

Б.В. Кауль, О.А. Краснов, А.Л. Кузнецов, Е.Р. Половцева, И.В. Самохвалов, А.П. Стыкон

ЛИДАРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОРИЕНТАЦИИ ЧАСТИЦ В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ОБЛАКАХ

Приводятся результаты измерений матриц обратного рассеяния света (МОРС) кристаллических облаков. Измерения осуществлялись посредством лидара, у которого варьируются параметры Стокса зондирующего лазерного пучка и измеряются все параметры Стокса рассеянного излучения. Часто МОРС имеют недиагональный вид, что связано с преимущественной ориентацией частиц. По результатам измерений оцениваются направление и степень преимущественной ориентации. Следствием ориентированности частиц кристаллической облачности является существенная анизотропия коэффициента обратного рассеяния по отношению к состоянию поляризации зондирующего пучка и направлению его падения на облачный слой, что иллюстрируется примерами.

Частицы кристаллических облаков обладают резко выраженной анизометрией размеров. В отличие от капельных облаков, оптические свойства которых при известном показателе преломления определяются исключительно распределением по размерам, в кристаллической облачности появляются дополнительные параметры, связанные с формой и ориентацией частиц. Как первое приближение частицы могут быть постулированы телами простой геометрической формы, например осесимметричными столбиками и пластинами. Тогда параметрами формы являются наименьший и наибольший диаметры частицы. Ансамбль частиц описывается двумерным распределением по размерам. Состояние ориентированности частиц ансамбля характеризуется также двумерным распределением по полярному и азимутальному углам положения осей частиц.

Без учета упомянутых особенностей кристаллических облаков не представляется возможным корректное описание процессов рассеяния в них электромагнитного излучения. Но если форма и распределение частиц по размерам исследовались прямыми методами достаточно широко, то состояние ориентированности частиц в реальном облаке, по понятным причинам, остается малоизученным [1].

Подходящим дистанционным методом для получения сведений о состоянии ориентированности частиц представляется метод лидарных измерений матриц обратного рассеяния света (МОРС), развиваемый коллективом авторов в течение ряда лет [2–4]. В лидаре, посредством которого реализуется метод, предусмотрен узел трансформации состояния поляризации излучения лазера, что в совокупности с поляризационной приставкой приемника, позволяющей измерить все параметры Стокса рассеянного излучения, и делает возможным измерения МОРС.

На оптической оси лазера 1 (рис. 1) установлены две четвертьволновые пластинки, которые могут поворачиваться вокруг оптической оси на заданный угол. Пройдя пластинки и коллиматор 2, излучение уходит в атмосферу.

Рассеянное излучение, поступившее на объектив 3, проходит последовательно диафрагму поля зрения 4, линзу 5, трансформирующую расходящийся пучок в квазипараллельный. Далее он попадает на узел трансформации состояния поляризации рассеянного излучения. Этот узел содержит четвертьволновую ($\lambda/4$) пластинку 6 и призму Волластона 7. Оба этих элемента могут поворачиваться на заданный угол вокруг оптической оси. Призма Волластона расщепляет излучение на два пучка с ортогональными линейными поляризациями. Эти пучки далее проходят через интерференционные фильтры 8 и линзами 9 собираются на катоды фотоумножителей ФЭУ-130. Фотоумножители выполнены в одном поворотном узле с призмой Волластона и при ее повороте вращаются вместе с ней. Поток фотоимпульсов поступает на двухканальную систему счета фотонов, которая разносит импульсы по временным строкам так, что временное положение строка определяет дистанцию до рассеивающего объема [5]. Минимальная длительность строка 80 нс, что соответствует разрешению по дальности 12 м. Мак-

симальная скорость счета 50 МГц. Система регистрации, отображения и первичной обработки данных построена на базе ЭВМ «Электроника-60».

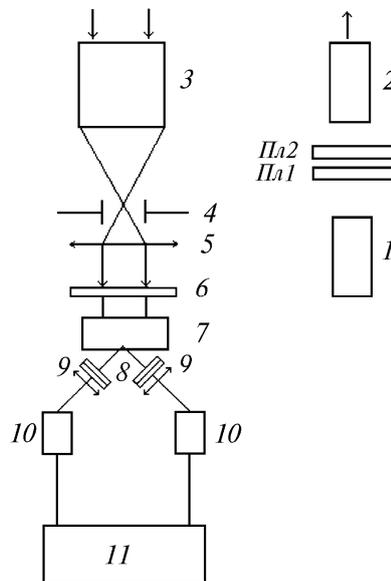


Рис. 1. Схема поляризационного лидара «Стратосфера 1М»: 1 – лазер ЛТИ-405; 2 – коллиматор; 3 – приемная телескопическая антенна; 4 – диафрагма поля зрения; 5 – линза; 6 – четвертьволновая пластина; 7 – призма Волластона; 8 – интерференционные фильтры; 9 – линзы; 10 – фотоумножители; 11 – система регистрации и отображения данных; $Pl1$, $Pl2$ – четвертьволновые пластины в оптическом тракте лазерного передатчика

Основные технические характеристики лидара «Стратосфера-1М» представлены ниже.

