

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ
И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 551.501

Б.В. Кауль, О.А. Краснов, А.Л. Кузнецов, И.В. Самохвалов

ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АЭРОЗОЛЬНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ
ВЕРХНЕГО ЯРУСА

Приводятся методические аспекты и результаты зондирования кристаллических облачных образований лидаром, который позволял измерять все параметры Стокса рассеянного излучения. Излучение лазерного передатчика было линейно поляризовано. Выделено пять типов сочетаний параметров Стокса по признаку их отличия от значений, характеризующих молекулярное рассеяние. Обсуждаются возможные связи упомянутых типов с тем или иным видом симметрии ансамбля рассеивающих частиц.

Введение

Облака верхнего яруса обычно имеют небольшую оптическую толщину, вследствие чего лидары могут быть успешно использованы для исследования структуры облака по всей его глубине и зондирования многоярусных образований [1, 2]. Важной особенностью перистых облаков является ярко выраженная анизотропия оптических свойств составляющих их частиц и нередко оптическая анизотропия ансамбля частиц в целом. Последнее обстоятельство может иметь неожиданные следствия при распространении лазерных пучков и заслуживает внимательного изучения. Оптическая анизотропия ансамбля ледяных кристаллов зависит от их кристаллографической модификации и пространственной ориентации. Определение указанных параметров является необходимой частью прогноза матрицы рассеяния. Хорошие возможности для решения этой задачи дает измерение параметров Стокса излучения, являющегося лидарным откликом на прохождение лазерного импульса через облако. Измерения, помимо интенсивности, второго параметра Стокса или деполяризации практикуются достаточно широко. Но этой информации достаточно лишь для подтверждения кристаллической природы цирюсов.

Гораздо информативнее измерения всех четырех компонентов вектора Стокса. В более ранних работах, посвященных подобным измерениям [3–5], отмечались проявления анизотропии аэрозольных образований, как отклонения от нулевых значений третьего u и четвертого v параметров Стокса. В настоящем сообщении анализируются результаты нового цикла измерений, проведенных в 1988–1990 гг. с использованием лидара, параметры которого приведены в каталоге [6], а также в работе [7].

1. Векторная форма уравнения лазерного зондирования и процедура измерения параметров Стокса

Уравнение лазерной локации, записанное для мощности излучения, легко обобщается для вектор-параметра Стокса [8]:

$$I(h) \mathbf{s}(h) = 1/2c\Delta t \kappa P_0 T(h) \hat{\beta}(h) \mathbf{s}_0, \quad (1)$$

где $I(h)$ — интенсивность рассеянного света как функция расстояния h ; P_0 — мощность лазерного передатчика; c — скорость света; Δt — длительность лазерного импульса; κ — коэффициент пропускания оптических элементов лидара; $T(h)$ — квадрат пропускания трассы от лидара до рассеивающего объема; $\hat{\beta}(h)$ — матрица обратного рассеяния этого объема, $\mathbf{s}(h)$ и \mathbf{s}_0 — безразмерные вектор-столбцы вида

$$\mathbf{s}(h) = \begin{pmatrix} 1 \\ q(h) \\ u(h) \\ v(h) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{s}_0 = \begin{pmatrix} 1 \\ q_0 \\ u_0 \\ v_0 \end{pmatrix},$$

имеющие смысл нормированных на интенсивность вектора Стокса, соответственно рассеянного и зондирующего излучения.

