяризации определяется в пределах  $\delta \approx 2 \div 10\%$ . Если предположить, что каждый лидарный импульс содержит по одной зеркальной частице, их концентрация может быть оценена как  $1/100 \text{ м}^{-3}$ .

### Заключение

Лидарные наблюдения структуры перистой облачности с использованием линейной и круговой поляризации излучения выявили наличие тонких (десятки метров) зеркально отражающих горизонтальных слоев с низкой степенью деполяризации и высоким коэффициентом обратного рассеяния. Явно выраженные вертикальные полосы (падающие частицы) и бахрома на нижней границе вызывают большую деполяризацию, что указывает на преобладание хаотической ориентации частиц в этих частях облака. Возникновение аномальных зон с выраженной горизонтальной ориентацией кристаллических частиц обусловлено, вероятно, однородными восходящими потоками, способствующими устойчивой левитации кристаллов и их ориентации в горизонтальной плоскости.

Характерное для диагонального вида МОРС двукратное превышение степени деполяризации при зондировании с круговой поляризацией лазерного пучка по сравнению с линейной в наших экспериментах не достигается, значения параметра  $K_4$  лежат в пределах 1,4–1,8. Это свидетельствует о наличии выраженной азимутальной ориентации частиц, для которой недиагональный элемент  $a_{12}$  имеет ненулевые значения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 10-08-00347-а), Минобрнауки (госконтракт № 14.740.11.0204 и 02.740.11.0674).

1. Liou K.N. Influence of cirrus clouds on weather and climate processes: a global perspective // *Mon. Wea. Rev.* 1986. V. 114. P. 1167–1199.
2. Sassen K., Griffin M.K., Dodd G.C. Optical scattering and microphysical properties of subvisual cirrus clouds, and climatic implications // *J. Appl. Meteorol.* 1989. V. 28, iss. 2. P. 91–98.
3. Lawless R., Xie Yu, Yang P., Kattawar G.W., Laszlo I. Polarization and effective Mueller matrix for multiple scattering of light by nonspherical ice crystals // *Opt. Express.* 2006. V. 14, iss. 14. P. 6381–6393.
4. Klotzsche S., Macke A. Influence of crystal tilt on solar irradiance of cirrus clouds // *Appl. Opt.* 2006. V. 45, iss. 5. P. 1034–1040.
5. Borovoi A., Kustova N. Specular scattering by preferentially oriented ice crystals // *Appl. Opt.* 2009. V. 48, iss. 19. P. 3878–3885.
6. Breon F.M., Dubrulle B. Horizontally oriented plates in clouds // *J. Atmos. Sci.* 2004. V. 61, N 3. P. 2888–2898.
7. Кауль Б.В., Самохвалов И.В. Ориентация частиц кристаллических облаков *Ci*: Ч. 1. Ориентация при падении // *Оптика атмосфер. и океана* 2005. Т. 18, № 11. С. 963–967.

