

Моделирование сигнала сканирующего лидара от монодисперсного облака квазигоризонтально ориентированных частиц

А.В. Коношонкин^{1,2*}

¹Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

²Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

Поступила в редакцию 18.07.2016 г.

Приводятся результаты расчетов сигналов сканирующего лидара для случая монодисперсного облака гексагональных пластинок и столбиков размером 100 мкм. Расчет проводился в приближении однократного рассеяния. Результаты расчетов показали, что сканирующие лидары являются эффективным инструментом для восстановления эффективного угла наклона частиц в облаке (флаттера). Показано, что по сравнению с традиционно измеряемыми лидарными характеристиками: коэффициентом обратного рассеяния, лидарным и линейным деполаризационным отношениями, элемент m_{44} матрицы рассеяния является более информативным и при этом требует сканирования до углов меньше 45° .

Ключевые слова: сканирующий лидар, квазигоризонтальная ориентация, физическая оптика, рассеяние света, ледяные кристаллы; scanning lidar, quasi-horizontal orientation, physical optics, light scattering, ice crystals.

Введение

Изучение перистых облаков имеет важное прикладное и фундаментальное значение. С одной стороны, известно, что перистые облака оказывают значительное влияние на радиационный баланс планеты [1–5], однако степень этого влияния до сих пор точно не определена, что является фундаментальной задачей. С другой стороны, современные численные модели прогноза погоды требуют оперативной информации о состоянии облачности в глобальном масштабе для уточнения краткосрочного прогноза погоды [6–8], это прикладная задача.

Необходимые оптические свойства перистых облаков в значительной степени определяются их микрофизическими параметрами: формой и ориентацией ледяных кристаллических частиц, образующих облако [9–11]. Именно поэтому на определение микрофизических параметров перистых облаков было направлено большое количество проектов как по наземному и самолетному [12–15], так и по космическому исследованию облаков [16–19]. Несмотря на то что наиболее достоверную информацию о размерах и формах ледяных частиц удалось получить благодаря натурным измерениям с борта самолета или во время экспедиций, при которых проводились непосредственные измерения размеров и форм

частиц (см., например, [20, 21]), такой метод является дорогостоящим и времязатратным. Поэтому в основном для изучения перистых облаков используются лидары. Космические и наземные лидарные установки можно разделить на неподвижные (ориентированные вертикально или под определенным углом) и сканирующие. В силу простоты конструкции большинство лидарных установок являются неподвижными, т.е. оптическая ось приемной системы строго ориентирована. Однако современные расчеты показали, что определение пространственной ориентации кристаллов перистых облаков неподвижным лидаром очень затруднительно [22–25]. Сканирующие же лидары, получающие значительно больше информации, являются более перспективным инструментом для решения этой задачи [26].

В данной статье приводятся результаты численного расчета сигнала сканирующего лидара при зондировании им монодисперсного облака, полученного в приближении однократного рассеяния. Несмотря на то что этот случай не соответствует реально наблюдаемым облакам, решение такой модельной задачи позволяет оценить возможности сканирующего лидара.

Математическая модель

Результаты экспериментальных наблюдений показывают, что перистые облака могут содержать слои квазигоризонтально ориентированных частиц [13–15].

* Александр Владимирович Коношонкин (sasha_tvo@iao.ru).

При этом частое наблюдение ложных солнц [27, 28] показывает, что эффективный угол наклона частицы (флаттер) редко превышает 30°, а в случаях аномального зеркального рассеяния [29] флаттер не превышает единиц градусов.

В проводимых расчетах пространственная ориентация частицы учитывалась функцией плотностей вероятности p появления в облаке частицы с заданными углами Эйлера α , β , γ , которая для пластинок имеет вид

$$p(\alpha, \beta, \gamma) = \exp\left(-\frac{2\beta^2}{\beta_{eff}^2}\right) \cdot \left(2\pi \int_0^{\pi/2} \exp\left(-\frac{2\beta^2}{\beta_{eff}^2}\right) \sin(\beta) d\beta\right)^{-1}, \quad (1)$$

а для столбиков —

$$p(\alpha, \beta, \gamma) = \exp\left(-\frac{2\left(\frac{\pi}{2} - \beta\right)^2}{\beta_{eff}^2}\right) \times \left(2\pi \int_0^{\pi/2} \exp\left(-\frac{2\left(\frac{\pi}{2} - \beta\right)^2}{\beta_{eff}^2}\right) \sin(\beta) d\beta\right)^{-1}, \quad (2)$$

где β_{eff} — эффективный угол наклона пластинки (флаттер), равный удвоенному среднеквадратичному отклонению.

Как видно из уравнений (1) и (2), частица равновероятно ориентируется вокруг своей оси (γ) и относительно вертикали (α), а по углу наклона (β) имеет нормальный закон. При этом пластинка считается горизонтальной, когда ее основание (шестиугольная грань) горизонтально, а столбик — когда вертикально.

