

О.В. Шефер

## Оценка характеристик отраженного излучения применительно к моностатическому и бистатическому лазерному зондированию кристаллических облаков, содержащих ориентированные частицы

*Томский государственный университет  
Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск*

Поступила в редакцию 4.06.2003 г.

Дается сравнительная оценка высокоинтенсивного излучения, отраженного от различных по форме облачных кристаллов. Для исследования кристаллических облаков, содержащих ориентированные частицы, в качестве модели выбрана система ледяных пластинок. Полученные в рамках метода физической оптики соотношения для коэффициентов рассеяния позволяют провести исследования углового распределения интенсивности рассеянного излучения наряду с его поляризационными свойствами. Отмечаются преимущества бистатического лазерного зондирования перед моностатическим. Показано, что по характеру изменения абсолютных и относительных значений коэффициента рассеяния, полученных при малоугловом сканировании источником, можно определить параметры спектра размеров пластинок и их флаттер в неоднородных по составу атмосферных образованиях, а по данным поляризационных характеристик можно оценить показатель преломления и ориентацию частиц в пространстве.

### Предмет исследования

#### **Физические свойства кристаллических облаков**

Кристаллические облака простираются над большей частью поверхности Земли. Их состав представлен огромным разнообразием форм и размеров частиц. Одна из наиболее полных классификаций по формам кристаллов насчитывает 80 видов [1]. Согласно условиям кристаллографического роста (т.е. при определенных значениях давления, температуры, электрического поля и т.д.) в облаке преобладает тот или иной вид частиц [1–3]. Так, в области температур около  $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$  с малой величиной водности (как правило, меньше  $0,05\text{ г}\cdot\text{м}^{-3}$ ) облака в большей мере состоят из частиц пластинчатой формы. В частности, как отмечается в работе [4], кристаллические облака, располагающиеся над горами, на 80% состоят из ледяных пластинок. Практически во всех смешанных и кристаллических облаках наблюдаются частицы протяженных форм: гексагональные столбики, иголки, пластинки.

Оптические свойства атмосферных кристаллов таковы, что среднестатистические значения показателя преломления ( $\tilde{n} = n + i\chi$ ) показывают, что они подобны чистому льду. Однако поток воздуха влечет за собой аэрозоль, который оседает на крупных частицах. При этом характер загрязнения ледяных кристаллов зависит от их формы и размеров [5]. В частности, установлено, что в видимой области спектра значение реальной части показателя пре-

ломления  $n$  может меняться от 1,35 до 1,75, а мнимая часть  $\chi$  зависит от содержания сажевых частиц (для фонового аэрозоля  $\chi = 0 \div 0,05$ , для индустриального  $\chi \approx 0,1$ ).

Характер движения частиц в спокойной атмосфере обусловлен аэродинамическими и гравитационными силами. Очевидно, что кристаллы ориентируются максимальной площадью по направлению движения так, чтобы сопротивление воздуха было наибольшим. Среди частиц протяженных форм наиболее устойчивое положение в пространстве свойственно пластинкам. Они подвержены наименьшим колебаниям относительно преимущественной плоскости ориентации.

Поведение частиц в атмосфере зависит от характера движения воздушных масс. Переориентация каждой частицы будет определяться разностью векторов скорости ее падения и скоростью движения ветра. Вихри большого масштаба не влечут за собой хаотическую ориентацию ансамбля кристаллов, но они ответственны за перенос макроскопического объема облака. Вихри малого масштаба, как правило, не могут изменить характер движения преимущественно ориентированной совокупности частиц, поскольку скорость такого потока меньше скорости падения кристаллов [6].

Все силовые поля влияют на закономерности циркуляции воздушных масс. Глубинные неоднородности Земли, разломы геологических структур, флуктуации в магнитосфере, электрическое поле — все это воздействует на формирование структуры атмосферы [7]. Как правило, наличие силового поля

способствует устойчивому положению частиц в пространстве. Так, например, влияние электрического поля приводит к строгой ориентации частиц. Однако степень его воздействия на весь ансамбль кристаллов в значительной мере зависит от их формы и исходной ориентации [6–9].

В настоящее время во всем мире уделяется большое внимание изучению кристаллических облаков. Особый интерес у исследователей вызывают наблюдаемые в атмосфере оптические явления, обусловленные взаимодействием оптического излучения с кристаллами льда [2, 3]. Из-за дифракции света на мелких хаотически ориентированных кристаллах можно наблюдать в атмосфере цветные круги, называемые короной [10]. В зависимости от положения Солнца рефракция света на кристаллах гексагональной структуры приводит к образованию гало. Солнечные столбы являются результатом отражения солнечного света от ориентированных частиц протяженных форм. Несмотря на то, что физическая природа этих оптических явлений известна давно, особенности каждого из них предстоит еще изучать.

Для исследования кристаллических облаков широко используются лидарные методы зондирования. Как правило, при взаимодействии оптического линейно поляризованного излучения с несферическими частицами в отраженном сигнале появляется кросс-поляризованная компонента. Это объясняется тем, что характер поляризации падающего излучения может меняться из-за вариаций микрофизических, оптических и ориентационных свойств рассеивателей. В этой связи поляризационные лидары наряду с неполяризованными позволяют получить более информативные данные. Большие потенциальные возможности в изучении перистых облаков могут быть реализованы при дистанционном зондировании с помощью бистатического поляризационного лидара. Исследователи отмечают перспективность этого метода перед традиционным моностатическим [11].

### ***Некоторые особенности вычислительных методов для задач рассеяния на многогранниках***

К настоящему времени построены численные модели частиц как с хаотической, так и с преимущественной ориентацией. В работах [12, 13] дан анализ существующих методов для решения широкого круга задач рассеяния. В силу трудностей численного моделирования процесса рассеяния, особенно на ориентированных кристаллах, применяются различные математические приемы, в результате которых сужается область применения моделей. В настоящей работе для определения рассеяния на крупных полупрозрачных частицах рассмотрим лишь особенности основного метода, к которому относится приближение геометрической оптики. Этот метод позволяет проследить траекторию любого луча с учетом многократных его отражений внутри частицы.

Ледяные частицы в силу своего кристаллографического строения являются ярко выраженными многогранниками. Пусть электромагнитное поле падает на кристалл. После взаимодействия с ним поле представляет собой дискретный набор пучков параллельных лучей. То или иное направление каждого пучка обусловлено делением поля на ребрах и вершинах кристалла. Подобная структура рассеянного поля в ближней зоне исключает возможность дальнейшего использования метода геометрической оптики. Это объясняется тем, что с позиций указанного метода практически вся область вокруг рассеивателя, за исключением нескольких направлений, является областью геометрической тени.

Для определения рассеянного поля хаотически ориентированными частицами ситуация становится иной. Векторы направлений дифракционных лучей, выходящих из кристаллов, будут непрерывно заполнять область полного телесного угла. В этом случае можно считать, что для рефракционных лучей не существует «запрещенных» областей. Следовательно, характеристики рассеяния для кристалла с хаотической ориентацией могут быть получены с помощью метода геометрической оптики.

После взаимодействия с многогранником фронт волны является плоским. Для определения поля в дальней зоне используют «дифракционный эффект» [1]. Численно это выражается в применении  $\delta$ -функции с ограничением ее на бесконечности. В этом случае при расчете характеристик светорассеяния не учитывают размеры пучков, а проводят необходимое интегрирование по геометрической тени. Существует и другой подход. В рамках метода физической оптики при пересчете полей из ближней зоны в дальнюю используют интеграл Фраунгофера [12]. Рассеянное поле каждого пучка имеет  $\delta$ -образную форму, как и дифракционное поле для крупной частицы. Полная диаграмма рассеяния сильно изрезана и характеризуется острыми максимумами различной величины в направлениях вышедших пучков.

Следует отметить, что при расчете интеграла Фраунгофера учет только первого максимума [14] не позволяет рассчитать рассеянное поле пучка вне этой зоны. А это особенно важно при определении рассеяния крупных пучков в направлениях, отличных от направления распространения (например, в случае, исключаящем зеркальное отражение от оснований пластинок).

Следует отметить, что для упрощения решения задачи рассеяния рассматривают непоглощающую частицу, хотя облачные кристаллы являются полупрозрачными. Неучет мнимой части в показателе преломления не может показать реальной картины [14]. Это тем более справедливо для частиц, где луч (или пучок) проходит большой путь, многократно отражаясь от граней кристалла.

Представленные ниже результаты численного исследования процесса рассеяния электромагнитного поля на ориентированных кристаллах были получены в рамках гибридного метода, включающего методы геометрической и физической оптики.

