

Рассеяние света преимущественно ориентированными ледяными кристаллами. I. Гексагональные пластинки

А.В. Бурнашов, Н.В. Кустова*

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

Поступила в редакцию 9.09.2010 г.

Проанализированы энергетические характеристики света, рассеянного на преимущественно ориентированных гексагональных ледяных пластинках. Рассмотрены параметры формы кристалла $F = 0,1; 0,2; 0,3; 0,4$, углы падения θ_0 брались в интервале $0-90^\circ$, максимальное значение угла отклонения от горизонтальной плоскости составляло 5° для нормального и равномерного законов распределения. Таким образом, вне зависимости от значений θ_0 , нормального или равномерного законов распределения при указанных значениях F между паргелическим и субпаргелическим кругами перераспределяется около 87–100% рассеянной энергии. В некоторых диапазонах угла падения достаточно учитывать небольшое число внутренних столкновений падающего излучения с гранями кристалла при условии его рассеяния более 90%, что сокращает на порядок время расчета. Существуют параметры моделирования, при которых для тонких пластинок необходимо учитывать более 6 стандартно принятых внутренних столкновений в связи с появлением многократного полного внутреннего отражения излучения от гексагонов и увеличением их доли в рассеянной энергии.

Ключевые слова: перистые облака, рассеяние света, преимущественная ориентация, гало; cirrus clouds, light scattering, preferable orientation, halo.

Введение

Важной проблемой атмосферной оптики является корректный учет оптических характеристик ледяных кристаллов перистых облаков в различных моделях изменения климата. Достаточно много теоретических работ посвящено характеристикам света, рассеянного на хаотически ориентированных ледяных кристаллах, например [1–6]. Однако ледяные кристаллы при падении за счет аэродинамических сил часто принимают горизонтальную или преимущественную ориентацию [3, 6–14].

В работах [3, 7] авторами в рамках геометрической оптики представлены индикатрисы рассеяния и их свойства на горизонтально ориентированных гексагональных пластинках. Noel с соавт. [6] также исследовали зависимость поведения рассеянного на гексагональном кристалле света, например, от параметра формы, угла падения. Однако представленные данные носят, скорее, иллюстративный характер, и практически невозможно восстановить требуемые численные характеристики матрицы рассеяния. Авторы [8, 9] представили результаты статистической обработки экспериментально измеренных элементов матриц рассеяния посредством дистанционного зондирования кристаллической облачности и выявили наличие азимутальной ориентации частиц в перистых облаках. Но опубликованные данные относятся только

к направлению назад. В [11, 12] авторы также на основе данных по дистанционному зондированию перистых облаков получили, что, во-первых, коэффициент деполяризации равен 0,4; во-вторых, наиболее вероятностное значение максимального угла отклонения частицы от горизонта находится в пределах $1-2^\circ$.

Несмотря на то что эти данные относятся к проблеме рассеяния света на преимущественно ориентированных частицах перистых облаков, поведение элементов матрицы рассеяния, их численные характеристики в зависимости от параметров моделирования никак не описаны. В настоящей статье авторы попытаются устранить этот недостаток.

Нами рассчитаны все 16 элементов матрицы Мюллера в зависимости от параметра формы кристалла, угла падения, вида плотности распределения отклонения частицы от горизонтального положения для гексагональных ледяных пластинок, проведен анализ оставшихся элементов и поведения поляризации рассеянного излучения в зависимости от поляризации падающего. Эти данные являются частью «Full set of Muller matrices of preferably oriented ice crystal particles of cirrus clouds» – банка данных о характеристиках света, рассеянного на преимущественно ориентированных ледяных кристаллах перистых облаков. Открытый доступ к данным осуществляется по адресу: <ftp://ftp.iao.ru/pub/GWDT/> [13].

Вследствие большого объема полученных данных, в настоящей статье мы ограничились представлением результатов только для первого элемента

* Алексей Владимирович Бурнашов (bvaleksey@iao.ru); Наталья Валентиновна Кустова.

матрицы рассеяния. Данная статья является продолжением работы [15], где нами были проанализированы при различных значениях входных параметров энергетические характеристики света, рассеянного на горизонтально ориентированных гексагональных пластинках. Аналогично [15], здесь индикатрисы рассеяния также рассчитывались в приближении геометрической оптики и представляют собой гистограммы с обычным для таких расчетов шагом 1° .