Размеры частиц в облаке зависят от многих параметров, их изучению посвящено много экспериментальных работ, например [20, 21]. В частности, Ауге в своей работе [21] установил, что высота гексагональной пластинки L является функцией ее диаметра D и подчиняется следующему закону:

$$L = 2,02D^{0,449}. \quad (3)$$

Подобное соотношение установлено и для гексагональных ледяных столбиков, например в работе [30]. Определение углов Эйлера и размеров частицы представлено на рис. 1.

Распределение частиц в облаке по размерам является, вообще говоря, неизвестным. Поэтому при моделировании для простоты полагают, что оно является гамма-распределением [31, 32] с интервалом от нескольких до тысяч микрон и модой в районе 100 мкм. Поскольку закон распределения неизвестен, а учет распределения частиц в облаке по размерам требует большого количества расчетов, в данной работе проведено модельное исследование на характерных для перистого облака частицах размером 100 мкм.

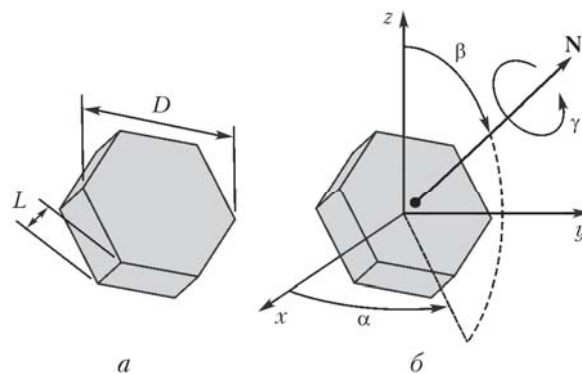


Рис. 1. Размеры частицы (а) и углы Эйлера (б)

Замена реального облака монодисперсным позволяет провести предварительные оценки и выявить основные закономерности. Ввиду того что такой размер частиц в реальном облаке часто является доминирующим, полученные оценки ожидаются близкими к реальным значениям.

Расчеты лидарного сигнала выполнялись в приближении физической оптики, которое подробно изложено в работах [33, 34]. Данный метод реализован на основе алгоритма трассировки пучков [35–37] и успешно применялся для решения прямой задачи рассеяния на гексагональных ледяных частицах [38, 39], а также для расчета сигналов неподвижного вертикального и наклонного лидаров [15, 19, 24]. Метод апробирован сравнением с точным решением [34, 40] и решением, полученным в рамках метода геометрической оптики [41].

Проводился расчет полной матрицы обратного рассеяния, имеющей вид

$$\mathbf{M}(\beta_{eff}, T) = M_{11}(\beta_{eff}, T) \times \begin{pmatrix} 1 & m_{12}(\beta_{eff}, T) & 0 & 0 \\ m_{12}(\beta_{eff}, T) & m_{22}(\beta_{eff}, T) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & m_{33}(\beta_{eff}, T) & m_{34}(\beta_{eff}, T) \\ 0 & 0 & -m_{34}(\beta_{eff}, T) & m_{44}(\beta_{eff}, T) \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где T — угол наклона лидара. Решение строилось с использованием рассчитанного ранее банка данных матриц Мюллера $\mathbf{M}_\gamma(\sigma)$ для пластинки диаметром 100 мкм и высотой 16 мкм, а также для столбика длиной 100 мкм и диаметром 69,6 мкм. Показатель преломления принимался равным 1,3116 для длины волны падающего света 0,532 мкм. Методика расчета матрицы обратного рассеяния для наклонного лидара подробно изложена в статье [26] и сводится к вычислению интеграла

$$\mathbf{M}(\beta_{eff}, T) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \mathbf{L}(\varphi(\alpha, \beta)) \mathbf{M}_\gamma(\sigma(\beta)) \times \mathbf{L}(\varphi(\alpha, \beta)) p(\beta, \beta_{eff}) \sin(\beta) d\beta d\alpha, \quad (5)$$

где \mathbf{L} — матрица поворота; σ — угол между лидаром и нормалью к шестиугольной грани кристалла; φ — угол поворота базисных векторов.

Результаты численного моделирования

Результаты численного моделирования лидарного сигнала от монодисперсного облака ледяных гексагональных пластинок в приближении однократного рассеяния представлены на рис. 2. Здесь приведены все шесть ненулевых элементов матрицы Мюллера, а также лидарное и деполаризационное отношения в зависимости от угла наклона лидара и флаттера. Дифференциальное сечение рассеяния представлено для отдельной ледяной пластинки. Угол флаттера 90° примерно соответствует случаю хаотически ориентированных частиц в облаке. Очевидно, что для случая хаотически ориентированных частиц в облаке оптические характеристики (элементы матрицы Мюллера) не будут зависеть от угла наклона лидара. Также известно [25], что в этом случае матрица имеет диагональный вид:

$$\mathbf{M} = M_{11} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & m_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -m_{22} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 - 2m_{22} \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Представленные на рис. 2 и 3 результаты для угла флаттера, равного 90° , подтверждают это.