Интенсивность рассеянного света $I(h)$ численно равна падающему на антенну световому потоку, отнесенному к телесному углу $\omega = A/h^2$, где A — площадь антенны:

$$I(h) = P(h)h^2/A. \quad (2)$$

Реакция фотодетектора пропорциональна световой энергии, поступившей на него за некоторое время $\Delta\tau$, определяемое регистрирующей аппаратурой. Введем обозначение

$$F(h) = mP(h)\Delta\tau h^2, \quad (3)$$

где m — коэффициент пропорциональности между световой энергией и реакцией детектора. С учетом (2) и (3) уравнение (1) запишем в следующей форме:

$$F(h)\mathbf{s}(h) = m\chi\Delta hAE_0T(h)\beta(h)\mathbf{s}_0. \quad (4)$$

где $E_0 = P_0\Delta t$ — энергия лазерного импульса, а $\Delta h = c\Delta\tau/2$ — пространственная длительность, соответствующая времени интегрирования $\Delta\tau$. Поскольку измеряемая функция $F(h)$ пропорциональна интенсивности, левая часть (4) пропорциональна вектору Стокса рассеянного излучения.

Опишем процедуру определения безразмерных параметров Стокса рассеянного излучения. Как известно (см., например, [9]), для определения всех параметров Стокса нужно измерить интенсивности излучения при шести состояниях поляризационного базиса. Эти состояния создаются определенными комбинациями положений четвертьволновой пластинки и линейного поляризатора. Прежде чем описать используемую нами процедуру измерений, напомним вид операторов идеального линейного поляризатора $L(\theta)$ и фазовой пластинки $\lambda/4$ — $M(\theta)$, ориентированных под углом θ .

$$L(0) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad L(\pm\pi/4) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & \pm 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ \pm 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$L(\pi/2) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$M(0) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}, \quad M(\pm\pi/4) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mp 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \pm 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

На оптической оси приемной антенны нашего лидара установлены последовательно пластинка $\lambda/4$ и призма Волластона. Узлы, в которых установлены эти элементы, обеспечивают их поворот вокруг оптической оси на углы $\pm\pi/4$. Причем вместе с призмой Волластона поворачивается блок из двух фотодетекторов. Один из двух пучков излучения, выходящих из призмы Волластона, является результатом действия оператора $L(0)$, а второй — оператора $L(\pi/2)$. Измеряются интенсивности этих пучков при трех комбинациях взаимного расположения фазовой пластинки и призмы.

Первая комбинация определяется следующим образом: быстрая ось фазовой пластинки $\lambda/4$ устанавливается вдоль направления x . Это направление задается для определенности вдоль нормали к плоскости, содержащей оба пучка, выходящих из призмы Волластона. Тогда в одном из пучков колебания вектора напряженности электрического поля параллельны, а в другом перпендикулярны выбранному направлению x . Детекторы, установленные на пути пучков, измеряют соответственно величины, пропорциональные интенсивностям x и y компонентов колебаний поля. Допустим, на установленную описанным образом фазовую пластинку и следующую за ней призму падает световой поток единичной интенсивности и характеризуемый вектор-столбцом \mathbf{s} . Тогда вектор Стокса одного из пучков будет описываться уравнением

$$\mathbf{s}_x = L(0)M(0)\mathbf{s}, \quad (5)$$

а другого

$$\mathbf{s}_y = L(\pi/2)M(0)\mathbf{s}.$$

Причем первые компоненты векторов \mathbf{s}_x и \mathbf{s}_y будут интенсивности I_x и I_y и, согласно принятому выше предположению, $I_x + I_y = 1$. Поскольку для измерения доступны только интенсивности, то из векторных уравнений (5) нас интересуют только скалярные произведения следующего вида:

$$I_x = \frac{1}{2} (1, 1, 0, 0) \begin{pmatrix} 1 \\ q \\ u \\ v \end{pmatrix} = \frac{1}{2} (1 + q);$$

$$I_y = \frac{1}{2} (1, -1, 0, 0) \begin{pmatrix} 1 \\ q \\ u \\ v \end{pmatrix} = \frac{1}{2} (1 - q). \quad (6)$$

Откуда получаем $q = I_x - I_y$. В качестве векторов-строк в (6) выступают первые строки матриц $\widehat{K}_x^{(q)} = L(0)M(0)$ и $\widehat{K}_y^{(q)} = L(\pi/2)M(0)$. Назовем эти строки приборными векторами и введем для них обозначения $\mathbf{K}_x^{(q)}, \mathbf{K}_y^{(q)}$, где верхний индекс означает, что данный вектор используется для определения параметра q .