Передатчик		Приемник	
Тип лазера	ЛТИ-405	Тип антенны	телескоп Кассегрена
Рабочая длина волны излучения, нм	532	Диаметр антенны, м	0,5
Энергия импульса, мДж	до 40	Фокусное расстояние, м	5,7
Длительность импульса, нс	12	Угол поля зрения, угл.мин	3
Частота повторения импульсов, Гц	12–25	Спектральная полуширина пропускания интерференционных фильтров, нм	1,5
Расходимость излучения после коллимации, угл.мин	1,5	Поляризационные элементы: призма Волластона, пластина $\lambda/4$	
Поляризация излучения: начальная – линейная (1 1 0 0), после узла трансформации: линейная (1 –1 0 0), линейная (1 0 1 0), круговая (1 0 0 1)		Детекторы: два фотоумножителя ФЭУ-130	
Узел трансформации – две пластины $\lambda/4$		Регистрация: счетчик фотонов с максимальной скоростью счета 50 МГц	
		ЭВМ «Электроника-60»	

Методические вопросы рассматривались ранее, например [2]. Поэтому здесь мы на них не останавливаемся и акцентируем внимание на результатах измерений. Для интерпретации используется модель облака, состоящего из осесимметричных столбиков, и связанные с ней теоретические представления, развитые в работах [6, 7].

Исследования аэродинамики облачных кристаллов, обзор которых приведен, например, в [1], показали, что при падении столбчатых кристаллов происходит упорядочение их ориентации таким образом, что главная ось стремится расположиться горизонтально. Степень упорядоченности возрастает по мере роста размеров столбиков и может вновь нарушаться только для очень больших ($l > 2$ мм) кристаллов. Пластины падают таким образом, что их главные оси стремятся ориентироваться вертикально.

Если принимать во внимание только этот постоянно присутствующий ориентирующий фактор, то при зондировании в зенит (ось z) можно ожидать следующую модель ансамбля: по полярному углу θ , отсчитываемому от направления зондирования, оси столбиков ориентированы в той или иной степени возле направления $\theta = \pi/2$, а пластин возле $\theta = 0$; по азимутальному углу φ , отсчитываемому в плоскости, перпендикулярной оси z , нет выделенного направления и оси частиц распределены равномерно в интервале от 0 до 2π . Вид МОРС для такого ансамбля можно пред-

сказать из довольно общих соотношений симметрии для элементов МОРС одной частицы и симметрии ансамбля [8]. Матрица должна быть диагональна, причем для ее диагональных элементов m_{22} и m_{33} должно выполняться соотношение $|m_{22}| = |m_{33}|$. Пример экспериментально измеренной матрицы, близкой к выполнению этих условий, можно видеть на рис. 2, где представлены высотные профили девяти независимых элементов нормированной МОРС. Нормировка осуществляется на элемент M_{11} так, что у нормированной матрицы $m_{11} \equiv 1$ $|m_{ij}| \leq 1$. Не представленные на рис. 2 шесть недиагональных элементов МОРС определяются из условий:

$$m_{ij} = m_{ji}, \text{ если } i \text{ или } j \neq 3, \quad m_{ij} = -m_{ji}, \text{ если } i \text{ или } j = 3.$$