Следует отметить, что аналогов представленных в [13] данных не существует. Подобные исследования проводились [16], но для узкого интервала угла рассеяния света (в направлении назад), и, к сожалению, доступ к этим данным не представляется возможным. В [17] сделана попытка разработать базу данных, но она содержит свойства рассеянного света либо на аэрозольных частицах, либо на хаотически ориентированных частицах перистых облаков. В.А. Ваум с соавт. [18] разработали несколько моделей для интерпретации данных, полученных при дистанционном зондировании, посредством подбора относительных пропорций ледяных кристаллов различных форм. Но эти данные также относятся к случаю хаотической ориентации ледяных кристаллов в пространстве.

1. Основные обозначения

Положение частицы в пространстве характеризуется значениями углов поворота относительно трех ортогональных осей системы координат. Для гексагональных кристаллов назовем ось, проходящую через центры гексагональных граней, главной осью кристалла. Пусть главная ось гексагональной пластинки будет вертикальной, т.е. проходить через зенит. При условии, что происходит равномерное вращение вокруг главной оси кристалла (вокруг зенита соответственно), эту ориентацию обозначим 1D-ориентацией. Такая ориентация относится к случаю горизонтально ориентированной гексагональной пластинки [15]. В качестве 3D-ориентации примем ориентацию, когда гексагональная пластинка осциллирует около горизонтальной плоскости и равномерно вращается вокруг своей оси и вокруг зенита. Эта пластинка называется преимущественно ориентированной. Малые осцилляции около горизонта назовем флаттером. Максимальное значение угла отклонения частицы от горизонта обозначим T_i ($T_i = i^\circ$), индекс i будет принимать целые значения от нуля до заранее определенного максимального значения угла отклонения частицы от горизонта.

Так как для малых осцилляций около горизонтальной плоскости мы вправе задать любую плотность вероятности ориентаций в заданном интервале, то для простоты изложения полученных результатов обозначим 3D χ -ориентацией преимущественную ориентацию гексагональной ледяной пластинки, где индекс χ будет обозначать вид функции плотности вероятности распределения в заданном интервале. Также для более понятного изложения результатов введем обозначение Σ — количество внутренних

столкновений с гранями кристалла для рассеянного пучка с заданной траекторией.

Независимо от максимального значения угла отклонения частицы от горизонта флаттер характеризуется своей плотностью вероятности в рассматриваемом интервале, реальный вид которых до сих пор неизвестен. Например, в [8–10, 14, 16] говорится о существовании зенитной и азимутальной плотностей вероятностей ориентаций кристалла в пространстве на основе распределения Мизеса [19]. В [6, 11] авторы берут нормальное распределение как наиболее правдоподобное. В настоящей статье также будем рассматривать равномерное и нормальное распределения по флаттеру. Предположим, что вероятность принятия частицей горизонтального положения максимальна. Тогда, в случае нормального распределения, математическое ожидание будет равно нулю. Кроме того, для нормировки на единицу функции плотности вероятности случайной величины в интервале от нуля до T_i обнулیم значения, большие T_i .