Чтобы определить параметр u , фазовую пластинку и призму поворачивают на 45° против часовой стрелки, если смотреть навстречу падающему излучению. Нетрудно убедиться, что приборные векторы будут иметь вид

$$\mathbf{K}_x^{(u)} = \frac{1}{2} (1, 0, 1, 0),$$

$$\mathbf{K}_y^{(u)} = \frac{1}{2} (1, 0, -1, 0) \quad (7)$$

и соответственно

$$u = I_x^{(u)} - I_y^{(u)}.$$

Для определения параметра v поворачивается на 45° только фазовая пластинка, а призма остается в том же положении, что и при измерении параметра q . Приборные векторы для этого случая:

$$\mathbf{K}_x^{(v)} = \frac{1}{2} (1, 0, 0, -1);$$

$$\mathbf{K}_y^{(v)} = \frac{1}{2} (1, 0, 0, 1); \quad (8)$$

$$-v = I_x^{(v)} - I_y^{(v)}.$$

Напомним, что во всех трех случаях $I_x + I_y = 1$, так как рассматривается идеальная процедура измерений. Отметим, что параметры q и u можно измерить без введения фазовой пластинки. Описанные процедуры измерений выбраны с целью избежать неудобной операции установки и изъятия пластинки, а также для фиксации френелевского отражения на оптических поверхностях.

2. Связь параметров Стокса с измеряемыми величинами и элементами матрицы рассеяния

Для того чтобы выразить безразмерные параметры Стокса через измеряемые при зондировании величины и выявить их связь с элементами матрицы рассеяния, вернемся к уравнению (4). Для сокращения записи введем обозначение

$$C = m \times \Delta h A E_0$$

и для определенности зафиксируем безразмерный вектор Стокса излучения лазера

$$\mathbf{s}_0 = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix},$$

как то и было в описываемых ниже экспериментах.

Предположим, измеряется параметр q . Тогда из (4) с учетом (6) следуют два уравнения

$$F_x^{(q)}(h) = \frac{1}{2} (1, 1, 0, 0) \hat{\beta}^{(q)}(h) \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot [CT(h)]^{(q)};$$

$$F_y^{(q)}(h) = \frac{1}{2} (1, -1, 0, 0) \hat{\beta}^{(q)}(h) \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot [CT(h)]^{(q)}$$

или после выполнения матричных произведений

$$F_x^{(q)}(h) = \frac{1}{2} [CT(h)]^{(q)} \cdot \{[\beta_{11}(h) + \beta_{12}(h)] + [\beta_{21}(h) + \beta_{22}(h)]\}^{(q)};$$

$$F_y^{(q)}(h) = \frac{1}{2} [CT(h)]^{(q)} \{[\beta_{11}(h) + \beta_{12}(h)] - [\beta_{21}(h) + \beta_{22}(h)]\}^{(q)}. \quad (9)$$

Вычитая и складывая уравнения (9), получаем

$$[F_x(h) + F_y(h)]^{(q)} = [CT(h)]^{(q)} \cdot [\beta_{11}(h) + \beta_{12}(h)]^{(q)};$$

$$[F_x(h) - F_y(h)]^{(q)} = [CT(h)]^{(q)} \cdot [\beta_{21}(h) + \beta_{22}(h)]^{(q)}$$

и после нормировки второго уравнения на $F_x(h) + F_y(h)$, что пропорционально полной интенсивности излучения, имеем

$$[\beta_{11}(h) + \beta_{12}(h)]^{(q)} = [F_x(h) + F_y(h)]^{(q)} / [CT(h)]^{(q)};$$

$$\frac{[\beta_{21}(h) + \beta_{22}(h)]^{(q)}}{[\beta_{11}(h) + \beta_{12}(h)]^{(q)}} = q. \quad (10)$$