Первый из них позволяет определить рассеянное поле в ближней зоне с учетом волновой природы падающего излучения как совокупность расходящихся пучков параллельных лучей, вышедших из кристалла, второй используется для пересчета поля из ближней в дальнюю зону. Этот вычислительный метод является наиболее эффективным для описания рассеяния поляризованного оптического излучения крупным ориентированным кристаллом в векторной форме [15]. В нем с помощью системы алгоритмов реализуется информация о многогранной форме полупрозрачного кристалла и определяется тонкая структура трансформированного поля анизотропным рассеивателем.

### Оценка высокоинтенсивного излучения, отраженного от облачных кристаллов

Известно, что при отрицательной температуре атмосферное образование состоит из различных по форме и размерам ледяных кристаллов, не исключая жидкокапельную фазу. Разделим все частицы по особенностям рассеяния на три группы. К первой группе отнесем частицы объемной формы. Они, как правило, хаотически ориентированы в пространстве. Сюда же можно отнести мелкие пластинки и столбики, не имеющие какого-либо определенного положения в пространстве. Ко второй и третьей группам отнесем преимущественно ориентированные кристаллы пластинчатой и столбчатой форм. Очевидно, что объемные кристаллы изотропно рассеивают излучение. Увеличение радиуса кривизны отражающей поверхности обуславливает некоторую направленность отражения. При тестировании ледяных облаков исследователи наблюдали яркие потоки света, отраженные от кристаллов. При анализе данных лазерного зондирования следует учитывать вклад в интенсивность эхосигнала каждого вида кристаллов. В научной литературе представлен обширный материал, иллюстрирующий результаты зондирования атмосферных образований, содержащих ориентированные кристаллы [1, 13]. При экспериментальном исследовании кристаллических облаков исследователи оценили зависимость значений коэффициента обратного рассеяния от соотношений содержания изотропно рассеивающих частиц и ориентированных кристаллов протяженных форм с учетом их флаттера. Показано, что даже небольшое количество ориентированных кристаллов (составляющее несколько процентов) приводит к резкому (на порядки) увеличению амплитуды эхосигнала [16, 17].

Рассмотрим характер рассеяния для гексагонального столбика [15]. Для этого определим безразмерную величину  $g_1 = \sigma_{sc}^1 / s$ , где  $\sigma_{sc}^1$  — сечение рассеяния, пропорциональное интенсивности рассеянного поля,  $s$  — площадь геометрической тени во фронте волны после взаимодействия излучения с частицей. Пусть на прямую правильную призму,

основанием которой является шестиугольник, падает волна с круговой поляризацией, плоскость падения которой перпендикулярна одновременно основанию и одной из боковых граней. Угол между направлением распространения волны и боковой гранью составляет  $30^\circ$ . На рис. 1 представлена диаграмма рассеяния, учитывающая до трех кратностей отражения рефракционных пучков в кристалле.

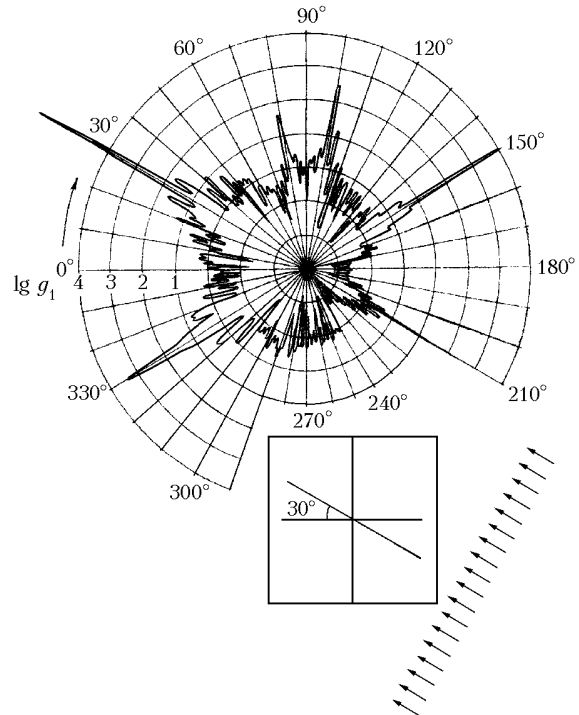


Рис. 1. Диаграмма рассеяния волны в плоскости ее падения с учетом до трехкратного прохождения рефракционных пучков через толщу гексагонального кристалла. Плоскость падения волны перпендикулярна боковой грани и основанию кристалла

Входными расчетными параметрами являются следующие величины: длина волны  $\lambda = 0,55$  мкм, размер ребра основания призмы  $a = 60$  мкм, длина бокового ребра  $l = 300$  мкм, комплексный показатель преломления кристалла  $\tilde{n} = 1,31 + i10^{-4}$ . Из рис. 1 видно, что максимумы имеют  $\delta$ -образный вид, но амплитуды их все же конечны. Каждый из максимумов диаграммы обусловлен тем или иным сечением пучка, вышедшего из кристалла либо после взаимодействий излучения с поверхностью кристалла, либо после двух-трех отражений. Пучки образуются при делении поля на ребрах и вершинах гексагонального кристалла. Заметим, что область диаграммы от  $90$  и  $270^\circ$  иллюстрирует рассеяние в задней полусфере, а лепесток диаграммы в направлении  $210^\circ$  — интенсивность обратного рассеяния (в противоположном относительно распространения падающей волны направлении).

На рис. 2 представлена диаграмма рассеяния в плоскости, параллельной основанию кристалла, в случае нормального падения волны на боковую грань.

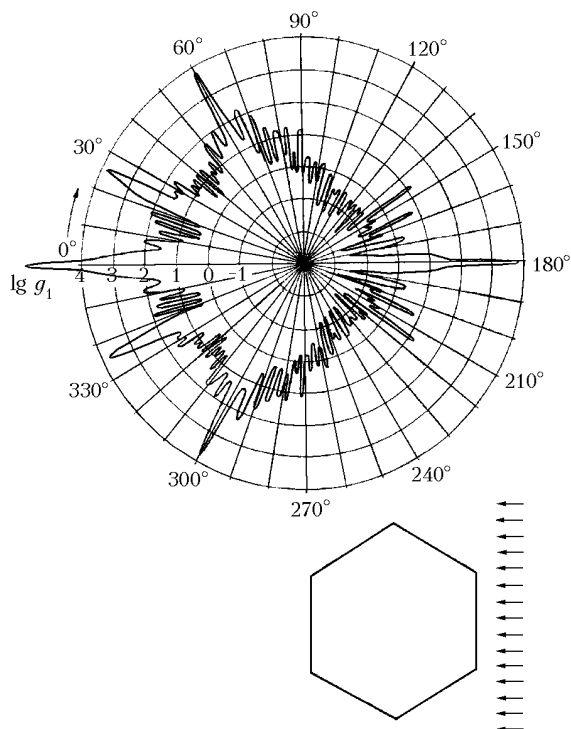


Рис. 2. Диаграмма рассеяния волны при нормальном ее падении на боковую грань с учетом до трехкратного прохождения рефракционных пучков через толщу гексагонального кристалла.  $\lambda = 0,55$  мкм,  $\bar{n} = 1,31 + i10^{-4}$ ,  $a = 60$  мкм,  $l = 300$  мкм

Подавляющая часть электромагнитной энергии рассеивается многогранником в направлении выхода из него рефракционных лучей. Чем больше осей пучков в той или иной плоскости рассеяния, тем больше энергии рассеивается в этой плоскости и тем больше площадь диаграммы рассеяния. Дифракционное поле совместно с рассеянным полем пучков, вышедших после многократных отражений, определяет максимальный лепесток в направлении угла, равного  $0^\circ$ . Остальные максимумы диаграммы рассеяния дают рефракционные пучки, которые выйдут из кристалла после одного или нескольких прохождений через него.

Итак, мы рассмотрели примеры диаграмм рассеяния при возможных крайних положениях грани по отношению к падающему излучению для случая горизонтально ориентированного в пространстве гексагонального столбика. Прямоугольные грани кристалла могут быть расположены произвольно по отношению к направлению падения. При расчете характеристик отражения для ансамбля столбиков следует усреднить по ориентациям соответствующие величины, характерные для отдельного столбика. Очевидно, что при этом особенности рассеяния сгладятся. В случае отражения от оснований пластинок следует ожидать больший по амплитуде эхосигнал.

Проведем сравнительный анализ отношений сечений рассеяния для трех выделенных групп частиц, а именно: кристаллов объемных форм, столбиков и пластинок. Для определения отражения изотропно рассеивающих частиц используем решение

Ми, а для столбиков и пластинок воспользуемся моделями, рассчитанными в рамках физической оптики [15, 18].