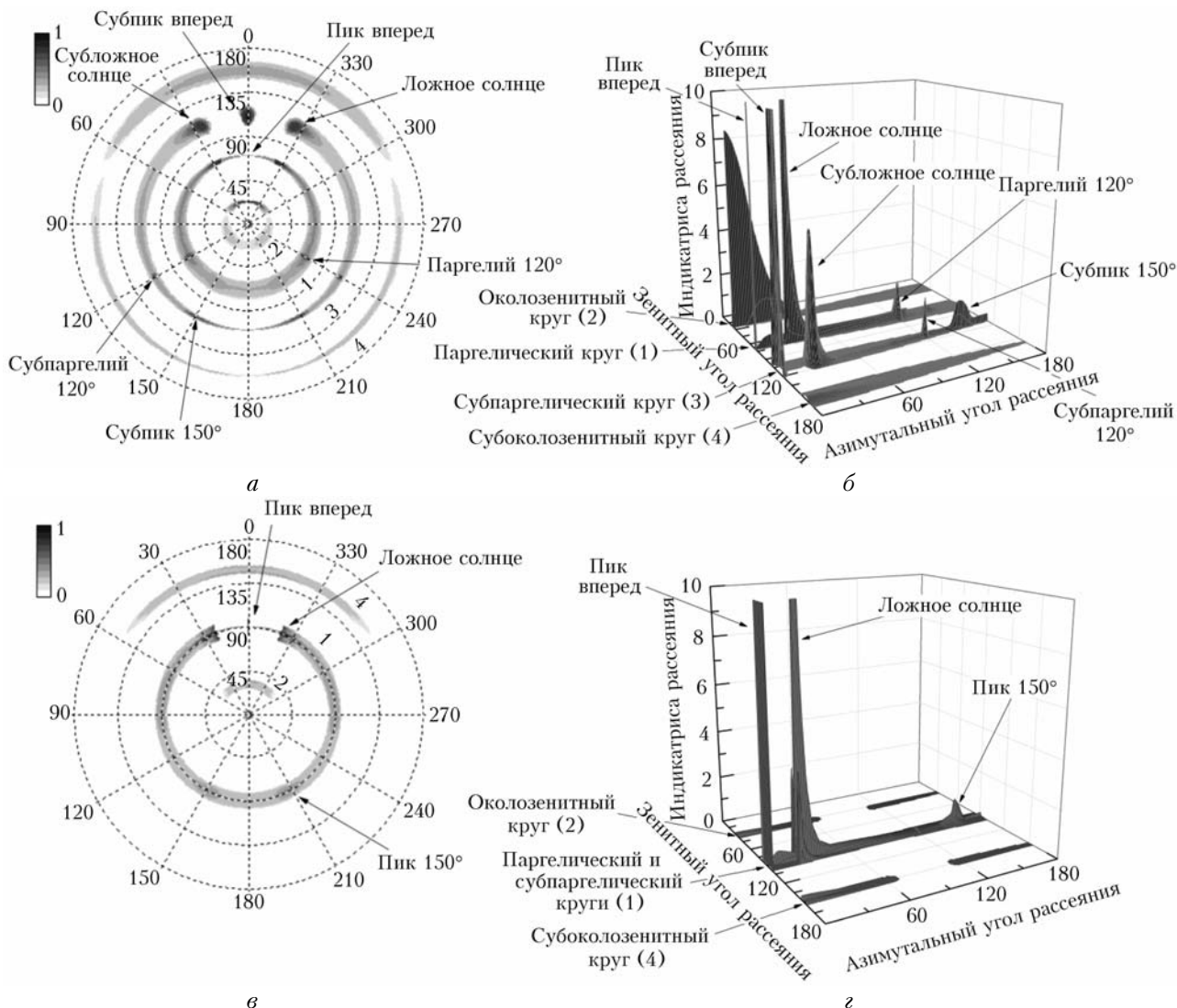
2. Зенитное и азимутальное распределения рассеянной энергии в зависимости от параметров моделирования

Достоверно неизвестно максимальное значение угла отклонения частицы от горизонтального положения. Так, например, в статьях [20–22] данный параметр равнялся $0,5; 2,5$ и $0,3^\circ$ соответственно. В [11, 12] авторы на основе проведенных измерений сделали вывод, что он равен 5° . В нашей работе максимальное значение угла отклонения от горизонтального положения гексагональной ледяной пластинки примем также равным 5° . В случае нормального распределения для каждого i зададим свое значение дисперсии (σ_i).

	$T_i = i^\circ$				
i	1	2	3	4	5
σ_i^2	2	2	5	2	3

В соответствии с введенными ранее обозначениями [15] рассмотрим четыре параметра формы $F = L/2a$ (0,1; 0,2; 0,3; 0,4) в интервале углов падения θ_0 ($0-90^\circ$) с шагом 10° . Детально остановимся на Q_1 и Q_3 , так как эти два круга (паргелический и субпаргелический) вне зависимости от угла падения перераспределяют между собой большую часть рассеянной энергии. В качестве примера на рисунке представлены результаты моделирования рассеяния света на преимущественно ориентированной гексагональной ледяной пластинке с указанными параметрами.

Как и в случае рассеяния света на горизонтально ориентированной гексагональной пластинке, интерес представляют паргелический (Q_1) и субпаргелический (Q_3) круги с четко выделяющимися областями пиков. Также было установлено, что с погрешностью не более $0,5\%$ при определенном угле падения света



Результаты моделирования рассеяния света на преимущественно ориентированной гексагональной пластинке при следующих параметрах: *a, б* – $F = 0,3$; $\theta_0 = 70^\circ$ и 3Dg 5 – нормальном законе распределения при максимальном значении флаттера ($T_5 = 5^\circ$); *в, г* – при $F = 0,1$; $\theta_0 = 90^\circ$ и 3Dc 4 – равномерном законе распределения; *б* и *г* приведены для азимутального интервала (0–180°) из-за симметрии картины рассеяния относительно направления падения

на частицу суммарные энергии рассеянного излучения одинаковы вне зависимости от вида функции распределения по флаттеру. В табл. 1 представлено распределение рассеянной энергии среди Q_1 и Q_3 для $F = 0,3$ при описанных параметрах.