Первое из этих соотношений определяет коэффициент обратного рассеяния для линейно поляризованного излучения через измеряемый сигнал, аппаратную константу и пропускание трассы. Второе дает связь безразмерного параметра q с некоторой комбинацией элементов матрицы рассеяния. Аналогично определяются следующие две пары соотношений:

$$[\beta_{11}(h) + \beta_{12}(h)]^{(u)} = [F_x(h) + F_y(h)]^{(u)} / [CT(h)]^{(u)};$$

$$\frac{[\beta_{31}(h) + \beta_{32}(h)]^{(u)}}{[\beta_{11}(h) + \beta_{12}(h)]^{(u)}} = u; \quad (11)$$

$$[\beta_{11}(h) + \beta_{12}(h)]^{(v)} = [F_x(h) + F_y(h)]^{(v)} / [CT(h)]^{(v)};$$

$$\frac{[\beta_{41}(h) + \beta_{42}(h)]^{(v)}}{[\beta_{11}(h) + \beta_{12}(h)]^{(v)}} = v. \quad (12)$$

В выражениях (10–12) индексы (q) , (u) , (v) нумеруют измерительные операции и подразумевают то обстоятельство, что при одновременном измерении параметров Стокса могут изменяться как условия прохождения и рассеяния света, так и аппаратная константа C вследствие нестабильности излучения лазера или чувствительности регистрирующей аппаратуры.

Наиболее принципиальным моментом является непостоянство оптических свойств рассеивающего объема. Последовательные измерения параметров q , u , v основаны на использовании следующего предположения:

$$\frac{\beta_{i1} + \beta_{i2}}{\beta_{11} + \beta_{12}} = \text{const}, \quad i = 1, 2, 3, 4. \quad (13)$$

Иными словами, принимается гипотеза постоянства микрофизических характеристик в отношении трансформации поляризационных свойств излучения. При этом допускается изменение общей концентрации частиц, но такое, при котором относительные вклады частиц различной формы и ориента-

ции остаются неизменными. При выполнении (13) измеренные параметры q , u , v можно отнести к некоторому усредненному ансамблю частиц.

Для оценки абсолютных значений комбинаций элементов матрицы рассеяния вида $\beta_{i1}(h) + \beta_{i2}(h)$, где $i = 1, 2, 3, 4$, нужно знать аппаратную константу C и пропускание $T(h)$. При зондировании оптически тонких цилиндров оказывается приемлемой известная процедура калибровки по молекулярному рассеянию. Суть этой процедуры заключается в следующем. Если на некоторой высоте h_k можно задать величину коэффициента обратного рассеяния $\beta(h_k)$ исходя из модельных представлений или по результатам аэрологического зондирования, то первое соотношение (10) можно записать следующим образом:

$$[\beta_{11}(h) + \beta_{12}(h)]^{(q)} = \beta(h_k) \frac{T^{(q)}(h_k) [F_x(h) + F_y(h)]^{(q)}}{T^{(q)}(h) [F_x(h_k) + F_y(h_k)]^{(q)}}. \quad (14)$$

Для нахождения отношения $T(h_k)/T(h)$ используется описанный нами в [10] алгоритм восстановления профиля коэффициента ослабления. Аналогичные соотношения можно записать для (11) и (12). В результате трех измерений находим средний коэффициент обратного рассеяния

$$\bar{\beta}(h) = \frac{1}{3} \sum_{j=1}^3 [\beta_{11}(h) + \beta_{12}(h)]^{(j)} \quad j = (q), (u), (v)$$

и, учитывая предположение (13), получаем

$$\begin{aligned} \overline{[\beta_{21}(h) + \beta_{22}(h)]} &= q(h) \bar{\beta}(h); \quad \overline{[\beta_{31}(h) + \beta_{32}(h)]} = u(h) \bar{\beta}(h); \\ \overline{[\beta_{41}(h) + \beta_{42}(h)]} &= v(h) \bar{\beta}(h). \end{aligned}$$

Таким образом, измеренные безразмерные параметры Стокса соотносятся с некоторым усредненным рассеивающим ансамблем частиц.