На рис. 3 представлены значения отношений сечений обратного рассеяния  $\sigma_{\pi}^{pl}/\sigma_{\pi}^{cl}$  (кривые 1, 3) и  $\sigma_{\pi}^{pl}/\sigma_{\pi}^{sp}$  (кривые 2, 4). Сечения обратного рассеяния  $\sigma_{\pi}^{pl}$  и  $\sigma_{\pi}^{cl}$  получены при нормальном падении излучения соответственно на основание пластинки и на наибольшую ось симметрии прямоугольной призмы.

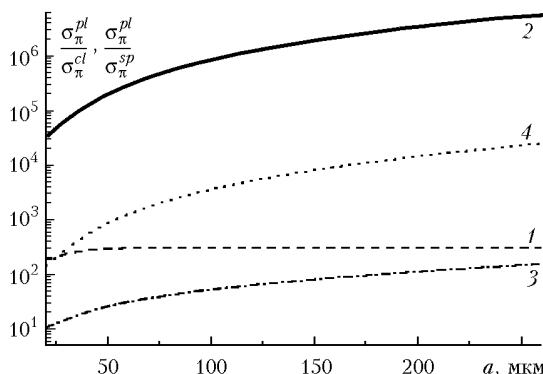


Рис. 3. Зависимости отношений сечений рассеяния от размеров частиц,  $\bar{n} = 1,31 + i \cdot 10^{-3}$ ; 1 —  $\sigma_{\pi}^{pl}/\sigma_{\pi}^{cl}$ ,  $\lambda = 0,694$  мкм; 2 —  $\sigma_{\pi}^{pl}/\sigma_{\pi}^{sp}$ ,  $\lambda = 0,694$  мкм; 3 —  $\sigma_{\pi}^{pl}/\sigma_{\pi}^{cl}$ ,  $\lambda = 10,6$  мкм; 4 —  $\sigma_{\pi}^{pl}/\sigma_{\pi}^{sp}$ ,  $\lambda = 10,6$  мкм

Для гексагонального столбика проводилось усреднение по ориентациям, обусловленным его вращением относительно собственной максимальной оси. Кривые 2 и 4 на рис. 3 иллюстрируют, во сколько раз сечение обратного рассеяния для пластинки превышает соответствующее значение для сферы  $\sigma_{\pi}^{sp}$ . Расчеты характеристик проводились для соизмерных по величине кристаллов. Радиус пластинки равен радиусу сферы, а площадь основания пластинки равна площади боковой грани призмы. Из рис. 3 видно, что различие характеристик рассеяния составляет несколько порядков. Чем меньше длина волны падающего излучения и больше размеры частиц, тем значительнее отличие соответствующих величин отраженного излучения.

Следует отметить, что одинаковые условия роста частиц обуславливают одинаковые их средние размеры. Поэтому в действительности площади боковых граней столбика будут в 2–3 раза меньше площади основания пластинок. Кроме того, известно, что в атмосфере возможные колебания столбиков относительно плоскости их преимущественной ориентации превышают флаттер пластинок на несколько градусов [19]. Все это приводит к уменьшению интенсивности отраженного излучения для столбиков по отношению к пластинкам, по крайней мере еще на 1–2 порядка. Таким образом, при тестировании сложного по составу облака, содержащего ориентированные кристаллы, наиболее интенсивное отражение обеспечивают именно кристаллы пластинчатой формы.

Многочисленные экспериментальные исследования показывают, что природные ледяные облака состоят из частиц, формы, размеры и ориентация которых отличаются большим многообразием. Эти физические параметры частиц определяют тот или иной характер рассеяния радиации наряду с ее поляризационными свойствами. При анализе данных зондирования усредненных величин таких атмосферных образований можно получить только качественные оценки тестируемой среды. Однако, изучая ярко выраженные особенности рассеяния, обусловленные отдельными видами кристаллов (к которым, в частности, относятся пластинки), можно получить и количественные характеристики исследуемого образования. Следует отметить, что определенные геометрические параметры пластинок, их концентрация и ориентация соотносятся с вполне конкретными физическими условиями атмосферы, которые в то же время определяют структуру облака в целом [1, 20]. В качестве кристаллического облака рассмотрим систему ориентированных пластинок. Обоснование такого выбора дано в нашей работе [18].

Для изучения кристаллических облаков в настоящее время широко используют оптические методы, среди которых своими преимуществами выделяется бистатистическое лазерное зондирование [11]. В статье [21] для ансамбля горизонтально ориентированных ледяных пластинок нами исследовалась информативность отношения коэффициентов обратного рассеяния, один из которых получен при вертикальном расположении оси лидара, другой — при ее малом отклонении от вертикали. В этой же работе показана возможность оценки размеров пластинок и их флаттера по данным моностатического лазерного зондирования.

Однако при интерпретации данных «аномального» обратного рассеяния могут возникнуть сложности, связанные с отсутствием априорной информации. В частности, недостаток дополнительных сведений о составе облака и ориентации частиц не позволяет корректно выделить из данных моностатического зондирования значения интенсивности, обусловленные зеркальным отражением излучения именно от пластинок. Следует учитывать, что высокоамплитудный эхосигнал может сформироваться при отражении от крупных (размерами в сотни или тысячи микрометров) сферических частиц или плоских граней гексагональных столбиков. Кроме того, как при зеркальном отражении от пластинок, так и при отражении от сферических частиц состояние поляризации падающего излучения не меняется. Однако все трудности анализа данных, связанных с вышеотмеченной неопределенностью для случая моностатического зондирования, устраняются при переходе к бистатистической схеме.

При зондировании кристаллических облаков с использованием такого лидара на приемном устройстве можно зафиксировать максимально возможную интенсивность зеркально отраженного сигнала наряду с вполне конкретными поляризационными характеристиками, свойственными опреде-

ленному виду частиц. Это позволяет исключить неоднозначность при анализе данных зондирования даже сложных по структуре атмосферных образований. Более того, преимущество бистатистического зондирования перед моностатическим состоит и в том, что оно позволяет объединить два требования, которые являются противоречивыми, когда источник и приемник совмещены. При моностатическом зондировании, с одной стороны, для оценки параметров микроструктуры кристаллического облака возникает необходимость регистрации эхосигнала с «аномально» высокой амплитудой, с другой — следует учитывать, что поляризационные характеристики (в частности, деполаризационное отношение) тем информативнее связаны с определением ориентации кристаллов и их показателем преломления, чем больше отклонена ось лидара от вертикали, а следовательно, тем слабее сигнал обратного рассеяния [22]. На приемнике бистатистического поляризационного лидара при зеркальном отражении излучения может быть получен высокоамплитудный поляризованный сигнал, содержащий в себе полную информацию об оптических, ориентационных и микрофизических свойствах тестируемого кристаллического облака.

Следует отметить, что, несмотря на создание бистатистических лидаров, тем не менее нет удовлетворительных теоретических исследований для интерпретации данных зондирования кристаллических облаков. При этом используются, главным образом, теоретические разработки, применяемые к моностатическому лазерному зондированию. В данной статье представлена численная модель дисперсной среды в виде системы ориентированных пластинчатых кристаллов применительно как к бистатистической, так и к моностатической схемам зондирования.

### **Взаимосвязь положений источника, приемника и рассеивателя применительно к бистатистической схеме зондирования**

Представим угловую взаимосвязь положений источника, приемника и рассеивателя применительно к бистатистическому зондированию (рис. 4). Пусть в точке  $O_1$  находится источник излучения, в точке  $O_2$  — приемник, в точке  $O_3$  — исследуемый объект. Зададим абсолютную систему координат  $Oxyz$ , относительно которой введем еще три системы  $O_1x_1y_1z_1$ ,  $O_2x_2y_2z_2$  и  $O_3x_3y_3z_3$ , связанные соответственно с источником, приемником и рассеивателем. Координатная плоскость  $Oxy$  параллельна поверхности земли, а вдоль оси  $Oz$  направлена нормаль к ней. Волновой вектор  $\mathbf{k}$  указывает направление распространения падающего излучения ( $\mathbf{k} \parallel O_1z_1$ ). Электрические составляющие падающей волны эллиптической поляризации ( $\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2$ ) располагаются соответственно вдоль осей  $O_1x_1$  и  $O_1y_1$ . В качестве рассеивателя выбрана система одинаково ориентированных пластинок. Плоскость, параллельную основаниям пластинок, будем называть