Таким образом, вне зависимости от значения θ_0 , 3Dg или 3Dc при данном значении F между Q_1

и Q_3 перераспределяется 87–100% рассеянного излучения. Небольшая разница между соответствующими значениями образуется вследствие различных функций распределения по флаттеру.

Следует отметить, что в расчетах элементов матрицы рассеяния света на горизонтально ориентированных гексагональных ледяных частицах [6, 7, 15, 23]

Таблица 1

Q_1 и Q_3 для $F = 0,3$ при различных углах падения для нормального 3Dg и равномерного 3Dc законов распределений по флаттеру $T_1 = 1^\circ$ и $T_4 = 4^\circ$ соответственно

$Q_i, \%$	3D χ	$\theta_0, \text{град}$									
		0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
Q_1	3Dg1	96,6	96,7	96,1	91	86	77,6	57,2	45,1	54,5	47,3
	3Dc4	96,6	96,8	96	88,2	85,9	77,5	57,3	45,2	54,9	46,8
Q_3	3Dg1	3,4	3,3	3,5	6,1	6,5	16,4	33,9	42,9	34,6	47,3
	3Dc4	3,4	3,2	3,6	5,1	6,7	16,5	33,8	42,8	34,3	46,8

Таблица 2

Отношение рассеянной энергии к падающей (%) при нижнем пороге 94% для разных θ_0 , F и при 3Dg3. В скобках указано необходимое количество внутренних столкновений для учитываемых траекторий

F	θ_0 , град									
	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
0,1	100	100	100	98,7	97,1(8 [*])	96,7(6)	96,8(5)	96,4(4)	94,9	95,2
0,2	100	100	99,8	97,2	94,6(5)	95,3(4)	95,7(3)	95,6	94,9	94,2
0,3	100	100	99,6	95,8	98,8(5)	94,0(3)	94,7(3)	95,1	94,9	94,5
0,4	99,9	99,9	99,4	98,2(3)	97,7(5)	95,8(4)	94,5(3)	94,9	94,9	94,6
Σ критерий	2–3				3–6			3		

Примечание. При $F = 0,1$ необходимо было рассмотреть 8 внутренних столкновений, так как стали значимы типы траекторий с многократным полным внутренним отражением от шестигранников (для 6 внутренних столкновений рассеялось 91,5% падающего излучения). Появившиеся типы траекторий дают дополнительный существенный вклад в пик вперед, в паргелическом и субпаргелическом кругах.

надо было учитывать 6 внутренних столкновений с гранями кристалла, чтобы рассеянная энергия по отношению к падающей была больше 90%. В случае преимущественной ориентации гексагональной ледяной пластинки в большинстве случаев достаточно было трех внутренних столкновений. Учитывались типы траекторий, энергия которых больше 0,1% падающего излучения или с указанным числом внутренних столкновений. Данный критерий является оптимальным, так как с увеличением числа внутренних столкновений траекторий становится больше, а энергия в них незначительна. Табл. 2 показывает количество внутренних столкновений, необходимых для достижения минимального значения в 94% рассеянного излучения по отношению к падающему при данных θ_0 и F независимо от вида функции распределения по флаттеру.

Таким образом, чтобы рассеянная на преимущественно ориентированной гексагональной пластинке энергия составляла не менее 94% от падающего излучения, необходимо и достаточно учитывать

а) 2–3 внутренних столкновения для любого пересечения множеств $F = 0,1–0,4$ и $\theta_0 = 0–30^\circ$;

б) 3–4 внутренних столкновения для любого пересечения множеств $F = 0,1–0,4$ и $\theta_0 = 60–90^\circ$;

в) до 6 внутренних столкновений в зависимости от F для любого θ_0 из интервала $30–60^\circ$. Для очень тонких пластинок необходимо учитывать 8 и более внутренних столкновений вследствие появления типов траекторий с многократными полными внутренними отражениями от шестигранников.