3. Экспериментальные результаты

В течение 1988–1990 гг. получено более 100 вертикальных профилей параметров Стокса в диапазоне высот 5–25 км. Во всех случаях линейно поляризованное излучение лазера характеризуется вектор-столбцом

$$s_0 = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Применялась процедура последовательного измерения параметров q , u , v . Регистрирующая аппаратура работала в режиме счета фотонов. Производилось накопление фотоотсчетов по серии вспышек лазера. В зависимости от уровня сигнала объем серии колебался от 1000 до 2000. При частоте повторения импульсов 25 Гц время измерения одного параметра Стокса составляло от 40 до 80 с. Пространственное разрешение на тех высотах, где наблюдались цилиндры, составляло 96 м и возрастало до 960 м на высотах более 20 км. Минимальный уровень регистрируемого сигнала задавался $1,5 \cdot 10^3$ фотоотсчетов в одном пространственном строке, что при средней скорости фотоотсчетов фона $2 \div 5 \div 10^3 \text{ с}^{-1}$ соответствует относительной ошибке менее 3%. По данным измерений рассчитывались вертикальные профили параметров Стокса $q(h)$, $u(h)$, $v(h)$ и отношение рассеяния

$$R(h) = [\beta_a(h) + \beta_m(h)] / \beta_m(h),$$

где $\beta_a(h)$ и $\beta_m(h)$ — коэффициенты обратного рассеяния соответственно аэрозольного и молекулярного компонентов.

Отображенные на графопостроителе профили были подвергнуты качественному анализу, в результате которого установлено пять типов сочетаний параметров Стокса, встречающихся при рассеянии света аэрозольными слоями. При анализе условно принималось, что параметр имеет аномальное значение, если его модуль отличается на 0,1 и более от модуля соответствующего параметра для молекулярного рассеяния.

Составленная таким образом классификация типов рассеяния приведена в таблице, а примеры реализаций представлены на рис. 1–3.

Обнаруженные сочетания параметров Стокса (типы рассеяния) при зондировании линейно поля-

Тип рассеяния	Значение пара- метра Стокса		
	$ q $	$ u $	$ v $
I	≈ 1	0	0
II	< 1	0	0
III	< 1	> 0	0
IV	< 1	0	> 0
V	< 1	> 0	> 0

Первый рисунок иллюстрирует 1-й и 2-й типы рассеяния. Профили получены в разные дни. Первый случай относится к слабо выраженному ($R = 1,35$) стратосферному слою, но подобное поведение параметров Стокса отмечалось и на высотах 6÷7 км в ярко выраженных ($R = 8\div 10$) тонких аэрозольных слоях. Второй тип рассеяния, представленный на рис. 1, является наиболее распространенным. Случай, когда кроме параметра q имеет аномальное значение параметр и при нулевом v , представлен на рис. 2. А на рис. 3 показана ситуация, когда в одном облачном образовании представлены слои, дающие 4-й и 5-й типы рассеяния.

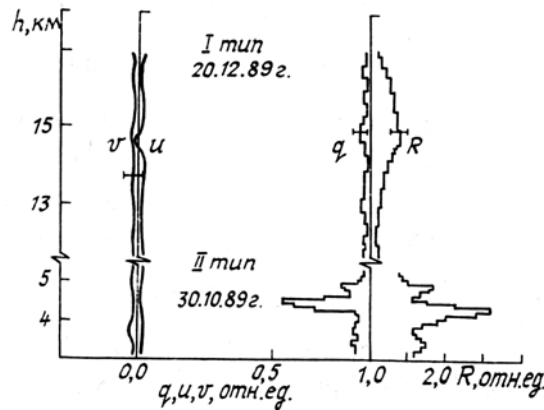


Рис. 1. Вертикальные профили параметров Стокса q , u , v и отношение рассеяния R при I и II типах рассеяния