Практический интерес представляет возможность сканирующего лидара определять величину угла флаттера частиц в облаке. Результаты численного моделирования показывают, что дифференциальное сечение рассеяния имеет ярко выраженную зависимость от угла наклона лидара для гексагональных пластинок с небольшим углом флаттера, что объясняется зеркальной компонентой [19, 42] рассеянного света. Действительно, при малом угле флаттера ледяные пластинки работают как единое зеркало. Такое зеркало «ослепляет» вертикально ориентированный лидар, что соответствует большому значению M_{11} в точке $(0, 0)$. На рис. 2, *в* ближайшая точка $(5, 5)$ имеет выраженный максимум, который значительно увеличивается при приближении к точке $(0, 0)$. При наклоне лидара на угол, больший эффективного угла наклона пластинки, зеркальная компонента более не «ослепляет» лидар, что характеризуется резким падением дифференциального сечения рассеяния. Поскольку интенсивность лидарного сигнала пропорциональна дифференциальному сечению рассеяния, то резкое уменьшение интенсивности лидарного сигнала при его наклоне, в теории, должно однозначно определять величину флаттера квазигоризонтальных пластинок. Однако, поскольку интенсивность также существенно зависит от концентрации частиц в облаке, а реальные облака практически не бывают однородными, падение интенсивности может быть вызвано падением концентрации частиц. В связи с этим на практике абсолютное значение интенсивности редко используется при построении алгоритмов интерпретации лидарных сигналов.

Приведенное на рис. 2, *б* лидарное отношение

$$LR = \frac{Q_{ext}}{M_{11}}, \quad (7)$$

где Q_{ext} — коэффициент экстинкции, обратно пропорционально дифференциальному сечению рассеяния. То есть лидарное отношение существенно меняет свое значение при переходе из области, когда лидар «ослеплен» зеркальным слоем частиц, в область, когда лидар более не «ослеплен». Таким образом, имея зависимость лидарного отношения от угла наклона лидара, можно однозначно диагностировать слой квазигоризонтальных частиц с флаттером до 20° . Здесь стоит заметить, что измерение лидарного отношения — достаточно трудоемкая задача и далеко не все лидарные установки способны получить данную характеристику.

Еще одной широко используемой лидарной характеристикой является линейное деполаризационное отношение

$$\delta_l = \frac{1 - m_{22}}{1 + m_{22}}, \quad (8)$$

представленное на рис. 2, *а*. Расчеты показали, что профиль деполаризационного отношения имеет ярко выраженные максимумы при углах наклона лидара 40° и 60° . Данные максимумы являются следствием появления угловых траекторий [19]. Наличие таких сильных локализованных максимумов в профиле деполаризационного отношения позволяет строить простые алгоритмы восстановления угла флаттера из профиля деполаризационного отношения.

Таким образом, основные параметры, измеряемые поляризационным лидаром, — коэффициент обратного рассеяния, лидарное и деполаризационное отношения, являются неудобными для определения величины флаттера, поскольку первое зависит от неизвестной концентрации частиц в облаке, второе является трудноизмеряемой величиной, а третье требует наклонов лидара на углы больше 30° . При этом результаты численного расчета для ненулевых элементов матрицы Мюллера позволяют выявить удобные для восстановления флаттера оптические характеристики. В частности, хорошим индикатором является элемент m_{44} (рис. 2, *з*), который непосредственно связан с круговым деполаризационным отношением

$$\delta_c = \frac{1 + m_{44}}{1 - m_{44}}. \quad (9)$$

В отличие от остальных ненулевых элементов (рис. 2, *з-ж*) он демонстрирует существенные изменения (от -1 до 0) при углах наклона меньше 30° и имеет почти линейную зависимость от угла наклона лидара. Стоит отметить, что наличие зависимости элемента m_{44} от азимутальной ориентации частицы исследовалось в работе [43].

С использованием элемента m_{44} алгоритм восстановления угла флаттера для пластинок предполагается следующий.