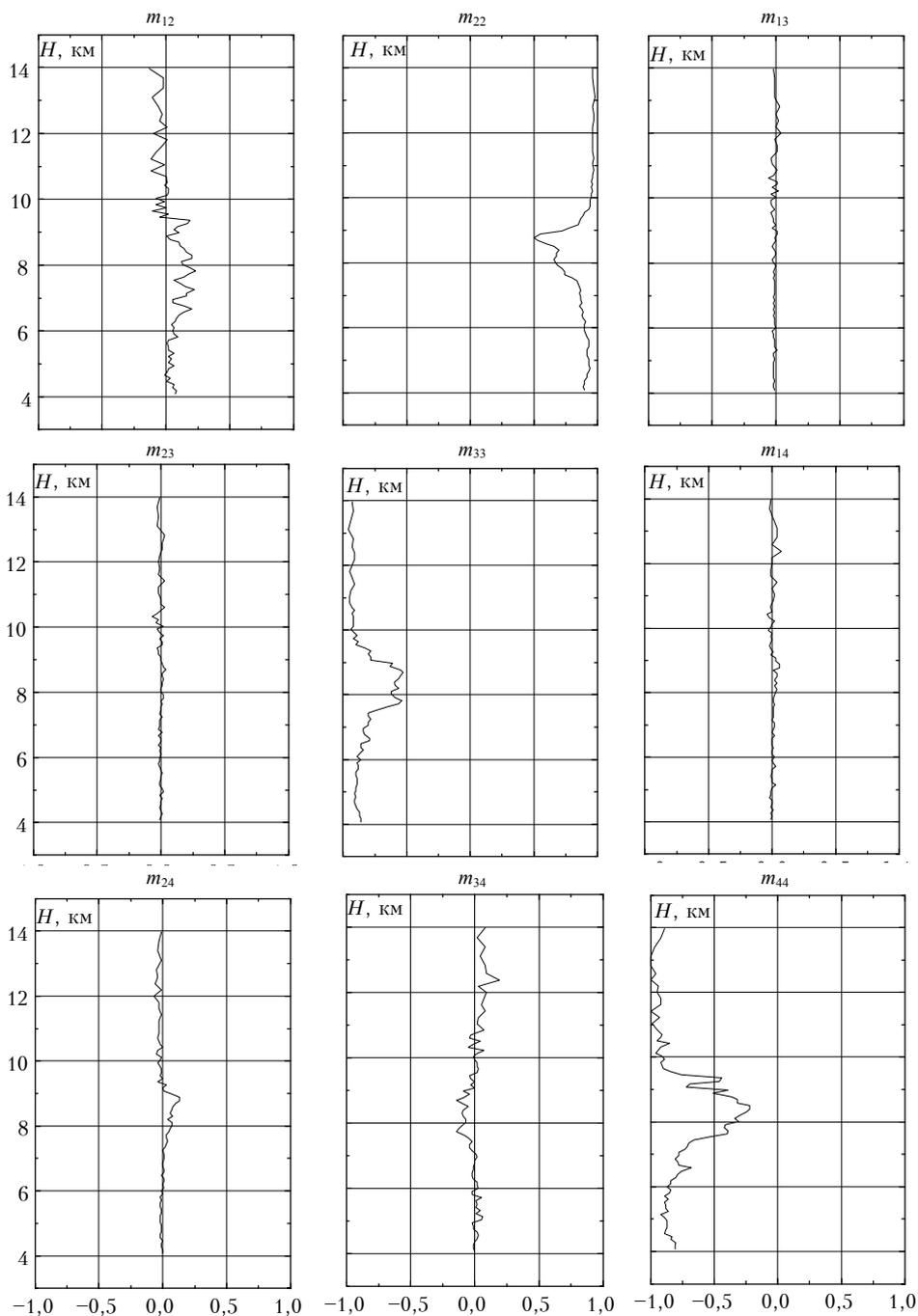


Рис. 2. Пример реализации профилей элементов m_{ij} матрицы обратного рассеяния, близкой к диагональному виду

При реализации МОРС, подобной представленной на рис. 2, рассеянное излучение частично деполаризуется, а поляризованный компонент сохраняет состояние поляризации зондирующего лазерного пучка. При этом всегда циркулярно поляризованное излучение деполаризуется больше, чем линейно поляризованное.

Здесь уместно отметить, что теория предсказывает для ансамбля осесимметричных частиц тождественное равенство нулю элементов m_{14} и m_{41} . В экспериментах, за редким исключением, это выполняется. Поэтому в лидарах, у которых поляризационные характеристики не анализируются, выгоднее применять циркулярно поляризованное излучение лазера. Это позволит избежать неоднозначности коэффициента обратного рассеяния, который, как это будет показано ниже, может сильно зависеть от состояния поляризации зондирующего пучка. Матрицы, близкие по виду к представленным на рис. 2, составляют примерно 60% наблюдавшихся случаев.