Обсуждение. Полученные результаты подтверждают возможность существования некоторой преимущественной ориентации кристаллов в ледяных облаках. Это бесспорный факт, поскольку в особо выраженных ситуациях ориентация проявляется в виде таких аномальных оптических явлений, как ложное солнце и световые столбы. Лазерное зондирование представляется идеальным инструментом для изучения явления, связанных с формой и ориентацией частиц. С его помощью доступно исследование с хорошим пространственным разрешением даже слабых проявлений кристаллической облачности. Кроме того, нет принципиальных ограничений на измерения днем или ночью. Если варьировать поляризацией излучения лазера, то возможно определение матрицы рассеяния. Последняя, как известно, дает исчерпывающую информацию о рассеивающих свойствах ансамбля частиц и, следовательно, максимально доступную в эксперименте по рассеянию света информацию о микрофизических параметрах. Но уже измерения при одном состоянии поляризации излучения лазера, результаты которых приведены выше, дают основание для некоторых предположений о форме частиц и их ориентации. Для этого обратимся к известным свойствам симметрии матрицы рассеяния, происходящим из некоторых симметрий ансамбля рассеивающих частиц [11]. Принимая обычное допущение, что атмосферные аэрозоли являются собой ансамбли независимо рассеивающих частиц, выскажем некоторые предположения и сопоставим их с результатами измерения параметров Стокса.

I тип рассеяния. Аэрозоль представлен сферическими частицами. В этом случае результат хорошо известен. В матрице рассеяния отличны от нуля только диагональные элементы, причем $\beta_{11} = \beta_{22} = -\beta_{33} = -\beta_{44}$. Состояние поляризации рассеянного излучения не изменяется, если не считать инверсии знака у третьего и четвертого параметров Стокса. Это, по-видимому, единственный вариант, при котором параметр q остается неизменным. Поэтому первый тип рассеяния в таблице можно сопоставить с ансамблем сферических частиц. Впрочем, следует иметь в виду, что многократное рассеяние может повлиять на значение параметра q . Тогда облако сферических частиц будет представлено вторым типом рассеяния. Но, в принципе, эта ситуация отличима от случая, когда вто-

рой тип рассеяния обусловлен ансамблем несферических частиц. Например, селекция может быть проведена по сравнению градиентов нарастания первого и второго ненормированных параметров Стокса [12]. Дополнительные возможности могут представиться при варьировании поляризацией лазера.

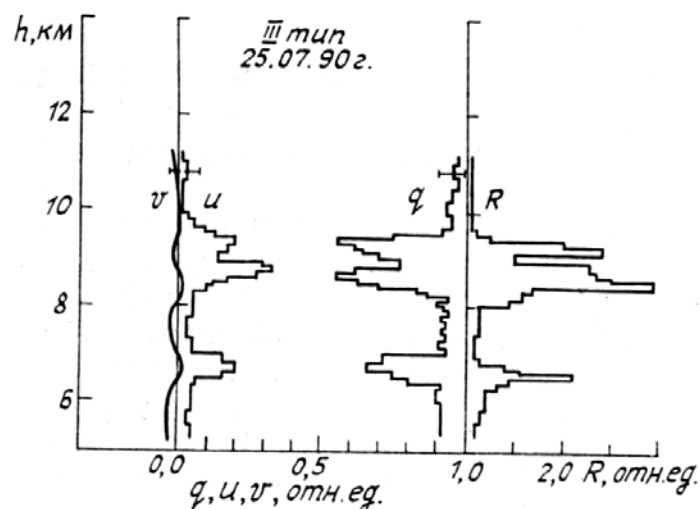


Рис. 2. Параметры Стокса q , u , v и отношение рассеяния R в аэрозольном слое, характеризуемом III типом рассеяния