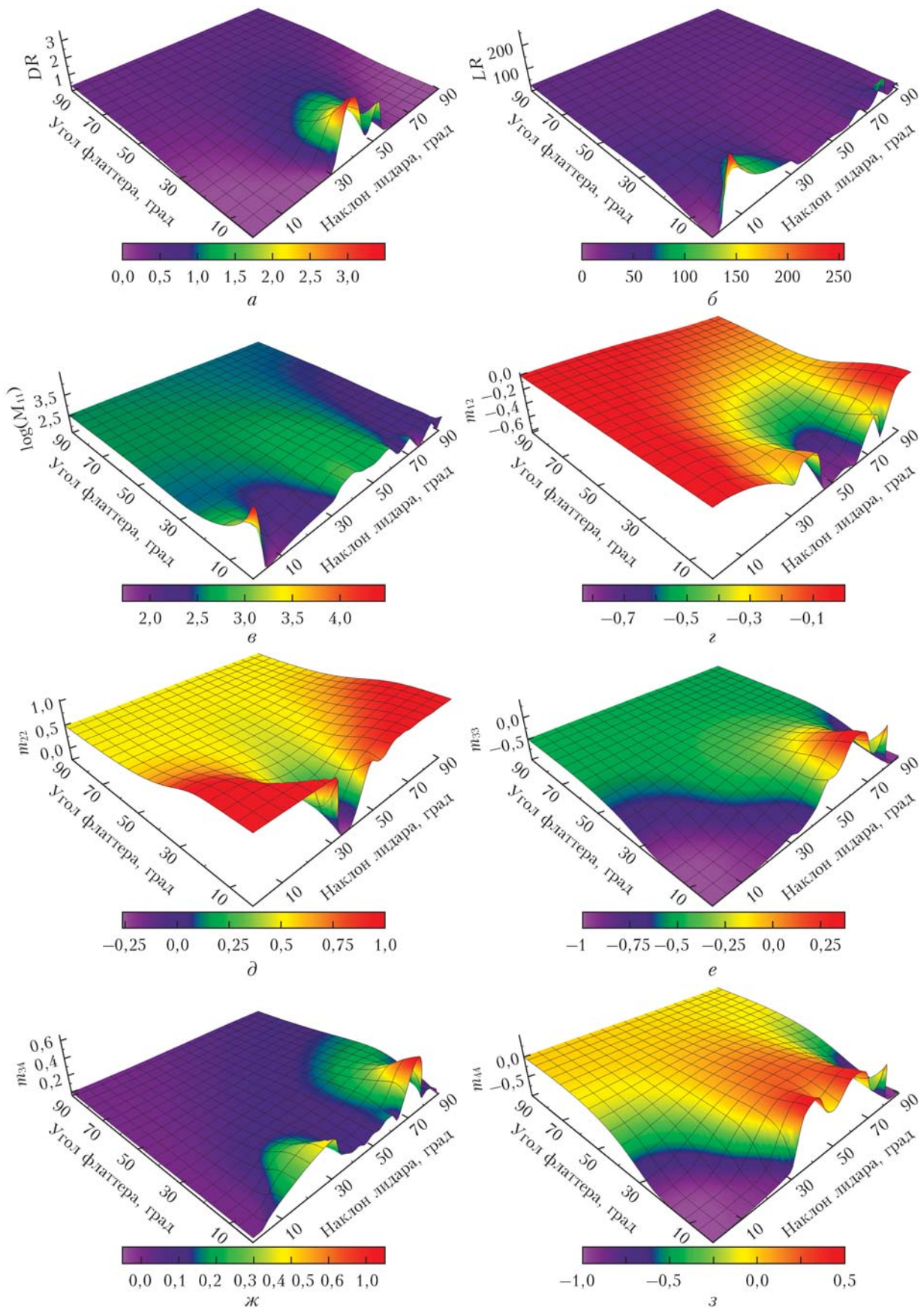


Рис. 2. Лидарное (LR) и линейное деполаризационное (DR) отношения, а также все ненулевые элементы матрицы Мюллера для монодисперсного облака гексагональных ледяных пластинок в зависимости от угла флаттера и наклона лидара