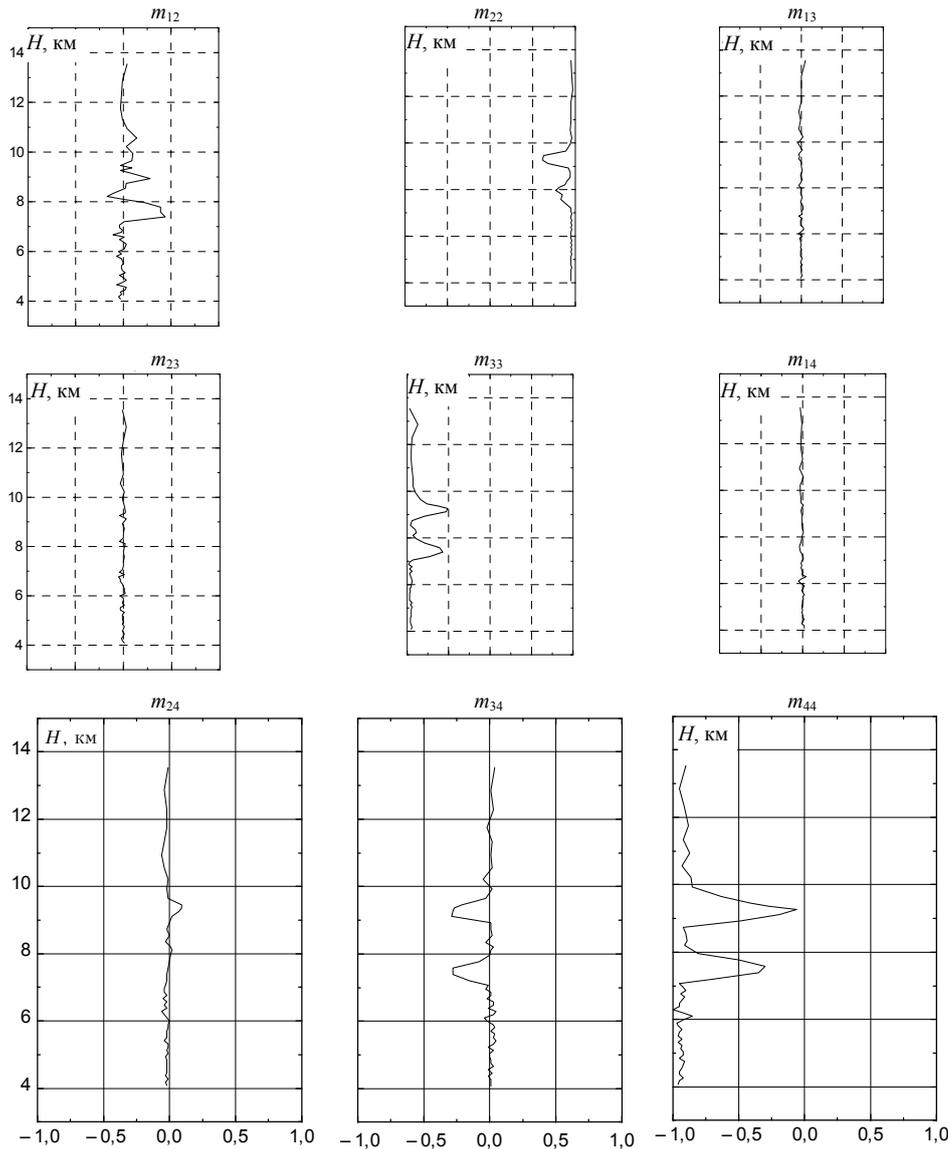


Рис. 3. Пример реализации профилей элементов недиагональной МОРС

Следующий по частоте наблюдаемости вид МОРС представлен на рис. 3. Здесь в слоях, расположенных на высотах около 7,5 и 9 км, заметно отличаются от нуля элементы $m_{12} = m_{21}$ и $m_{34} = -m_{43}$.

В рамках принятой модели ансамбля осесимметричных частиц такой вид МОРС можно ожидать, если оси частиц имеют тенденцию группироваться возле плоскости референции или перпендикулярной к ней, но также содержащей направление зондирования. При рассеянии

назад плоскость референции, т. е. плоскость, которая содержит волновые векторы падающей и рассеянной волны, не определена, и в качестве таковой может быть выбрана любая плоскость, включающая векторы \mathbf{k}_0 и \mathbf{k} и, в частности, плоскость xoz поляризационного базиса лидара, как это принято в наших измерениях. Эта плоскость сопряжена с лазерным передатчиком так, что его исходная линейная поляризация описывается нормированным вектором Стокса $\mathbf{s}_0 = \{1 \ 1 \ 0 \ 0\}^T$. Здесь T означает транспонирование.

Рассмотрим в качестве примера характеристики излучения, рассеянного слоем, находящимся на высоте 7,5 км. Элементы нормированной МОРС имеют следующие значения:

$$m_{ij}(h = 7,5 \text{ км}) = \begin{pmatrix} 1 & 0,43 & 0 & 0 \\ 0,43 & 0,78 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -0,55 & -0,28 \\ 0 & 0 & 0,28 & -0,35 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Нормированный вектор Стокса представим как сумму векторов полностью деполаризованного и полностью поляризованного излучения.