Адекватность последнего вывода обосновывается разбиением значений θ_0 на три интервала $0–32^\circ$; $32–58^\circ$; $58–90^\circ$ [3]. Если угол падения находится в пределах крайних интервалов, то на сфере рассеяния мы видим четыре области рассеяния падающего света, локализованные по кругам, т.е. только два круга – паргелический и субпаргелический. Поэтому энергия ранее присутствовавших кругов перераспределяется между оставшимися. Следовательно, происходит увеличение количества необходимых для учета траекторий и их энергий.

Таким образом, для типов траекторий с большим числом внутренних столкновений не учитывается менее 5% энергии от соответствующего значения Σ .

Для сравнения приведена табл. 3, где показано затраченное время при расчете рассеяния света на преимущественно ориентированной гексагональной пластинке в зависимости от параметров моделирования. Расчет для одного набора входных данных проводился на сервере с четырьмя 2-ядерными процессорами Intel Xeon E5220, 2.27 Ghz.

Таблица 3

Соотношение расчетного времени, количества рассеянной энергии, Σ и θ_0 для $F = 0,1$ и $0,4$

F	0,1		0,4	
θ_0 , град	40	70	40	70
$\Sigma = 6\%$	91,8	98,2	95,5	98,6
Время, ч	13	42	22	51
$\Sigma = 8\%$	97	24	98,7	98,9
Время, ч	98,7	57,2	36,2	119

Как было показано ранее, для определенного F и θ_0 и любого вида функции распределения по флаттеру поведение Q_1 и Q_3 однообразно. Однако ситуация иная, если будет варьироваться параметр формы кристалла, как это показано в табл. 4.

Такое неоднозначное поведение Q_1 и Q_3 объясняется появлением полных внутренних отражений от плоскопараллельных граней гексагональной ледяной пластинки. Действительно, более плавное изменение значений суммарной энергии в паргелическом и субпаргелическом кругах для тонких пластинок является следствием появления траекторий с полными внутренними отражениями от гексагональных граней, количество которых кратно 2. В то же время для толстых пластинок с увеличением угла падения дополнительные полные внутренние отражения либо появляются (но за счет геометрии кристалла энергия в таких траекториях несопоставимо мала), либо не появляются вообще.

В общем случае траектории группировались в типы (т.е. без учета последовательности взаимодействия

Таблица 4

Соотношение суммарных энергий в Q_1 и Q_3 в зависимости от θ_0 и F
на примере распределения 3Dc4

F	$Q_i, \%$	$\theta_0, \text{град}$									
		0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
0,1	Q_1	96,7	96,7	96,5	93,4	90,4	84,3	80,0	69,1	35,4	93,6
	Q_3	3,5	3,5	3,6	4,3	6,7	12,0	15,6	23,5	55,7	0
0,2	Q_1	96,7	96,7	96,3	90,7	82,3	83,0	77,2	47,0	43,8	93,1
	Q_3	3,5	3,4	3,6	4,7	12,3	12,3	15,8	42,7	45,9	0
0,3	Q_1	96,8	96,8	96,0	88,2	85,9	77,5	57,3	45,2	54,9	93,5
	Q_3	3,5	3,3	3,6	5,1	8,7	12,0	33,8	42,8	34,3	0
0,4	Q_1	96,7	96,7	95,8	89,3	79,3	66,5	52,0	50,3	61,9	93,8
	Q_3	3,4	3,2	3,5	5,7	15,7	16,7	39,6	36,1	27,1	0

Таблица 5

Весовые коэффициенты c_{ij} в паргелическом и субпаргелическом кругах
для гексагональных ледяных пластинок для различных значений F при угле падения
 $\theta_0 = 60^\circ$, 3Dg1 и 3Dc4 распределений по флаттеру

F	$3D\chi$	0,1		0,2		0,3		0,4	
		3Dg1	3Dc4	3Dg1	3Dc4	3Dg1	3Dc4	3Dg1	3Dc4
c_{11} (пик вперед)		84,1	84,0	70,8	70,7	62,3	62,2	47,6	47,7
c_{12} (ложное солнце)		4,6	4,6	10,1	10,1	4,6	4,6	9,8	9,7
c_{13} (паргелий 120°)		0,2	0,2	0,7	0,7	1,8	1,8	3,1	3,0
c_{31} (субпик вперед)		62,0	63,0	47,2	47,3	47,5	47,8	49,4	49,4
c_{32} (субложное солнце)		32,8	31,7	44,0	43,8	47,7	47,4	42,2	42,2