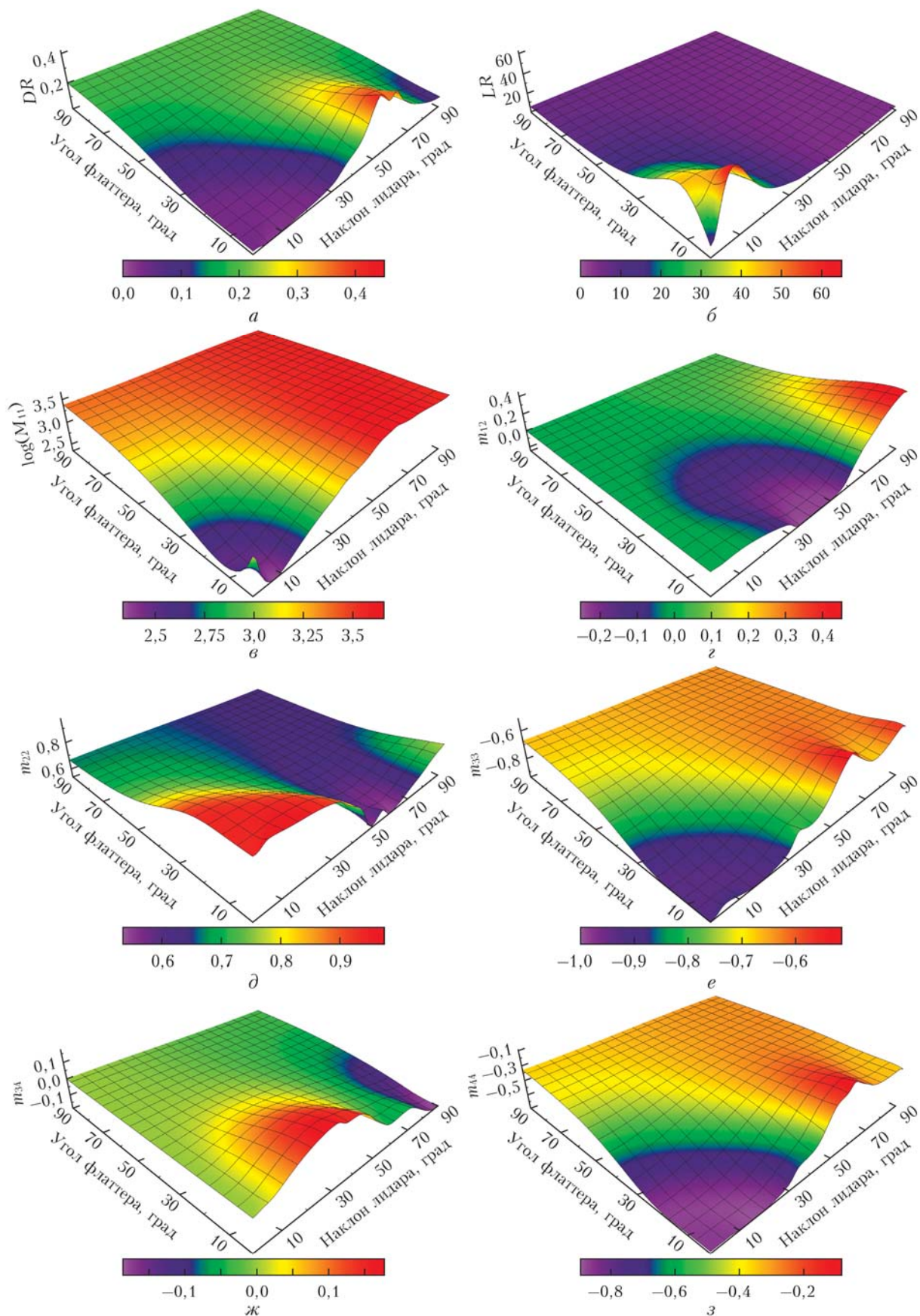


Рис. 3. Лидарное (*LR*) и линейное деполаризационное (*DR*) отношения, а также все ненулевые элементы матрицы Мюллера для монодисперсного облака гексагональных ледяных столбиков в зависимости от угла флаттера и наклона лидара

1. Вертикально ориентированный лидар измеряет элемент m_{44} . Если он близок к нулю, то частица имеет флаттер более 50° , что представляет малый практический интерес, и дальнейшие измерения не проводятся.

2. Если значение элемента m_{44} находится в диапазоне от $-0,7$ до $-0,1$, то угол флаттера однозначно восстанавливается из расчетов, представленных на рис. 2, з.

3. Если значение элемента m_{44} меньше $-0,7$, то производится сканирование лидаром до угла наклона 30° , момент резкого увеличения значения m_{44} от -1 до 0 обозначается A . Угол флаттера приближенно вычисляется по формуле $T = 30 - A$ (см. рис. 2, з).

Поскольку перистые облака наряду с квазигоризонтально ориентированными пластинками могут содержать также квазигоризонтально ориентированные столбики, на рис. 3 представлен расчет для гексагонального квазигоризонтально ориентированного столбика. Результаты расчета показали, что квазигоризонтальный столбик имеет весьма схожие зависимости оптических характеристик от углов флаттера и наклона лидара. Однако рассчитанные зависимости позволяют дифференцировать столбики от пластинок. В частности, деполяризационное отношение (рис. 3, а) имеет максимум при наклоне лидара 60° , а лидарное отношение (рис. 3, б) изменяется примерно вдвое меньше, чем для пластинки (рис. 2, б), при этом дифференциальное сечение рассеяния возрастает с углом наклона лидара (рис. 3, в). Недиагональные элементы матрицы (рис. 3, з–з), несмотря на кажущуюся схожесть, также значительно отличаются.

В случае когда априори неизвестно, состоит ли облако из квазигоризонтально ориентированных пластинок или столбиков, алгоритм восстановления угла флаттера предполагается следующим:

1) проводится измерение элемента m_{44} сканированием до угла 45° ;

2) момент значительного изменения элемента обозначается A ;

3) максимальное значение элемента обозначается B ;

4) если B близко к 0 , то облако состоит из пластинок, если близко к $-0,35$ — то из столбиков, в противном случае — из их смеси;

5) величина флаттера приближенно определяется по формуле $T = 30 - A$.