Зондирующее излучение

Рассеянное излучение

$$\begin{aligned} \mathbf{s}_{01} &= \{1 \ 1 \ 0 \ 0\}^T & \mathbf{s}_1 &= 1,43[0,15\{1 \ 0 \ 0 \ 0\}^T + 0,85\{1 \ 1 \ 0 \ 0\}^T] \\ \mathbf{s}_{02} &= \{1 \ -1 \ 0 \ 0\}^T & \mathbf{s}_2 &= 0,57[0,39\{1 \ 0 \ 0 \ 0\}^T + 0,61\{1 \ -1 \ 0 \ 0\}^T] \\ \mathbf{s}_{03} &= \{1 \ 0 \ 1 \ 0\}^T & \mathbf{s}_3 &= [0,39\{1 \ 0 \ 0 \ 0\}^T + 0,61\{1 \ 0 \ -0,90 \ 0,45\}^T] \\ \mathbf{s}_{04} &= \{1 \ 0 \ 0 \ -1\}^T & \mathbf{s}_4 &= [0,65\{1 \ 0 \ 0 \ 0\}^T + 0,35\{1 \ 0 \ 0 \ -1\}^T] \end{aligned} \quad (2)$$

Суммы в квадратных скобках представляют собой векторы единичной интенсивности, а коэффициенты перед ними означают эффективность обратного рассеяния по отношению к рассеянию назад естественного света. Как видно, рассеяние излучения с поляризацией \mathbf{s}_{01} происходит в 2,5 раза эффективней по отношению к рассеянию ортогонально поляризованного излучения \mathbf{s}_{02} .

В рамках модели осесимметричных частиц рассеяние максимально, когда электрический вектор падающей волны перпендикулярен плоскости, содержащей направление преимущественной ориентации главных осей частиц. В рассматриваемом случае реализуется именно такой вариант. При этом излучение деполаризуется в наименьшей степени. Степень поляризации $P = 0,85$, а состояние поляризации полностью поляризованного компонента такое же, как и у зондирующего излучения. Последнее относится также к \mathbf{s}_2 и \mathbf{s}_4 . В случае \mathbf{s}_3 происходит эллиптизация. Во всех трех случаях деполаризация больше, чем для \mathbf{s}_1 , причем, как и в случае хаотической ориентации, циркулярно поляризованное излучение деполаризуется в наибольшей степени.

Матрица вида (1) является частным случаем общей МОРС, у которой направление преимущественной ориентации может быть повернуто относительно поляризационного базиса лидара на произвольный угол. Большая частота повторяемости МОРС вида (1) в наших измерениях объясняется, по-видимому, тем обстоятельством, что ось ox поляризационного базиса лидара находится в меридиональной плоскости, а наиболее вероятное направление преимущественной ориентации оказывается перпендикулярным этой плоскости. Последнее, возможно, связано с преимущественным направлением ветров на тех высотах, где наблюдаются кристаллические облака.

Уже из примера (2) можно видеть, что понятие лидарной деполаризации

$$D_l = I_{\perp}/I_{\parallel},$$

т.е. отношение кроссполаризованного компонента к компоненту рассеянного излучения, поляризованному параллельно линейной поляризации излучения передатчика, оказывается неоднозначным, если МОРС недиагональна. Проиллюстрируем это простым примером. Если взять МОРС (1) и подействовать на нее вектором единичной интенсивности $\mathbf{s}_{01} = \{1 \ 1 \ 0 \ 0\}^T$, то нормированный вектор Стокса рассеянного излучения будет иметь значение

$$\mathbf{s}_1 = \{1, q, u, v\}^T = \{1; 0,85; 0; 0\}^T.$$

Как известно, компоненты нормированного вектора Стокса в представлении $\mathbf{I} = \{I_{\parallel}, I_{\perp}, u, v\}$ (причем $I_{\parallel} + I_{\perp} = I = 1$) выражаются через представление, приведенное выше, следующим образом:

$$I_{\parallel} = 1/2\{1 + q\}; I_{\perp} = 1/2\{1 - q\}.$$

Если взять приведенное выше значение $q = 0,85$, то получим

$$D_l = I_{\perp}/I_{\parallel} = 0,08.$$

Предположим, что лидар повернут вокруг направления зондирования на 90° . Тогда в соответствии с правилами преобразования МОРС (см., например, [3]) МОРС (1) преобразуется так, что она будет иметь тот же вид, только у элементов m_{12} , m_{21} и m_{34} , m_{43} знаки поменяются на обратные.

Если проделать вычисления аналогично приведенным выше, то окажется, что $I_{\perp}/I_{\parallel} = 0,24$. Если лидар повернуть на 45° от исходного, то $I_{\perp}/I_{\parallel} = 0,29$. Как следует из сказанного, при зондировании кристаллических облаков следует с осторожностью делать выводы, например связывать D_l с размером частиц. Как будет показано ниже, если забыть, что D_l – это не деполаризация в ее правильном понимании, то можно прийти к физическому абсурду, когда деполаризация окажется больше единицы.