II тип рассеяния. Аэрозоль представлен несферическими частицами. Распределение по ориентациям таково, что ансамбль в целом инвариантен относительно произвольного поворота вокруг направления зондирования и, кроме того, выполняется принцип зеркальной симметрии относительно плоскости, перпендикулярной этому направлению. Перечисленным условиям может удовлетворять ансамбль, в котором ориентация полностью хаотическая или имеется частичная ориентация относительно направления зондирования. Например, симметричные кристаллические плоские розетки, нормали которых ориентированы преимущественно вдоль направления зондирования и имеют случайные отклонения от этого направления. Матрица рассеяния и в этом случае диагональна с параметрами β_{11} , $\beta_{22} = -\beta_{33}$, β_{44} . Второй тип рассеяния, представленный в таблице, с большой вероятностью может быть отнесен к подобному виду матрицы. В наших первых измерениях полной матрицы рассеяния имеются экспериментальные подтверждения этого факта.

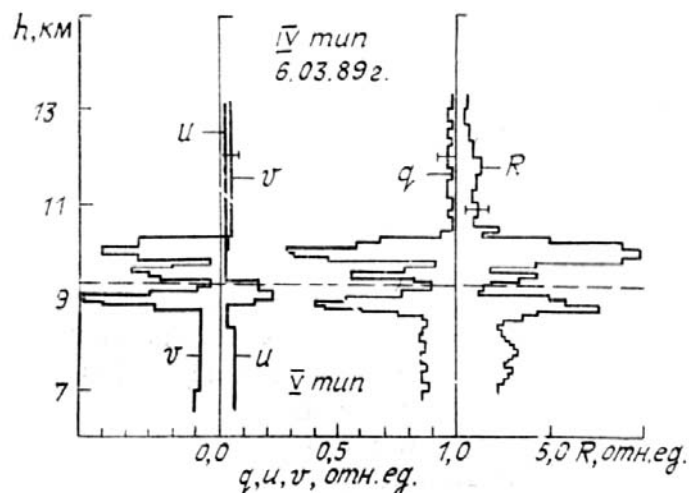


Рис. 3. Параметры Стокса в слоях IV (над штриховой чертой) и V (под штриховой чертой) типов

III тип рассеяния характеризуется поворотом плоскости колебаний вектора напряженности световых колебаний при отсутствии эллиптизации рассеянного излучения. Это может означать, что тензор поляризуемости ансамбля частиц имеет ярко выраженную анизотропию, когда вдоль одного из направлений поляризуемость значительно выше, чем вдоль других. Из совместного анализа известных положений теории рассеяния и сведений о возможных формах ледяных частиц с большой вероятностью можно предположить, что рассеивающий объем содержит частично ориентированные ледяные иглы. Если принять это допущение, то можно указать направление преимущественной ориентации, считая, что оно примерно совпадает с направлением преимущественной поляризации ψ . Последнее находится из известного соотношения

$$\psi = \frac{1}{2} \operatorname{arctg}(u/q).$$

Угол ψ отсчитывается против часовой стрелки от положительного направления оси x .

IV тип рассеяния можно соотнести с матрицей, имеющей достаточно простой и симметричный вид. Ненулевые значения этой матрицы следующие: β_{11} , $\beta_{22} = -\beta_{33}$, β_{44} , $\beta_{41} = \beta_{14}$. Такой матрицей характеризуется ансамбль асимметричных частиц одного сорта, обладающий вращательной симметрией относительно направления распространения света. Из известных форм ледяных частиц наиболее подходящими для подобного ансамбля представляются параллелепипеды.

V тип рассеяния представляет, по-видимому, тот случай, когда относительно ансамбля частиц нельзя сделать каких-либо предположений симметрии. Например, такой ансамбль мог бы получиться из описанного в п. IV, если допустить наличие преимущественной ориентации пластин. Возможны, конечно, и другие варианты, в частности, ансамбли, состоящие из частиц с сильно различающейся формой, причем хотя бы один сорт частиц должен иметь преимущественную ориентацию в плоскости, перпендикулярной направлению зондирования. Селекция подобных нюансов, по-видимому, будет возможна при анализе полной матрицы рассеяния. Последняя в этом случае может содержать до десяти независимых параметров и все элементы матрицы могут быть ненулевыми.