Заключение

Проведенные в приближении однократного рассеяния расчеты лидарного сигнала от модельного монодисперсного облака квазигоризонтально ориентированных гексагональных пластинок и столбиков показали существенные преимущества сканирующего лидара по сравнению с неподвижным лидаром в задаче определения эффективного угла наклона частицы (флаттера). Установлено, что угол флаттера может быть определен по профилю лидарного отношения либо по профилю деполяризационного

отношения, однако последнее требует проведения сканирования до углов, близких к 60° .

Результаты расчетов показали, что измерение элемента m_{44} является более эффективным, нежели измерения деполяризационного отношения, так как требует наклона лидара на углы меньше 45° . Были предложены алгоритмы по восстановлению угла флаттера по значению элемента m_{44} , требующие наклона лидара до углов меньше 30° в случае квазигоризонтально ориентированных пластинок и до углов меньше 45° в случае столбиков. Предложенные алгоритмы также позволяют дифференцировать облака пластинок от облаков столбиков.

Представленные в статье результаты могут быть использованы при конструировании сканирующих лидаров, а также показывают необходимость дополнительного численного исследования с учетом распределения кристаллов в облаке по размерам.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ (№ 15-05-06100, 15-55-53081, 16-35-60089), Президента РФ (МК-6680.2015.5, НИП-8199.2016.5), при поддержке Минобрнауки РФ в рамках «Программы повышения конкурентоспособности ТГУ», а также при поддержке РНФ (соглашение № 14-27-00022) в части проведения расчетов для гексагональных пластинок.

1. Liou K.N. Influence of cirrus clouds on weather and climate processes: A global perspective // Mon. Wea. Rev. 1986. V. 114, N 6. P. 1167–1199.
2. Stephens G.L., Tsay S.-C., Stackhouse Jr.P.W., Flatau P.J. The relevance of the microphysical and radiative properties of cirrus clouds to climate and climatic feedback // J. Atmos. Sci. 1990. V. 47. P. 1742–1754.
3. Baran A.J. From the single-scattering properties of ice crystals to climate prediction: A way forward // Atmos. Res. 2012. V. 112. P. 45–69.
4. Wendling P., Wendling R., Weickmann H.K. Scattering of solar radiation by hexagonal ice crystals // Appl. Opt. 1979. V. 18, N 15. P. 2663–2671.
5. 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.
6. Кузьмин В.А., Дикинис А.В. Комплексное использование данных дистанционного зондирования, наземных наблюдений и численных прогнозов погоды при автоматизированном прогнозировании стока // Ученые записки Российского государственного гидрометеорологического университета. 2011. Т. 22. С. 16–27.
7. Солдатенко С.А., Тертвишников А.В., Ширшов Н.В. Оценка влияния спутниковой информации на качество численных прогнозов погоды // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2015. Т. 12, № 4. С. 38–47.
8. Kalnay E. Atmospheric modeling, data assimilation and predictability. Cambridge: Cambridge University Press, 2002. 364 p.
9. Baran A.J. A review of the light scattering properties of cirrus // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2009. V. 110, N 14–16. P. 1239–1260.
10. Takano Y., Liou K.N. Solar radiative transfer in cirrus clouds. Part I. Single scattering and optical properties of hexagonal ice crystals // J. Atmos. Sci. 1989. V. 46, N 1. P. 3–19.