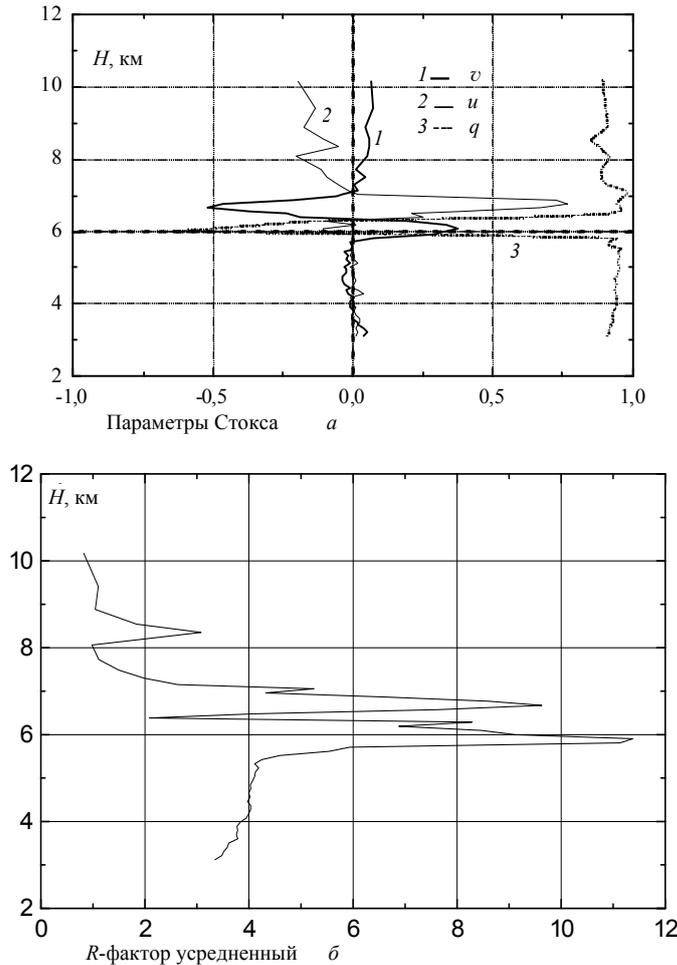


Рис. 4. Профили нормированных параметров Стокса q , u , v , полученные в одном из измерений МОРС при облучении облаков линейно поляризованным излучением, имеющим нормированный вектор Стокса $s_{01} = \{1, 1, 0, 0\}$ (а); отношение общего обратного рассеяния к молекулярному, полученное усреднением по трем измерениям, в которых определялись q , u , v (б)

На рис. 4 представлены параметры Стокса, полученные при зондировании одной из реализаций кристаллической облачности. Прежде всего бросается в глаза необычное поведение параметра q , который в слое, находящемся на высоте 6 км, переходит в область больших отрицательных значений. При этом лидарная деполаризация $D_l = 2,5$, т.е. отсчеты в канале кросс-поляризованного излучения, в 2,5 раза превышают отсчеты канала, измеряющего интенсивность компонента, поляризованного параллельно линейной поляризации лазера.

Рассмотрим характеристики рассеянного излучения и рассеивающего ансамбля на основе оценки МОРС, полученной в этих измерениях и имеющей следующий вид:

$$m(h = 7,5 \text{ км}) = \begin{pmatrix} 1 & -0,56 & 0,38 & -0,03 \\ -0,56 & 0,37 & -0,21 & 0,20 \\ -0,38 & 0,21 & -0,10 & -0,27 \\ -0,03 & 0,20 & 0,27 & 0,53 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Оценки по модели МОРС для осесимметричных частиц [7] показывают, что направление преимущественной ориентации повернуто относительно оси x поляризационного базиса лидара на угол $\alpha = (17,5 \pm 0,7)^\circ$. Степень ориентированности характеризуется параметром распределения Мизеса [7] $k = 2,7 \pm 0,3$. Это высокая степень ориентированности, при которой оси около 90% частиц, отсчитываемых от направления преимущественной ориентации, находятся в интервале $\pm 45^\circ$.

Рассмотрим, как это сказывается на характеристике рассеянного излучения. Умножим матрицу (3) на нормированный вектор-столбец Стокса $\mathbf{s}_{0i} = \{1 \ 1 \ 0 \ 0\}^T$ и получим для рассеянного назад излучения

$$\mathbf{s}_1 = 0,44 \{1; -0,43; -0,39; 0,39\}^T.$$

Коэффициент, стоящий перед нормированным вектором Стокса, означает, что интенсивность рассеянного света составляет 44% от интенсивности рассеяния естественного света. Рассеянный свет эллиптически поляризован. Степень поляризации $P = 0,7$ и, соответственно, деполаризация $D = 0,3$. Нормированный вектор Стокса полностью поляризованного компонента равен

$$\mathbf{s}_{1,p} = \{1; -0,62; -0,56; 0,56\}^T.$$

Отношение длин малой к большой полуоси эллипса поляризации $b/a = 0,31$, а большая ось эллипса повернута на 21° против часовой стрелки относительно положительного направления оси y .