В заключение подчеркнем, что изложенные нами в обсуждении предположения о видах матрицы рассеяния высказаны как вероятные гипотезы, которые могут быть уточнены после того, как будет накоплен экспериментальный материал по измерению параметров Стокса при четырех состояниях поляризации лазерного пучка. К настоящему времени мы имеем такое подтверждение для матриц I и II типов рассеяния, но при этом не исключаем возможности, что второй тип рассеяния может реализоваться при ненулевых значениях элементов β_{12} и β_{21} . Что касается возможности сопоставления определенных сочетаний параметров Стокса с тем или иным сортом частиц, то корректное решение вопроса может быть проведено либо экспериментально, либо путем сопоставления с набором расчетных матриц для модельных ансамблей частиц. И тот, и другой пути достаточно сложны, но можно предположить, что когда-нибудь они будут пройдены.

Независимо от решения предыдущей проблемы измерения матриц обратного рассеяния имеют прикладную ценность, поскольку на основании тех же соображений симметрии, зная матрицу обратного рассеяния, можно прогнозировать матрицу для рассеяния вперед.

1. Кравец Л. В., Маринушкин В. Н., Смирнов Н. Д. // Радиационные свойства перистых облаков/Под ред. Е. М. Фейгельсон. М.: Наука, 1989. С. 87–89.
2. Platt C. M. R., Scott J. C., Diley A. C. // J. Atmos. Sci. 1987. V. 44. № 4. P. 729–747.
3. Pal S. R. and Carswell A. L. // Appl. Opt. 1976. V. 15. P. 1990–1995.
4. Houston J. P. and Carswell A. L. // Appl. Opt. 1978. V. 17. № 4. P. 614–620.
5. Zuev V. E., Kaul B. V., Kozlov N. V., Samokhvalov I. V. // 9-th International Laser Radar Conf. Abst., Munich, July 1979, FRG.
6. Second International Lidar Researchers Directory Comp, by M. P. Mc. Cormick. Atmospheric Science Division NASA, Langley Research Center, Hampton, Virginia, 23665, 1989. P. 64.
7. Кауль Б. В., Краснов О. А., Кузнецов А. Л. // Результаты комплексных экспериментов «Вертикаль-86» / Под ред. Г. М. Крекова. Томск: ТИЦ СО АН СССР, 1989. С. 49–69.
8. Зув В. Е., Кауль Б. В., Самохвалов И. В. и др. Лазерное зондирование промышленных аэрозолей. Новосибирск: Наука, 1986. 185 с.
9. Джеррард А., Бёрч Дж. М. Введение в матричную оптику. М.: Мир, 1978. 341 с.
10. Кауль Б. В., Краснов О. А., Кузнецов А. Л., Бикмухамедов И. Ш. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 3. С. 90–97.
11. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: ИЛ, 1961. 536 с.
12. Самохвалов И. В., Шаманаев В. С. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1982. Т. 18. № 10. С. 1050–1056.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,
Томск

Поступила в редакцию
4 декабря 1990 г.

B. V. Kaul, O. A. Krasnov, A. L. Kuznetsov, I. V. Samokhvalov. Polarization Lidar Sensing of the Aerosol Formations of the Upper Level.

Some aspects of the method and results of sensing the ice crystal clouds with the lidar providing for measurements of all the Stokes parameters of backscattered radiation are discussed in the paper. Linearly polarized laser beam was used for sensing. Based on the results obtained there were found five combinations of the Stokes parameters different from the combination typical for the molecular light scattering. Possible relations between these types and symmetry of the scattering particles ensemble are discussed.