11. *Borovoi A., Konoshonkin A., Kustova N.* Backscatter ratios for arbitrary oriented hexagonal ice crystals of cirrus clouds // *Opt. Lett.* 2014. V. 39, N 19. P. 5788–5791.
12. *Кауль Б.В., Волков С.Н., Самохвалов И.В.* Результаты исследований кристаллических облаков посредством лидарных измерений матриц обратного рассеяния света // *Оптика атмосфер. и океана.* 2003. Т. 16, № 4. С. 354–361.
13. *Самохвалов И.В., Кауль Б.В., Насонов С.В., Животенюк И.В., Брюханов И.Д.* Матрица обратного рассеяния света зеркально отражающих слоев облаков верхнего яруса, образованных кристаллическими частицами, преимущественно ориентированными в горизонтальной плоскости // *Оптика атмосфер. и океана.* 2012. Т. 25, № 5. С. 403–411.
14. *Балин Ю.С., Кауль Б.В., Коханенко Г.П.* Наблюдения зеркально отражающих частиц и слоев в кристаллических облаках // *Оптика атмосфер. и океана.* 2011. Т. 24, № 4. С. 293–299.
15. *Borovoi A., Balin Y., Kokhanenko G., Penner I., Konoshonkin A., Kustova N.* Layers of quasi-horizontally oriented ice crystals in cirrus clouds observed by a two-wavelength polarization lidar // *Opt. Express.* 2014. V. 22, N 20. P. 24566–24573.
16. *Cho H.M., Yang P., Kattawar G.W., Nasiri S.L., Hu Y., Minnis P., Trepte C., Winker D.* Depolarization ratio and attenuated backscatter for nine cloud types: Analyses based on collocated CALIPSO lidar and MODIS measurements // *Opt. Express.* 2014. V. 16, N 6. P. 3931–3948.
17. *Yoshida R., Okamoto H., Hagihara Y., Ishimoto H.* Global analysis of cloud phase and ice crystal orientation from Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observation (CALIPSO) data using attenuated backscattering and depolarization ratio // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. D00H32. DOI: 10.1029/2009JD012334.
18. *Sassen K., Kayetha V.K., Zhu J.* Ice cloud depolarization for nadir and off-nadir CALIPSO measurements // *Geophys. Res. Lett.* 2012. V. 39, N 20. L20805. DOI: 10.1029/2012GL053116.
19. *Borovoi A., Konoshonkin A., Kustova N., Okamoto H.* Backscattering Mueller matrix for quasihorizontally oriented ice plates of cirrus clouds: Application to CALIPSO signals // *Opt. Express.* 2012. V. 20, N 27. P. 28222–28233.
20. *Mitchell D.L.* A model predicting the evolution of ice particle size spectra and radiative properties of cirrus clouds. Part 1. Microphysics // *J. Atmos. Sci.* 1994. V. 51, N 6. P. 797–816.
21. *Auer A.H., Veal D.L.* The dimension of ice crystals in natural clouds // *J. Atmos. Sci.* 1970. V. 27, N 6. P. 919–926.
22. *Кауль Б.В., Самохвалов И.В.* Ориентация частиц кристаллических облаков *Ci*: Часть 1. Ориентация при падении // *Оптика атмосфер. и океана.* 2005. Т. 18, № 11. С. 963–967.
23. *Кауль Б.В., Самохвалов И.В.* Ориентация частиц в кристаллических облаках *Ci*: Часть 2. Азимутальная ориентация // *Оптика атмосфер. и океана.* 2006. Т. 19, № 1. С. 44–46.
24. *Коношонкин А.В., Кустова Н.В., Боровой А.Г.* Расчет сигналов поляризационного сканирующего лидара от преимущественно ориентированных ледяных пластинок // *Изв. вузов. Физ.* 2012. Т. 55, № 9/2. С. 143–144.
25. *ван де Хюлст Г.* Рассеяние света малыми частицами / Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1961. 536 с.
26. *Коношонкин А.В., Кустова Н.В., Шишко В.А., Боровой А.Г.* Методика решения задачи рассеяния света на ледяных кристаллах перистых облаков в направлении рассеяния назад методом физической оптики для лидара с зенитным сканированием // *Оптика атмосфер. и океана.* 2016. Т. 29, № 1. С. 40–50; *Konoshonkin A.V., Kustova N.V., Shishko V.A., Borovoi A.G.* The technique for solving the problem of light backscattering by ice crystals of cirrus clouds by the physical optics method for a lidar with zenith scanning // *Atmos. Ocean. Opt.* 2016. V. 29, N 3. P. 252–262.
27. *Морозов А.М., Галилейский В.П., Елизаров А.И., Кокарев Д.В.* Наблюдение зеркального отражения освещенной подстилающей поверхности облачным слоем из ледяных пластинок // *Оптика атмосфер. и океана.* (В печати).
28. *Галилейский В.П., Елизаров А.И., Кокарев Д.В., Морозов А.М.* Краткий анализ годовых наблюдений неба на панорамно-оптической станции «TomSky» // *Оптика атмосфер. и океана. Физика атмосферы: Материалы XXII Междунар. симп. [Электронный ресурс].* Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2016.
29. *Самохвалов И.В., Насонов С.В., Брюханов И.Д., Боровой А.Г., Кауль Б.В., Кустова Н.В., Коношонкин А.В.* Анализ матрицы обратного рассеяния перистых облаков с аномальным обратным рассеянием // *Изв. вузов. Физ.* 2013. Т. 56, № 8/3. С. 281–283.
30. *Heymtsfield A.J., Miloshevich L.M.* Parameterizations for the cross-sectional area and extinction of cirrus and stratiform ice cloud particles // *J. Atmos. Sci.* 2003. V. 60, N 7. P. 936–956.
31. *Borovoi A., Konoshonkin A., Kustova N., Okamoto H.* Backscattering Mueller matrix for quasihorizontally oriented ice plates of cirrus clouds: Application to CALIPSO signals // *Opt. Express.* 2012. V. 20, N 27. P. 28222–28233.
32. *Коношонкин А.В., Кустова Н.В., Боровой А.Г.* Особенности в деполяризованном отношении лидарных сигналов для хаотически ориентированных ледяных кристаллов перистых облаков // *Оптика атмосфер. и океана.* 2013. Т. 26, № 5. С. 385–387.
33. *Borovoi A., Konoshonkin A., Kustova N.* The physical-optics approximation and its application to light backscattering by hexagonal ice crystals // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2014. V. 146. P. 181–189.
34. *Коношонкин А.В., Кустова Н.В., Осинцов В.А., Боровой А.Г., Masuda K., Ishimoto H., Okamoto H.* Метод физической оптики для решения задачи рассеяния света на кристаллических ледяных частицах: Сравнение дифракционных формул // *Оптика атмосфер. и океана.* 2015. Т. 28, № 9. С. 830–843.
35. *Коношонкин А.В., Кустова Н.В., Боровой А.Г.* Алгоритм трассировки пучков для задачи рассеяния света на атмосферных ледяных кристаллах. Часть 1. Теоретические основы алгоритма // *Оптика атмосфер. и океана.* 2015. Т. 28, № 4. С. 324–330; *Konoshonkin A.V., Kustova N.V., Borovoi A.G.* Beam splitting algorithm for the problem of light scattering by atmospheric ice crystals. Part 1. Theoretical foundations of the algorithm // *Atmos. Ocean. Opt.* 2015. V. 28, N 5. P. 441–447.
36. *Коношонкин А.В., Кустова Н.В., Боровой А.Г.* Алгоритм трассировки пучков для задачи рассеяния света на атмосферных ледяных кристаллах. Часть 2. Сравнение с алгоритмом трассировки лучей // *Оптика атмосфер. и океана.* 2015. Т. 28, № 4. С. 331–337; *Konoshonkin A.V., Kustova N.V., Borovoi A.G.* Beam splitting algorithm for the problem of light scattering by atmospheric ice crystals. Part 2. Comparison with the ray tracing algorithm // *Atmos. Ocean. Opt.* 2015. V. 28, N 5. P. 448–454.