При облучении облака излучением с нормированным вектором Стокса \mathbf{s}_{02} , \mathbf{s}_{03} , \mathbf{s}_{04} получаем рассеянное излучение:

$$\mathbf{s}_2 = 1,53 \{1; -0,61; -0,38; -0,15\}.$$

Степень поляризации $P = 0,73$. Полностью поляризованный компонент имеет нормированный вектор Стокса

$$\mathbf{s}_{2,p} = \{1; -0,84; -0,52; -0,2\}.$$

Эллипс поляризации очень вытянут – $b/a = 0,1$, и его большой диаметр повернут на угол 16° против часовой стрелки от положительного направления оси y . Рассеяние происходит в полтора раза эффективнее, чем рассеяние естественного света:

$$\mathbf{s}_3 = 1,38 \{1; -0,56; -0,35; 0,17\}, P = 0,68,$$

$$\mathbf{s}_{3,p} = \{1; -0,82; -0,51; 0,25\}.$$

Эллипс поляризации повернут так же, как и в предыдущем случае, и $b/a = 0,12$:

$$\mathbf{s}_4 = 0,97 \{1; -0,37; -0,67; 0,52\}, P = 0,92,$$

$$\mathbf{s}_{4,p} = \{1; -0,40; -0,72; 0,56\}.$$

В этом случае эллипс поляризации менее вытянут – $b/a = 0,3$. Большой диаметр повернут в ту же сторону, что и в предыдущих случаях, но на больший угол, а именно на 30° . Привлекает внимание очень большая степень поляризации рассеянного излучения, что является собой полную противоположность вышерассмотренным примерам, в которых циркулярно поляризованное излучение деполаризовалось в наибольшей степени. Можно предположить, что степень поляризации при рассеянии такого излучения возрастает по мере роста параметра упорядоченности k . Во всяком случае это наблюдается в рассмотренных трех примерах МОРС.

Теоретические оценки в рамках модели, предполагающей полярные углы положения осей столбиков сосредоточенными в среднем возле $\theta = \pi/2$, показывают значительные изменения второго параметра Стокса q при значениях угла преимущественной ориентации 45° для частиц, имеющих диаметр, сравнимый с длиной волны излучения. При этом наблюдаются резонансные пики, в которых q изменяется от значений, близких к +1 в случае очень мелких частиц, до $-0,5$ для частиц, имеющих диаметр около 3λ [9].

Если интерпретировать полученное в эксперименте значение $q = -0,6$ с этой позиции, то следует допустить очень узкое распределение по размерам частиц, что представляется маловероятным. Кроме того, азимутальный угол преимущественной ориентации значительно меньше, чем 45° . Это побудило нас предположить, что, возможно, наблюдавшаяся трансформация параметра q связана с наличием отличающейся от $\pi/2$ преимущественной ориентации по полярному углу θ .

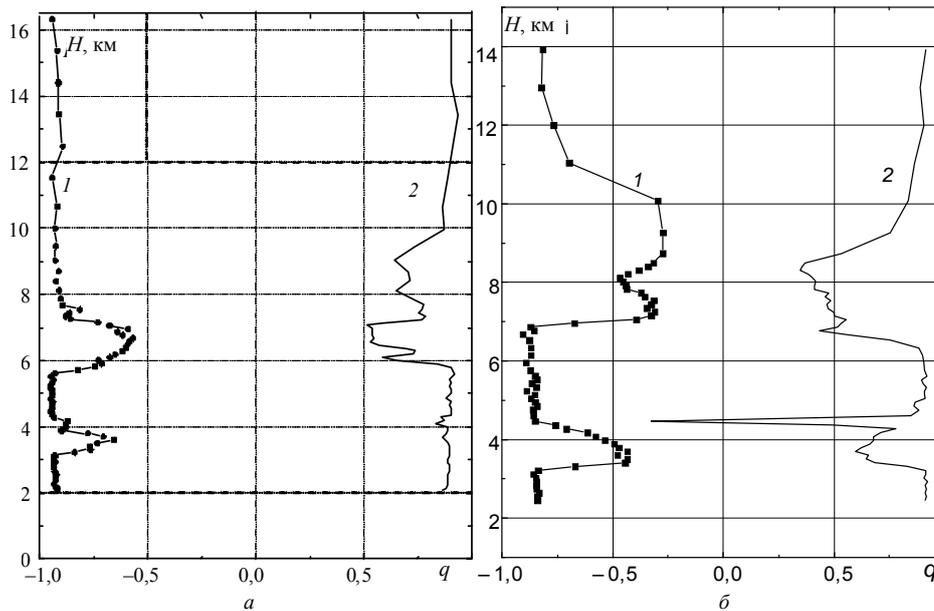


Рис. 5. Профили второго параметра Стокса q , измеренные при двух состояниях поляризации лазерного пучка $\mathbf{s}_{01} = \{1 \ 1 \ 0 \ 0\}$ (кривая 2) и $\mathbf{s}_{02} = \{1 \ -1 \ 0 \ 0\}$ (кривая 1); a – зондирование в зенит, b – зенитный угол зондирования 30°