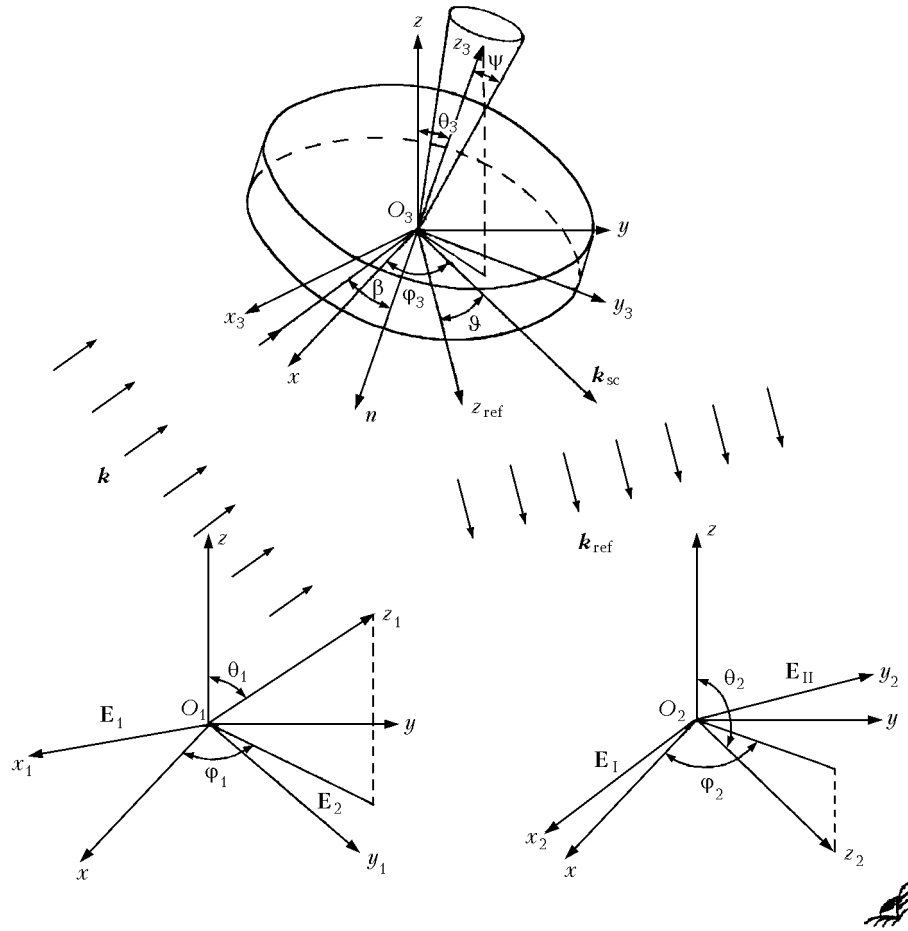


Рис. 4. Схема применительно к бистатическому лазерному зондированию

плоскостью преимущественной ориентации. Эту плоскость обозначим как  $O_3x_3y_3$  и примем за координатную,  $\beta$  – угол между направлением зондирования  $\mathbf{k}$  (или осью  $O_1z_1$ ) и нормалью к основанию пластинки  $\mathbf{n}$  (или осью  $O_3z_3$ ). Лучи, зеркально отраженные от основания пластинки или вышедшие после ряда внутренних переотражений, формируются в направлении  $\mathbf{k}_{\text{ref}}$  ( $\mathbf{k}_{\text{ref}} \parallel O_3z_{\text{ref}}$ ). Угол высоты  $\psi$  и азимутальный угол  $\xi$  задают возможные колебания пластинки относительно оси  $O_3z_3$ . При изменении  $\xi$  от 0 до  $2\pi$  и заданном значении  $\psi' = \psi$  нормаль к основанию пластинки опишет конус с осью  $O_3z_3$ . Прием рассеянного излучения производится в направлении  $\mathbf{k}_{\text{sc}}$  (или оси  $O_2z_2$ ), а ось  $O_2z_2$  параллельна горизонтальной плоскости (или плоскости земли).  $\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_{11}$  – составляющие регистрируемого на приемнике поля располагаются вдоль осей  $O_2x_2$  и  $O_2y_2$  соответственно. Отклонение направления приема от линии «строго» зеркального отражения (т.е. угол между направлениями  $O_3z_{\text{ref}}$  и  $\mathbf{k}_{\text{sc}}$ ) обозначим как  $\vartheta$ . Вектор  $\mathbf{k}_{\text{sc}}$  может быть направлен в любую точку задней полусферы. Задней полусферой называем ту часть сферы, которая ограничена основанием пластинки и содержит падающие и отраженные лучи. В связи с этим в обозначениях представленных ниже характеристик светорассеяния в качестве индекса вводится «п».

Заметим, что для случая моностатического зондирования  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{k}_{\text{sc}}$ .

Для представления нормированных характеристик светорассеяния достаточно определить угловое положение единичных векторов, задающих составляющие рассеянного поля. В связи с этим центры всех четырех систем координат совместим в одной точке  $O$  и определим угловые зависимости орт  $(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z})$  абсолютной системы координат с ортами  $(\mathbf{x}_i, \mathbf{y}_i, \mathbf{z}_i)$  следующим соотношением:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{x} \\ \mathbf{y} \\ \mathbf{z} \end{pmatrix} = S_i \begin{pmatrix} \mathbf{x}_i \\ \mathbf{y}_i \\ \mathbf{z}_i \end{pmatrix}, \quad i = 1, 2, 3,$$

где

$$S_i = \begin{pmatrix} \cos \varphi_i \cos \vartheta_i & -\sin \varphi_i & \cos \varphi_i \sin \vartheta_i \\ \sin \varphi_i \cos \vartheta_i & \cos \varphi_i & \sin \varphi_i \sin \vartheta_i \\ -\sin \vartheta_i & 0 & \cos \vartheta_i \end{pmatrix}.$$

Очевидно, что углы  $\vartheta_i, \varphi_i$  определяют положение базисных векторов  $\mathbf{x}_i, \mathbf{y}_i, \mathbf{z}_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) каждой из трех соответствующих систем координат  $Ox_iy_iz_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) относительно абсолютной системы  $Oxyz$ .

## Характеристики зеркально отраженного излучения для ориентированных пластинок

Пусть задан некоторый объем кристаллов пластинчатой формы. Спектр размеров частиц опишем функцией гамма-распределения [1]:

$$N(a) = N \frac{\mu^{\mu+1}}{G(\mu+1)} \frac{1}{a_m} \left(\frac{a}{a_m}\right)^\mu \exp(-\mu a/a_m), \quad (1)$$

где  $N$  – концентрация пластинок;  $a_m$  – радиус пластинок, соответствующий максимуму функции  $N(a)$ ;  $\mu$  – безразмерный параметр, характеризующий крутизну склонов данного максимума. Отметим, что средний радиус пластинок  $\bar{a}$  связан с величиной  $a_m$  следующей формулой [22]:

$$\bar{a} = a_m(1 + 1/\mu). \quad (2)$$

Частицы имеют комплексный показатель преломления  $\tilde{n} = n + i\chi$ .

На систему ориентированных пластинок, совершающих колебания относительно их устойчивого положения, падает оптическое излучение. Для коэффициентов рассеяния в задней полусфере, в предположении, что пластинки «строго» ориентированы в пространстве, интегральное представление имеет вид

$$\beta_{\pi_i} = \int N(a) \sigma_{\pi_i} da \quad (i = 1, 2, 3, 4), \quad (3)$$

где  $\beta_{\pi_i}$  – коэффициенты рассеяния, пропорциональные соответствующим параметрам вектора Стокса;  $N(a)$  – функция гамма-распределения частиц по размерам, определенная формулой (1);  $\sigma_{\pi_i}$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ) – сечения рассеяния.

В нашей статье [18] в рамках метода физической оптики получены соотношения для сечений рассеяния оптического излучения в задней полусфере. Представленная модель позволяет рассчитать характеристики светорассеяния в любой точке задней полусферы как для поляризованного, так и неполяризованного падающего излучения при произвольных расположениях источника, частицы и приемника. Итак, формулы для сечений рассеяния  $\sigma_{\pi_i}$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ), полученные в работе [18], имеют вид

$$\begin{aligned} \sigma_{\pi_1} &= W \left\{ M_{11} + \frac{I_2}{I_1} M_{12} + \frac{I_3}{I_1} M_{13} + \frac{I_4}{I_1} M_{14} \right\}, \\ \sigma_{\pi_2} &= W \left\{ M_{21} + \frac{I_2}{I_1} M_{22} + \frac{I_3}{I_1} M_{23} + \frac{I_4}{I_1} M_{24} \right\}, \\ \sigma_{\pi_3} &= W \left\{ M_{31} + \frac{I_2}{I_1} M_{32} + \frac{I_3}{I_1} M_{33} + \frac{I_4}{I_1} M_{34} \right\}, \\ \sigma_{\pi_4} &= W \left\{ M_{41} + \frac{I_2}{I_1} M_{42} + \frac{I_3}{I_1} M_{43} + \frac{I_4}{I_1} M_{44} \right\}. \end{aligned} \quad (4)$$

Множитель  $W$  определяют волновое число и угловая функция, представляющая собой интеграл Фраунгофера.  $I_i$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ) – параметры вектора Стокса падающего излучения.  $M_{ij}$  – элементы матрицы рассеяния ( $i = 1, 2, 3, 4; j = 1, 2, 3, 4$ ).