37. *Konoshonkin A., Kustova N., Borovoi A.* Beam-splitting code for light scattering by ice crystal particles within geometric-optics approximation // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2015. V. 164. P. 175–183.
38. *Borovoi A., Konoshonkin A., Kustova N.* Backscattering reciprocity for large particles // *Opt. Lett.* 2013. V. 38, N 9. P. 1485–1487.
39. *Borovoi A., Kustova N., Konoshonkin A.* Interference phenomena at backscattering by ice crystals of cirrus clouds // *Opt. Express.* 2015. V. 23, N 19. P. 24557–24571.
40. *Konoshonkin A.V., Kustova N.V., Borovoi A.G., Grynkko Y., Förstner J.* Light scattering by ice crystals of cirrus clouds: Comparison of the physical optics methods // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2015. V. 182. P. 12–23.
41. *Коношонкин А.В., Кустова Н.В., Боровой А.Г.* Граница применимости приближения геометрической оптики для решения задачи обратного рассеяния света на квазигоризонтально ориентированных гексагональных ледяных пластинках // *Оптика атмосф. и океана.* 2014. Т. 27, № 8. С. 705–712; *Konoshonkin A.V., Kustova N.V., Borovoi A.G.* Limits of applicability of geometrical optics approximation to light backscattering by quasihorizontally oriented hexagonal ice plates // *Atmos. Ocean. Opt.* 2015. V. 28, N 1. P. 74–81.
42. *Коношонкин А.В., Боровой А.Г.* Зеркальное рассеяние света на ледяных кристаллах облаков и взволнованной поверхности воды // *Оптика атмосф. и океана.* 2013. Т. 26, № 1. С. 64–69; *Konoshonkin A.V., Borovoi A.G.* Specular scattering of light by cloud ice crystals and wavy water surfaces // *Atmos. Ocean. Opt.* 2013. V. 26, N 5. P. 438–443.
43. *Кауль Б.В.* Симметрии матриц обратного рассеяния света в связи с ориентацией несферических аэрозольных частиц // *Оптика атмосф. и океана.* 2000. Т. 13, № 10. С. 895–900.

A.V. Konoshonkin. Simulation of the scanning lidar signals for a cloud of monodisperse quasi-horizontal oriented particles.

The article presents the numerical calculations of the scanning lidar signals for the case of monodisperse cloud of hexagonal ice plates and columns of 100 microns. The calculation was performed within the approximation of single scattering. The calculation results shows that the scanning lidar is an effective tool to restore the effective slope angle (flutter) of the particles in a cloud. It is shown that as compared to traditionally measured lidar characteristics: backscatter coefficient, linear depolarization and lidar ratios, the element m_{44} of the scattering matrix is more informative and requires scanning to a smaller angle, less than 45°.