Эту ситуацию при определенных условиях можно смоделировать наклоном оптической оси лидара. На рис. 5 представлены результаты одного из экспериментов, в которых измерялись только вторые параметры Стокса q при двух взаимно ортогональных линейных поляризациях лазерного излучения $\mathbf{s}_{01} = \{1 \ 1 \ 0 \ 0\}^T$ и $\mathbf{s}_{02} = \{1 \ -1 \ 0 \ 0\}^T$ и для разных углов наклона оптической оси лидара относительно направления в зенит.

На рис. 5, a представлены профили нормированных параметров q , полученные при зондировании в зенит. Обратим внимание на слой, находившийся на высоте около 3,5 км. Для него значения параметра q существенно разнятся при различных поляризациях лазерного излучения, что свидетельствует о значительной величине элемента МОРС $m_{12} = 0,4$ и, следовательно, о наличии преимущественной ориентации по азимутальному углу. Сравнивая рис. 5, a и b , можно видеть, как трансформируются профили параметра q при наклоне оси лидара. Происходит общее уменьшение абсолютных значений параметра q , что можно было бы ожидать, исходя из довольно общих соображений, поскольку в рассеивающий ансамбль вносится дополнительная асимметрия по полярному углу.

Особый интерес представляет резкий пик в верхней части рассматриваемого слоя, где параметр q переходит через нуль в область отрицательных значений, что, как мы полагаем, подтверждает выдвинутое выше предположение о влиянии преимущественной ориентации по полярному углу на результаты зондирования, представленные на рис. 4. Дальнейшие шаги в этом направлении мы предполагаем осуществить моделированием рассеяния на ансамблях, имеющих асимметрию распределения осей по полярному углу.

Как следует из вышеизложенного, состояние ориентированности частиц в кристаллических облаках является довольно обычным явлением, и оно существенно сказывается на характеристиках рассеяния света, так что понятия коэффициента обратного рассеяния и лидарной деполяризации становятся неоднозначными и зависят от расположения лидара по отношению к облаку. Корректное исследование кристаллических облаков посредством лидаров должно учитывать это обстоятельство.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и научно-технической политики РФ на установке «Лидар» (рег. №06-021).

1. Волковицкий О.А., Павлова Л.Н., Петрушин А.Г. Оптические свойства кристаллических облаков. Л.: Гидрометеиздат, 1984. 188 с.
2. Кауль Б.В., Краснов О.А., Кузнецов А.Л., Самохвалов И.В. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 4. N 4. С. 394–403.
3. Кауль Б.В., Кузнецов А.Л., Половцева Е.Р., Самохвалов И.В. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. N 4. С. 423–429.
4. Кауль Б.В., Кузнецов А.Л., Самохвалов И.В. // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. N 1. С. 11–17.
5. Шелефонтьук Д.И. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. N 9. С. 1374–1377.
6. Рахимов Р.Ф., Ромашов Д.Н. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. N 10. С. 1011–1016.
7. Ромашов Д.Н., Рахимов Р.Ф. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. N 8. С. 891–898.
8. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: ИЛ, 1961. 536 с.
9. Рахимов Р.Ф., Ромашов Д.Н. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. N 5. С. 451–456.

Институт оптики атмосферы О РАН,
Томск

Поступила в редакцию
27 сентября 1996 г.

**B.V. Kaul, O.A. Krasnov, A.L. Kuznetsov, E.R. Polovtseva, I.V. Samokhvalov, A.P. Stykon.
Lidar Investigation of Particles Orientation in Crystalline Clouds.**

Measurements of light backscattered matrices (LBSM) for crystalline clouds are presented. The measurements were conducted by means of a lidar with variation of Stokes parameters in the sounding laser beam and all Stokes parameters of the scattered radiation being measurable. The LBSM are often of off-diagonal form because of the particles preferential orientation. The degree of the orientation and its direction were estimated. A substantial anisotropy of the backscattering coefficient relative to polarization state of the sounding beam and to direction of its incidence on a cloudy layer is found to be a consequence of the particles orientation. The conclusion is illustrated.