Значения  $\beta_{\pi_i}$  невозможно определить из соответствующих лидарных уравнений без привлечения априорной информации, но их отношения

$$P_i = \frac{I_{\pi_i}}{I_{\pi_1}} = \frac{\beta_{\pi_i}}{\beta_{\pi_1}}, \quad i = 2, 3, 4, \quad (5)$$

могут быть измерены непосредственно в эксперименте;  $I_{\pi_i}$  – параметры вектора Стокса рассеянного излучения. При лазерном зондировании дисперсных сред чаще используют передатчик, трансформирующий линейно поляризованное излучение или излучение, имеющее круговую поляризацию. Поэтому в данной статье для анализа поляризационных свойств рассеянной радиации мы рассмотрим величины  $P_2$  и  $P_4$  соответственно для случаев линейной и круговой поляризации падающего излучения.

При взаимодействии неполяризованного излучения с кристаллом излучение частично поляризуется. Результаты расчетов величины, определяемой формулой

$$St = (I_{\pi_2}^2 + I_{\pi_3}^2 + I_{\pi_4}^2)^{1/2} / I_{\pi_1}, \quad (6)$$

позволяют исследовать зависимость степени поляризации от различных параметров частицы.

В натуральных условиях кристаллы совершают некоторые колебания относительно их устойчивого положения. Для ансамбля ледяных пластинок, с учетом их возможного флаттера, определим коэффициент рассеяния, пропорциональный интенсивности зеркально отраженного излучения. Угол флаттера зададим парой значений  $(\psi', \xi)$ , где  $\psi'$  (угол высоты) и  $\xi$  (азимутальный угол) определяют возможные отклонения нормали пластинки от оси  $O_3z_3$  (см. рис. 4).

Пусть двумерная случайная величина  $(\psi', \xi)$  равномерно распределена в телесном угле, ограниченном конической поверхностью, где  $\xi \in [0, 2\pi]$ ,  $\psi' \in [0, \psi]$ . Вычисления показывают, что изменение амплитуды отраженного сигнала при возможных колебаниях пластинок определяется главным образом величиной  $\psi$ . Кроме того, в этом можно убедиться, анализируя представленные в наших работах [23, 24] соответствующие азимутальные зависимости. Чтобы уменьшить на несколько порядков время, затрачиваемое на вычисления необходимых характеристик (не снижая при этом требования к точности), достаточно провести усреднение только по углу высоты  $\psi'$ . Для этого функцию  $\beta_{\pi_i}(x)$  необходимо проинтегрировать на отрезке  $[-\psi; \psi]$ . В результате получим

$$\beta_F(\psi) = \frac{1}{2\psi} \int_{-\psi}^{\psi} \beta_{\pi_i}(x) dx. \quad (7)$$

Итак, соотношение (7) определяет коэффициент рассеяния для зеркально отраженного излучения, когда источник и приемник разнесены в пространстве для случая ледяных пластинок, имеющих флаттер.

Отклонение направления приема от линии «строго» зеркального отражения приводит к смещению отрезка интегрирования на эту же величину. В результате коэффициент  $\beta_F(\psi, \vartheta)$  определяется путем усреднения функции  $\beta_{\pi_1}(x)$  на отрезке  $[-\psi + \vartheta; \psi + \vartheta]$ , т.е.

$$\beta_F(\psi, \vartheta) = \frac{1}{2\psi} \int_{-\psi+\vartheta}^{\psi+\vartheta} \beta_{\pi_1}(x) dx. \quad (8)$$

### Обсуждение численных расчетов характеристик светорассеяния для пластинок

Для качественного анализа отраженного излучения от ориентированных частиц с плоскими гранями исследователи используют такую величину, как отражательная способность. Известно, что отражательная способность льда для углов падения  $0 \leq \beta \leq 60^\circ$  составляет менее 10%, а для углов  $60 \leq \beta \leq 90^\circ$  резко возрастает почти до 100%. Для расчета энергетической характеристики в дальней зоне учитывают площадь тени частицы в направлении, перпендикулярном распространению излучения [25].

Для получения количественных оценок характеристик светорассеяния воспользуемся формулами для коэффициентов рассеяния (3). Эти соотношения связывают поляризационные и энергетические свойства отраженного излучения с физическими характеристиками полидисперсной среды (спектром размеров полупрозрачных частиц), с длиной волны и состоянием поляризации падающего излучения для соответствующих положений источника, приемника и плоскости преимущественной ориентации пластинок.

На рис. 5 представлены значения коэффициента рассеяния  $\beta_{\pi_1}$ , пропорционального интенсивности зеркально отраженного излучения, для некоторых реальных параметров распределения частиц по размерам  $\bar{a}$ ,  $N$ ,  $\mu$  природных кристаллических облаков.

«Аномально» высокие значения коэффициента рассеяния вполне объясняют тот факт, что в большинстве случаев при регистрации зеркально отраженного света фотоприемник выходил из строя [16, 17]. Визуально в атмосфере можно наблюдать ярко светящиеся столбы, образованные при отражении света от плоских граней ориентированных кристаллов. Из рис. 5 видно, что при увеличении  $\bar{a}$  на десятки микрометров амплитуда зеркально отраженного сигнала изменяется на порядки.

В нашей работе [24] были представлены значения сечения рассеяния, пропорциональные первому параметру вектора Стокса. Было показано, что хотя и существует регулярная зависимость сечения

рассеяния  $\sigma_{\pi_1}$  от ориентации частицы в пространстве относительно источника и приемника, однако значения экстремальных точек кривой  $\sigma_{\pi_1}$  определяется сочетаниями углов  $(\varphi_1, \theta_1)$ ,  $(\varphi_2, \theta_2)$ ,  $(\varphi_3, \theta_3)$ .

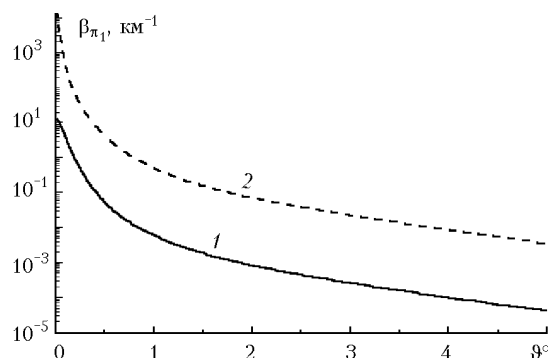


Рис. 5. Расчетные значения коэффициента зеркального отражения  $\beta_{\pi_1}$  в зависимости от угла смещения  $\vartheta$  для системы ориентированных пластинок при круговой поляризации падающей волны.  $\lambda = 0,694$  мкм,  $\bar{n} = 1,31 + i \cdot 10^{-3}$ ,  $\mu = 5$ ,  $\vartheta_1 = -40^\circ$ ,  $\vartheta_2 = 100^\circ$ ,  $\varphi_i = 0^\circ$  ( $i = 1, 2, 3$ ). 1 —  $\bar{a} = 38$  мкм,  $N = 0,8$  л $^{-1}$ ; 2 —  $\bar{a} = 100$  мкм,  $N = 25$  л $^{-1}$

В работе [21] было проведено теоретическое исследование эффекта аномального обратного рассеяния применительно к моностатическому лазерному зондированию. В ней приведены значения коэффициента зеркально отраженного излучения для тех же параметров среды  $N$ ,  $\bar{a}$ ,  $\mu$ , что использовались для расчета значений, представленных на рис. 5. Например, для  $\beta = 0^\circ$ ,  $\bar{a} = 37$  мкм,  $N = 0,8$  л $^{-1}$ ,  $\mu = 5$  величина  $\beta_{\pi_1} = 16,2$  км $^{-1}$ . Для этих же параметров измеренный в эксперименте коэффициент обратного рассеяния достигал значения  $17$  км $^{-1}$  [17].

Сравнивая численные и экспериментальные величины, нетрудно убедиться не только в их качественном, но и количественном совпадении. Значение коэффициента зеркально отраженного излучения для  $\beta = 20^\circ$  и  $\vartheta = 0^\circ$  при соответствующих параметрах среды равно  $11,6$  км $^{-1}$  (рис. 5, кривая 1, значение  $\beta_{\pi_1}$  при  $\vartheta = 0^\circ$ ). В данном случае более высокое значение  $\beta_{\pi_1} = 16,2$  км $^{-1}$  (при  $\beta = 0^\circ$ ), чем  $\beta_{\pi_1} = 11,6$  км $^{-1}$  (при  $\vartheta = 0^\circ$  и  $\beta = 20^\circ$ ), объясняется тем, что, хотя отражательная способность для этого угла почти одинаковая (отличается на несколько процентов), площадь сечения зеркально отраженного пучка уменьшается с увеличением  $\beta$ .