падающего света с гранями кристалла). Если рассматриваемые типы траекторий относились к одному из описанных ранее пиков с учетом преимущественной ориентации гексагональной пластинки, то они, соответственно, суммировались. В противном случае «записывались» в остаток (т.е. сюда входят и траектории, дающие вклад в Q_2 и Q_4). При этом 70–100% рассеянной энергии приходится на 4 пика: пик вперед и ложное солнце в паргелическом и субпаргелическом кругах. Это объясняется тем, что пик вперед образуется за счет прохождения света через плоскопараллельные грани. Они являются доминирующими при любом θ_0 и T_i . В случае ложного солнца траектории преодолевают двугранный угол в 60° , что также является значимым. Что касается паргелия 120° , то энергия в нем составляет порядка 1,7%. В табл. 5 приведены данные о распределении рассеянной энергии по весовым коэффициентам c_{ij} с указанными параметрами. Коэффициенты c_{ij} имеют физический смысл весовых коэффициентов, определяющих долю рассеянной энергии в окрестностях данного i -го круга, приходящуюся на j -й член индикатрисы рассеяния [15].

Заключение

В статье представлены энергетические характеристики света, рассеянного на преимущественно ориентированных гексагональных пластинках. Результаты приведены на основе следующих параметров моделирования. Во-первых, угол падения света на частицу брался на всем интервале $0-90^\circ$ с шагом 10° . Во-вторых, рассматривались различные значения угла максимального отклонения частицы от ее гори-

зонтального положения ($T_i = i^\circ, i = 1-5$). В-третьих, моделировались нормальное и равномерное распределения флаттера в интервале от нуля до рассматриваемой границы T_i .

На основе описанных параметров моделирования были сделаны следующие выводы.

Вне зависимости от значения θ_0 , F , 3Dg или 3Dc между Q_1 и Q_3 перераспределяется 87–100% рассеянной энергии.

Около 70–100% рассеянной энергии приходится только на 4 пика: пик вперед и ложное солнце в паргелическом и субпаргелическом кругах.

Чтобы рассеянная на преимущественно ориентированной гексагональной пластинке энергия составляла не менее 94% от падающего излучения, достаточно учитывать не более 4 внутренних столкновений с гранями кристалла для любых значений $F = 0,1-0,4$ и $\theta_0 = (0-30, 60-90^\circ)$. Если же $\theta_0 = 30-60^\circ$, то необходимо учитывать до 6 столкновений в зависимости от F . Для очень тонких пластинок необходимо учитывать 8 и более внутренних столкновений вследствие появления типов траекторий с многократными полными внутренними отражениями от шестигранников.

Данные, по которым проводились исследования, являются частью банка данных о характеристиках света, рассеянного на преимущественно ориентированных ледяных кристаллах перистых облаков. Использование этих данных, например, при моделировании многократного рассеяния, позволит дать ответ, каким образом происходит изменения энергетических характеристик рассеянного света. Кроме того, наличие беспрепятственного доступа к данным обо всех 16 элементах матрицы рассеяния в зависимости от

начальных параметров ([ftp://ftp.iao.ru/pub/GWDT/\[13\]](ftp://ftp.iao.ru/pub/GWDT/[13])) и ее постоянное расширение позволят варьировать концентрациями ледяных кристаллов (и матрицами Мюллера соответственно) при составлении и расчете различных моделей перистого облака.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 09-05-00051-а).