8. Platt C.M.R., Abshire N.L., McNice G.T. Some Microphysical Properties of an Ice Cloud from Lidar Observation of Horizontally Oriented Crystals // *J. Appl. Meteorol.* 1978. V. 17, N 8. P. 1220–1224.
9. Noel V., Sassen K. Study of ice crystal orientation in ice clouds from scanning polarization lidar observations // *J. Appl. Meteorol.* 2005. V. 44, N 5. P. 653–664.
10. Chen W.N., Chiang Ch.W., Nee J.B. Lidar ratio and depolarization ratio for cirrus clouds // *Appl. Opt.* 2002. V. 41, N 30. P. 6470–6476.
11. Noel V., Chepfer H., Ledanois G., Delaval A., Flamant H.P. Classification of particle effective shape ratios in cirrus clouds based on the lidar depolarization ratio // *Appl. Opt.* 2002. V. 41, N 21. P. 4245–4257.
12. You Y., Kattawar G.W., Yang P., Hu Y.X., Baum B.A. Sensitivity of depolarized lidar signals to cloud and aerosol particle properties // *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. and Transfer.* 2006. V. 100, N 3. P. 470–482.
13. Hu Y., Vaughan M., Liu Zh., Lin B., Yang P., Flittner D., Hunt B., Kuehn R., Huang J., Wu D., Rodier Sh., Powell K., Trepte Ch., Winker D. The depolarization – attenuated backscatter relation: CALIPSO lidar measurements vs. Theory // *Opt. Express.* 2007. V. 15, N 9. P. 5327–5332.
14. Cho H.M., Yang P., Kattawar G.W., Nasiri Sh.L., Hu Y., Minnis P., Trepte Ch., Winker D. Depolarization ratio and attenuated backscatter for nine cloud types: analyses based on collocated CALIPSO lidar and MODIS measurements // *Opt. Express.* 2008. V. 16, N 6. P. 3931–3948.
15. Sassen K., Benson S. A midlatitude cirrus cloud climatology from the Facility for Atmospheric Remote Sensing: II. Microphysical properties derived from lidar depolarization // *J. Atmos. Sci.* 2001. V. 58, N 15. P. 2103–2112.
16. Ромашов Д.Н., Кауль Б.В., Самохвалов И.В. Банк данных для интерпретации результатов поляризационного зондирования кристаллических облаков // *Оптика атмосфер. и океана*. 2000. Т. 13, № 9. С. 854–861.
17. Kaul B.V., Samokhvalov I.V., Volkov S.N. Investigating of particle orientation in cirrus clouds by measuring backscattering phase matrices with lidar // *Appl. Opt.* 2004. V. 43, N 36. P. 6620–6628.
18. Balin Yu., Kaul B., Kokhanenko G., Winker D. Application of circularly polarized laser radiation for sensing of crystal clouds // *Opt. Express.* 2009. V. 17, N 8. P. 6849–6859.
19. del Guasta M., Vallar E., Riviere O., Castagnoli F., Venturi V., Morandi M. Use of polarimetric lidar for the study of oriented ice plates in clouds // *Appl. Opt.* 2006. V. 45, N 20. P. 4878–4887.
20. Шаманаев В.С., Абрамочкин А.И. Самолетный поляризационный лазерный локатор «Свегозар-3» // *Изв. вузов. Сер. Физ.* 1985. Деп. ВИНТИ. № 6222-85Деп.
21. Russell P.B., Swisler J.Y., McCormick P.M. Methodology of error analysis and simulation of lidar aerosol measurements // *Appl. Opt.* 1979. V. 18, N 22. P. 3783–3790.
22. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1961. 537 с.
23. Hu Ch.R., Kattawar G.W., Parkin M.E., Herb P. Symmetry theorems on the forward and backward scattering Mueller matrices for light scattering from a nonspherical dielectric scatterer // *Appl. Opt.* 1987. V. 26, N 19. P. 4159–4173.
24. Mishchenko M.I., Hovenier J.W. Depolarization of light backscattered by randomly oriented nonspherical particles // *Opt. Lett.* 1995. V. 20, N 12. P. 1356–1358.
25. Flynn C.J., Memdoza A., Zheng Y., Mathur S. Novel polarization-sensitive micropulse lidar measurement techniques // *Opt. Express.* 2007. V. 15, N 6. P. 2785–2790.



26. *Gimmestad G.G.* Reexamination of depolarization in lidar measurements // *Appl. Opt.* 2008. V. 47, N 6. P. 3795–3802.
27. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1970. 855 с.
28. *Шерклифф У.* Поляризованный свет. М.: Мир, 1965. 264 с.
29. *Roy G., Roy N.* Relation between circular and linear depolarization ratios under multiple-scattering conditions // *Appl. Opt.* 2008. V. 47, N 9. P. 6563–6579.
30. <http://weather.uwyo.edu/upperair/sounding.html>

*Yu.S. Balin, B.V. Kaul', G.P. Kokhanenko.* **Observations of specularly reflective particles and layers in crystal clouds.**

Crystal (cirrus) clouds were observed with the polarized lidar LOSA-S. Layers with particles, preferably oriented in the horizontal plane, demonstrate the mirror-like reflection. It is shown that element  $a_{44}$  of the normalized backscattering phase matrix (BSPM) can be measured. Results of measurements are independent of the presence or absence of the azimuthal particle orientation. Temporal and spatial variability of the orientation of crystal particles is demonstrated. Results of using both linear and circular polarization are compared. Specular reflection from single crystal particles can be recorded.