Для случая зеркального отражения характерным признаком является резкое уменьшение амплитуды регистрируемого сигнала при сканировании приемником от направления, соответствующего «строго» зеркальному отражению». Из анализа численных данных, приведенных на рис. 5, следует, что даже самое незначительное увеличение  $\vartheta$  приводит к заметным изменениям значений коэффициента рассеяния  $\beta_{\pi_1}$ . Так, при бистатическом зондировании облака, содержащего ориентированные пластинки, на длине волны  $\lambda = 0,694$  мкм отклонение оси приема от направления зеркального отражения всего на  $1^\circ$



приводит к снижению амплитуды регистрируемого сигнала на несколько порядков. Следует отметить, что крутизна характеристики  $\beta_{\pi_1}$  в области малых углов  $\vartheta$  однозначно связана со средними размерами  $\bar{a}$  пластинчатых кристаллов. Заметим, что подобные изменения рассеяния справедливы при любом угле падения  $\beta$  излучения на пластинку.

На рис. 6 представлены зависимости отношений  $\beta_{\pi_1}(\vartheta)/\beta_{\pi_1}(0)$  от угла  $\vartheta$  при различных параметрах  $\bar{a}$  и  $\mu$  для ансамбля «строго» ориентированных ледяных пластинок (т.е.  $\psi = 0^\circ$ ). Каждая область между кривыми 1 и 2; 3 и 4; 5 и 6; 7 и 8 непрерывно заполнена смещенными друг относительно друга кривыми для  $\beta_{\pi_1}(\vartheta)/\beta_{\pi_1}(0)$ , полученными при различных параметрах  $\mu$  из интервала значений [1; 10]. Причем большему значению  $\mu$  соответствует кривая с меньшей крутизной.

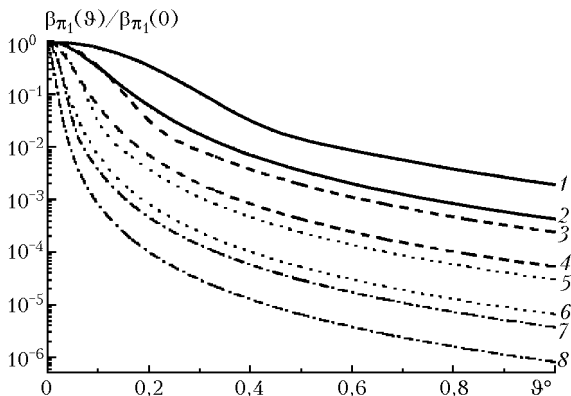


Рис. 6. Зависимость отношения коэффициентов рассеяния  $\beta_{\pi_1}(\vartheta)/\beta_{\pi_1}(0)$  для системы строго ориентированных пластинок.  $\theta_1 = -40^\circ$ ,  $\varphi_1 = 0^\circ$ ,  $\theta_2 = 100^\circ$ ,  $\varphi_2 = 0^\circ$ ,  $\beta = 20^\circ$ ,  $\lambda = 0,694$  мкм,  $\bar{n} = 1,31 + i \cdot 10^{-3}$ ; 1 —  $\bar{a} = 25$  мкм,  $\mu = 1$ ; 2 —  $\bar{a} = 25$  мкм,  $\mu = 10$ ; 3 —  $\bar{a} = 50$  мкм,  $\mu = 1$ ; 4 —  $\bar{a} = 50$  мкм,  $\mu = 10$ ; 5 —  $\bar{a} = 100$  мкм,  $\mu = 1$ ; 6 —  $\bar{a} = 100$  мкм,  $\mu = 10$ ; 7 —  $\bar{a} = 200$  мкм,  $\mu = 1$ ; 8 —  $\bar{a} = 200$  мкм,  $\mu = 10$

Подобные закономерности представлены нами в статье [21] для случая моностатического лазерного зондирования. Как показали численные расчеты, относительные характеристики  $\beta_{\pi_1}(\vartheta)/\beta_{\pi_1}(0)$  и  $\beta_F(\psi, \vartheta)/\beta_F(\psi, 0)$  не меняются при вариациях  $\beta$ , а зависят, главным образом, от  $\mu$  и  $\bar{a}$ . С ростом параметра  $\mu$  убывает количество пластинок, имеющих радиусы больше среднего.

Сравнивая соответствующие две кривые рис. 6, принадлежащие различным областям, видно, что пластинки с меньшим основанием дают меньшую крутизну характеристики  $\beta_{\pi_1}(\vartheta)/\beta_{\pi_1}(0)$ . Кроме того, в области малых углов  $\vartheta$  скорость изменения кривой  $\beta_{\pi_1}(\vartheta)/\beta_{\pi_1}(0)$  в большей степени определяется средними радиусами  $\bar{a}$  пластинок и в меньшей — параметрами  $\mu$ . Для случая бистатического зондирования, реализующего схему зеркального отражения, при малоугловом сканировании лидаром (или приемником) по характеру изменения отраженного

излучения можно судить о среднем радиусе пластинок даже при неизвестном параметре распределения  $\mu$ . Однако точность определения величины  $\bar{a}$  значительно возрастает, если параметр  $\mu$  будет принимать значения из промежутка меньшего чем [1; 10].

Направленность отражения для системы ледяных пластинок, имеющих флаттер, также остается высокой, хотя и снижается с увеличением угла  $\psi$ . В пределах интервала  $2\psi$  рассеяние практически изотропно. А при переходе границ этого интервала интенсивность рассеянного поля начинает резко убывать. Данному механизму соответствуют кривые 2–6 на рис. 7.

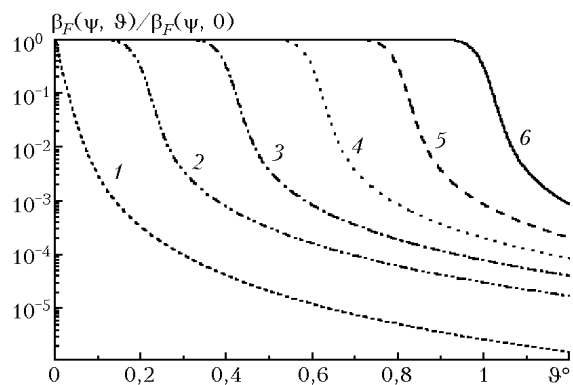


Рис. 7. Отношение коэффициентов рассеяния зеркально отраженного излучения для системы крупных пластинок ( $\bar{a} = 200$  мкм), имеющих флаттер, в зависимости от угла смещения  $\vartheta$ :  $\varphi_1 = 0^\circ$ ,  $\theta_1 = -40^\circ$ ,  $\varphi_2 = 0^\circ$ ,  $\theta_2 = 100^\circ$ ,  $\beta = 20^\circ$ ,  $\lambda = 0,694$  мкм,  $N = 1 \text{ л}^{-1}$ ,  $\mu = 5$ ,  $\bar{n} = 1,31 + i \cdot 10^{-3}$ ; 1 —  $\psi = 0^\circ$ ; 2 —  $0,2^\circ$ ; 3 —  $0,4^\circ$ ; 4 —  $0,6^\circ$ ; 5 —  $0,8^\circ$ ; 6 —  $1^\circ$

Для каждой зависимости  $\beta_F(\psi, \vartheta)/\beta_F(\psi, 0)$  длина горизонтального участка, в пределах которого рассеяние изотропно, определяется примерно величиной флаттера  $\psi$ . Для относительно больших средних размеров пластинок (рис. 7) угол флаттера соответствует уменьшению интенсивности отраженного сигнала в 2 раза при малоугловом сканировании приемником (или источником). Однако такое соответствие нарушается для относительно небольших пластинок и малых флаттеров [26]. Заметим, что крутизна падающего участка практически не зависит от величины флаттера, а определяется средними размерами пластинок. Следует отметить, что подобная особенность рассеяния будет наблюдаться при любых углах  $\beta$ , т.е. для случая зеркального отражения при моностатическом и бистатическом зондировании.