1. Ромашов Д.Н. Рассеяние света гексагональными ледяными кристаллами // Оптика атмосфер. и океана. 2001. Т. 14, № 2. С. 116–124.
2. Liou K.N., Takano Y., Yang P. Light scattering and radiative transfer in ice crystal clouds: Applications to climate research // M.I. Mishchenko, J.W. Hovenier, L.D. Travis, editors. Light scattering by nonspherical particles: Theory, measurements, and applications. San Diego: Acad. Press, 2000. P. 417–449.
3. Takano Y., Liou K.N. Solar radiative transfer in cirrus clouds. Part 1: Single scattering and optical properties of hexagonal ice crystals // J. Atmos. Sci. 1989. V. 46, N 1. P. 3–19.
4. Muinonen K., Lumme K., Peltoniemi J., Irwine W.M. Light scattering by randomly oriented crystals // Appl. Opt. 1989. V. 28, N 15. P. 3051–3060.
5. Borovoi A.G., Grishin I.A. Scattering matrices for large ice crystal particles // J. Opt. Soc. Amer. A. 2003. V. 20, N 11. P. 2071–2080.
6. Noel V., Ledanois G., Chepfer H., Flamant P.H. Computation of a single-scattering matrix for nonspherical particles randomly or horizontally oriented in space // Appl. Opt. 2001. V. 4, N 24. P. 4365–4375.
7. Бурнашов А.В., Боровой А.Г. Рассеяние света горизонтально ориентированными столбиками // Оптика атмосфер. и океана. 2008. Т. 21, № 11. С. 922–930.
8. Кауль Б.В., Самохвалов И.В. Трансформация матриц обратного рассеяния света кристаллических облаков при изменении зенитного угла зондирования // Оптика атмосфер. и океана. 2010. Т. 23, № 5. С. 405–411.
9. Kaul B.V., Samokhvalov I.V., Volkov S.N. Investigating particle orientation in cirrus clouds by measuring back scattering phase matrix with lidar // Appl. Opt. 2004. V. 43, N 36. P. 6620–6628.
10. Галилейский В.П., Кауль Б.В., Матвиенко Г.Г., Морозов А.М. Угловая структура интенсивности света вблизи углов зеркального отражения от граней кристаллических частиц льда // Оптика атмосфер. и океана. 2009. Т. 22, № 7. С. 643–649.
11. Noel V., Sassen K. Study of ice crystals orientation in ice clouds based on polarized observations from the fars scanning lidar // 22th Int. Laser Radar Conference (ILRC 2004). ESA: Matera, Italy, 2004. P. 309–312.
12. Noel V., Chepfer H. Study of ice crystals orientation in cirrus clouds based on satellite polarized radiance measurements // J. Amer. Meteorol. Soc. 2004. V. 61, N 16. P. 2073–2081.
13. <ftp://ftp.iao.ru/pub/GWDT/>
14. Матвиенко Г.Г., Банах В.А., Бобровников С.М., Бураков В.Д., Веретенников В.В., Кауль Б.В., Креков Г.М., Маричев В.Н. Развитие технологий лазерного зондирования атмосферы // Оптика атмосфер. и океана. 2009. Т. 22, № 10. С. 915–930.
15. Бурнашов А.В., Боровой А.Г. Рассеяние света горизонтально ориентированными ледяными пластинками. I. Интенсивность рассеянного света // Оптика атмосфер. и океана. 2007. Т. 20, № 7. С. 583–592.
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. <http://www.lrz.de/~uh234an/www/mitarb/mhess.html>
18. <http://www.ssec.wisc.edu/~baum/projects.html>
19. Мардиа К. Статистический анализ угловых наблюдений. М.: Наука, 1978. 239 с.
20. Platt C.M.R., Abshire N.L., McNice G.T. Some microphysical properties of an ice cloud from lidar observation // J. Appl. Meteorol. 1978. V. 17, N 8. P. 1220–1224.
21. Sassen K. Remote sensing of planar ice crystals fall altitude // J. Meteorol. Soc. Japan. 1980. V. 58, N 5. P. 422–433.
22. Thomas L., Kartwright J.C., Wareing D.P. Lidar observations of the horizontal orientation of ice crystals in cirrus clouds // Tellus. B. 1990. V. 42, N 2. P. 211–216.
23. Бурнашов А.В., Боровой А.Г. Рассеяние света горизонтально ориентированными ледяными пластинками. II. Матрица рассеяния // Оптика атмосфер. и океана. 2007. Т. 20, № 11. С. 966–972.

A. V. Burnashov, N. V. Kustova. Light scattering by preferably oriented ice crystals. I. Hexagonal plates.

Energy characteristics for different parameters of modeling of preferably oriented hexagonal ice plates are studied. The following parameters: aspect ratios $F = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$, incident angle $\theta_0 = 0-90$, the maximum deviation of the particle from the horizontal plane has been taken 5° for normal and uniform distribution. Tables of distributions of scattered energy among halos, depending on incident angles, aspect ratios and forms of flutter are presented. It is shown that 87–100% of the scattered energy is distributed among parhelic and subparhelic circles. Also, there is no necessity to take into account a big number of internal reflections in most cases. There is exception for thin plates, where big number of internal reflections must be considered, because of frequent total internal reflections from hexagons of the particle.