В наших работах [22] для определения ориентации и показателя преломления пластинок исследовалась информативность поляризационных характеристик, полученных при моностатическом поляризационном лазерном зондировании. В статьях [23, 24, 26] для случая, когда источник и приемник разнесены в пространстве, для поляризационных характеристик представлены отличительные особенности, обусловленные более сложными угловыми зависимостями, к которым прежде всего относится ориентация плоскости поляризации падающего

излучения относительно рассеивателя и приемника. Тем не менее для этих величин существуют регулярные зависимости, исключающие неоднозначность в определении ориентации частиц при том или ином состоянии поляризации падающего излучения. В настоящей статье представим только некоторые численные расчеты поляризационных величин, сходных по виду зависимостей [22], но для случая бистатического зондирования.

Отметим, что ориентация плоскости поляризации падающего излучения относительно рассеивателя однозначно связана с азимутальным углом  $\varphi_1$  [18, 24]. На рис. 8 иллюстрируются поляризационные характеристики  $P_2(\varphi_1)$  при трех различных положениях частиц относительно направления падения излучения в случае линейной поляризации падающего излучения.

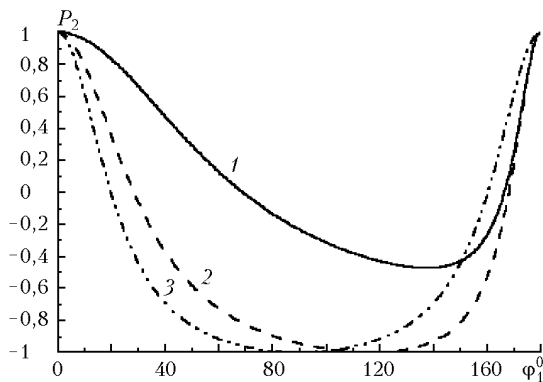


Рис. 8. Зависимость  $P_2(\varphi_1)$  при линейной поляризации падающего излучения.  $\lambda = 10,6$  мкм,  $\bar{n} = 1,31 + i \cdot 10^{-4}$ ,  $\varphi_2 = 0^\circ$ ,  $\theta_2 = 100^\circ$ ; 1 -  $\theta_1 = -40^\circ$ ,  $\beta = 20^\circ$ ; 2 -  $\theta_1 = -10^\circ$ ,  $\beta = 35^\circ$ ; 3 -  $\theta_1 = 0^\circ$ ,  $\beta = 40^\circ$

Из рис. 8 видно, что положение минимума каждой кривой зависит от направления зондирования.

На рис. 9 представлены значения степени поляризации  $St$ , рассчитанные по формуле (6), при различных положениях частиц для неполяризованного падающего излучения. Кривые, иллюстрирующие изменение степени поляризации в зависимости от азимутального угла  $\varphi_1$ , имеют более крутые склоны при больших углах  $\theta_1$ .

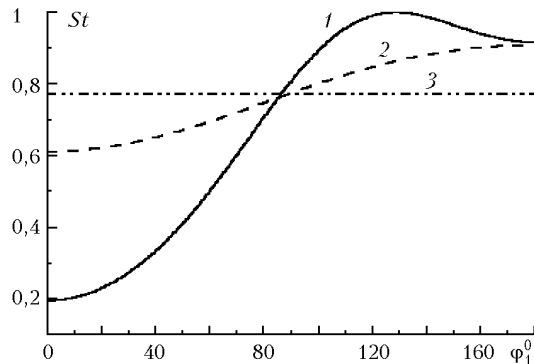


Рис. 9. Зависимость степени поляризации  $St(\varphi_1)$  для неполяризованного падающего излучения.  $\lambda = 10,6$  мкм,  $\bar{n} = 1,31 + i \cdot 10^{-4}$ ,  $\varphi_2 = 0^\circ$ ,  $\theta_2 = 100^\circ$ ; 1 -  $\theta_1 = -40^\circ$ ; 2 -  $\theta_1 = -10^\circ$ ; 3 -  $\theta_1 = 0^\circ$

Из рис. 9 видно, что неполяризованное излучение после отражения от пластинки почти полностью становится линейно поляризованным при изменении  $\varphi_1$  от  $120$  до  $180^\circ$ .

В натуральных условиях показатель преломления облачных кристаллов может отличаться от показателя преломления чистого льда. В этой связи проведем численное исследование зависимостей характеристик отраженного излучения от оптических свойств пластинок.

Рис. 10 и 11 иллюстрируют характер изменения отношений сечений рассеяния

$$P_2 = \sigma_{\pi_2} / \sigma_{\pi_1} \text{ и } P_4 = \sigma_{\pi_4} / \sigma_{\pi_1}$$

соответственно для линейной и круговой поляризации падающего излучения в зависимости от азимутального угла  $\varphi_1$  для разных показателей преломления пластинок.

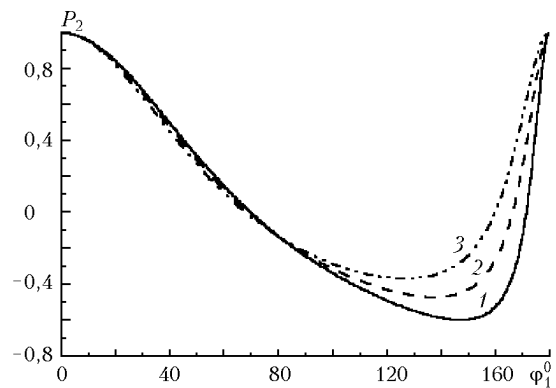


Рис. 10. Зависимость  $P_2(\varphi_1)$  при линейной поляризации падающего излучения.  $\lambda = 10,6$  мкм,  $\bar{n} = n + i \cdot 10^{-4}$ ,  $\varphi_2 = 0^\circ$ ,  $\theta_2 = 100^\circ$ ,  $\theta_1 = -40^\circ$ ; 1 -  $n = 1,42$ ; 2 -  $1,31$ ; 3 -  $1,21$

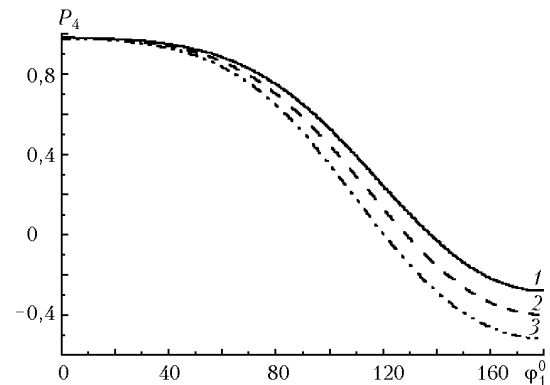


Рис. 11. Зависимость  $P_4(\varphi_1)$  при круговой поляризации падающего излучения.  $\lambda = 10,6$  мкм,  $\bar{n} = n + i \cdot 10^{-4}$ ,  $\varphi_2 = 0^\circ$ ,  $\theta_2 = 100^\circ$ ,  $\theta_1 = -40^\circ$ ; 1 -  $n = 1,42$ ; 2 -  $1,31$ ; 3 -  $1,21$

Отношение  $P_2$  равно 1, когда вектор  $\mathbf{E}_1$  линейно поляризованной падающей волны (в этом случае  $\mathbf{E}_2 = 0$ ) лежит в плоскости падения ( $\varphi_1 = 0^\circ$  или  $\varphi_1 = 180^\circ$ ). Каждая кривая  $P_2(\varphi_1)$  на отрезке от 0 до  $180^\circ$  не является симметричной. То или иное положение точки минимума кривой  $P_2(\varphi_1)$  соответствует определенной ориентации плоскости падения электромагнитной волны и определенному значению

показателя преломления частицы. Поляризационная характеристика  $P_4(\varphi_1)$  для случая круговой поляризации падающего излучения (рис. 11) имеет наибольшую скорость изменения при изменении  $\varphi_1$  от 80 до 180°. Наибольшее отличие величин  $P_4$  для разных показателей преломления наблюдается при  $\varphi_1$ , близких к 180°. Заметим, что возможный флаттер пластинок (составляющий несколько градусов [19]) не приводит к заметным изменениям поляризационных характеристик [26].

На рис. 12 представлены зависимости поляризационных характеристик для случая неполяризованного падающего излучения под углом примерно 20° для разных  $\tilde{n}$ .

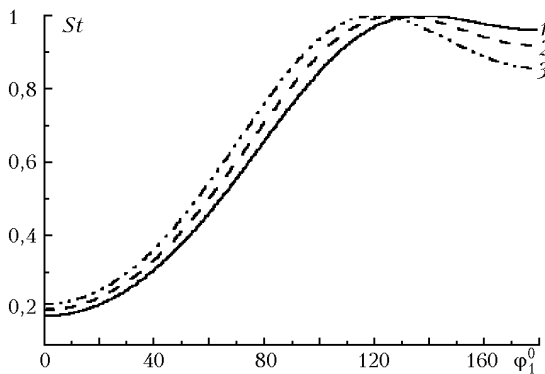


Рис. 12. Зависимость  $St(\varphi_1)$  для неполяризованного падающего излучения.  $\lambda = 10,6$  мкм,  $\tilde{n} = n + i \cdot 10^{-4}$ ,  $\varphi_2 = 0^\circ$ ,  $\theta_2 = 100^\circ$ ,  $\theta_1 = -40^\circ$ ; 1 —  $n = 1,42$ ; 2 —  $1,31$ ; 3 —  $1,21$

Из рис. 12 видно, что наибольшие различия величин  $St$  для разных показателей преломления наблюдаются при  $\varphi_1 = 180^\circ$ . Заметим, что изменения степени поляризации  $St$  однозначно связаны с вариациями угла  $\beta$  и показателя преломления.

Итак, поляризационные величины имеют сходные зависимости от ориентации и показателя преломления пластинок в случаях как бистатического, так и моностатического зондирования. В этой связи полученная схема решения обратной задачи по определению ориентации и показателя преломления по данным поляризационных характеристик моностатического зондирования может быть использована и для случая, когда источник и приемник разнесены в пространстве [21].

### Заключение

В состав кристаллических облаков входят ледяные пластинки, и, как правило, их процентное содержание выше, чем других видов кристаллов. В случае устойчивой ориентации частиц протяженных форм интенсивность зеркально отраженного поля от пластинок с учетом их возможных колебаний значительно (на порядки) превышает соответствующую характеристику для любых других ориентированных кристаллов. Следовательно, представленная в данной статье модель облака в виде ансамбля ориентированных пластинок с учетом их

флаттера может быть использована для решения прямой и обратной задач по обращению данных моностатического и бистатического зондирования кристаллических облаков. Преимущества лидарной системы, когда источник и приемник разнесены, состоят прежде всего в том, что при зондировании сложного по структуре ледяного атмосферного образования может быть получен высокоамплитудный поляризованный сигнал, содержащий в себе полную информацию об оптических, ориентационных и микрофизических свойствах тестируемого объема.

В результате анализа численных расчетов характеристик светорассеяния установлено, что флаттер пластинок и параметры распределения частиц по размерам могут быть определены по данным относительных характеристик зеркально отраженного излучения, полученным при малоугловом сканировании лидаром. Показатель преломления и положение пластинок в пространстве относительно источника и приемника могут быть найдены по данным поляризационных характеристик отраженного сигнала, которые практически не зависят от малых углов флаттера и параметров распределения частиц по размерам.

Эта работа выполнена в рамках проектов, поддержанных РФФИ (грант № 01-05-65209) и Минпромнауки и технологий РФ (грант «Высотный поляризационный лидар», № 06-21).

1. Волковицкий О.А., Павлова Л.Н., Петрушин А.Г. Оптические свойства кристаллических облаков. Л.: Гидрометеониздат, 1984. 200 с.
2. Mallman A., Hock J.L., Greenler R.G. Comparison of sun pillars with light pillars from nearby light sources // Appl. Opt. 1998. V. 37. P. 1441–1449.
3. Sassen K., Arnott W. Light and color in the open air introduction to the feature issue // Appl. Opt. 1998. V. 37. P. 1420–1426.
4. Cooper W.A., Vali G. The origin of ice in mountain cap clouds // J. Atmos. Sci. 1981. V. 38. P. 1244–1259.
5. Петрушин А.Г. Рассеяние и поглощение оптического излучения в кристаллической облачной среде // Вопросы физики атмосферы: Сб. статей / Под ред. Л.П. Семенова. СПб.: Гидрометеониздат, 1998. С. 118–150.
6. Cho H.-R., Iribarne J.V., Richards W.G. On the orientation of ice crystals in a cumulonimbus clouds // J. Atmos. Sci. 1981. V. 38. P. 1111–1114.
7. Кабанов М.В. Региональный мониторинг атмосферы. Часть 1. Научно-методические основы. Томск: Изд-во СО РАН, 1997. 211 с.
8. Tinsley B.A., Deen G.W. Apparent tropospheric response to MeV–GeV particle flux variation: a connection via electrofreezing of supercooled water in high-level clouds? // J. Geophys. Res. D. 1991. V. 96. N 12. P. 22, 283 – 22, 295.
9. Marshall T.C., Rust W.D., Winn W.P., Gilbert K.E. Electrical structure in two thunderstorm anvil clouds // J. Geophys. Res. D. 1989. V. 20. N 2. P. 2171–2181.
10. Sassen K. Cirrus clouds. A closerlook and halos // J. Optics & Photonics News. 1999. N 3. P. 39–42.
11. Welsh B.M., Gardner C.S. Bistatic imaging lidar technique for upper atmospheric studies // Appl. Opt. 1989. V. 28. N 1. P. 32–82.
12. Понов А.А. Разработка и исследование вычислительных методов для некоторых классов прикладных задач электродинамики: Дис. ... докт. физ.-мат. наук.

- Марийский ордена Дружбы народов политехн. ин-т им. А.М. Горького. Йошкар-Ола, 1992. 400 с.
13. *Light scattering by nonspherical particles. Theory, measurements, and application* / Ed. by M.I. Mishchenko, J.W. Hovenier, L.D. Travis. Academic press. International standard book number: 0-12-498660-9. California. USA. 2000. 690 p.
  14. *Ромашов Д.Н.* Отражательные свойства гексагональных ледяных кристаллов // *Оптика атмосфер. и океана*. 1999. Т. 12. N 12. С. 1077–1080.
  15. *Попов А.А.* A new method for calculating the characteristics of light scattering by a spatially-oriented atmospheric crystals // *Proc. SPIE*. 1996. V. 2822. P. 186–194.
  16. *Platt C.M.R.* Lidar backscatter from horizontal ice crystal plates // *J. Appl. Meteorol.* 1978. V. 17. N 4. P. 482–488.
  17. *Platt C.M.R., Abshire N.L., McNice G.T.* Some microphysical properties of an ice cloud from lidar observation of horizontally oriented crystals // *J. Appl. Meteorol.* 1978. V. 17. N 8. P. 1220–1224.
  18. *Шефер О.В.* Оптическая модель пластинчатого кристалла применительно к бистатическому поляризованному лазерному зондированию кристаллических облаков // *Оптика атмосфер. и океана*. 1999. Т. 12. № 7. С. 573–577.
  19. *Hallett J.* Faced snow crystals // *J. Opt. Soc. Amer. A*. 1987. V. 4. N 3. P. 581–589.
  20. *Heymsfield A.* Precipitation development in stratiform ice clouds: an microphysical and dynamical study // *J. Atmos. Sci.* 1977. V. 34. P. 367–381.
  21. *Попов А.А., Шефер О.В.* Theoretical and numerical investigations of the intensity of lidar signal specular-reflected from a set of oriented plates // *Appl. Opt.* 1994. V. 33. N 30. P. 7038–7044.
  22. *Попов А.А., Шефер О.В.* Theoretical and numerical investigations of the polarization properties by a set of oriented ice plates // *Appl. Opt.* 1995. V. 34. N 4. P. 1488–1492.
  23. *Шефер О.В.* К интерпретации зеркально отраженного оптического излучения для определения физических параметров пластинок // *Оптика атмосфер. и океана*. 2002. Т. 15. № 10. С. 887–893.
  24. *Шефер О.В.* Численное исследование оптического излучения зеркально отраженного от ориентированной пластинки // *Оптика атмосфер. и океана*. 2001. Т. 14. № 8. С. 663–668.
  25. *Sassen K.* Polarization and Brewster angle properties of light pillars // *J. Opt. Soc. Amer.* 1987. V. 4. N 3. P. 570–580.
  26. *Шефер О.В.* Возможность определения параметров спектра размеров пластинчатых кристаллов и их флаттера по данным моностатического и бистатического лазерного зондирования // *Оптика атмосфер. и океана*. 2003. Т. 16. № 7. С. 347–353.

***O.V. Shefer. Estimate of reflected radiation characteristics in case of monostatic and bistatic laser sensing of crystalline clouds with oriented particles.***

A comparative estimate of high-intense radiation reflected from various in shape cloud crystals is presented. To investigate the crystalline clouds incorporating oriented particles, a system of ice plates is chosen as a model. The obtained, in terms of physical optics, relationships for scattering coefficients allow studying angular distribution of the scattered radiation intensity together with its polarization properties. It is noted, that the bistatic laser sensing offers some advantages over the monostatic one. It is shown that from the character of variations of absolute and relative values of the scattering coefficient obtained at a small-angle sensing by a source, the parameters of size spectrum of the plates and their flatter in atmospheric formations, inhomogeneous by their content, can be determined, and the refractive index and orientation of particles in space can be estimated from polarization characteristics.