

О.В. Шефер

Возможность определения параметров спектра размеров пластинчатых кристаллов и их флаттера по данным моностатического и бистатического лазерного зондирования

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

Поступила в редакцию 11.02.2003 г.

В рамках модели кристаллического облака, содержащего систему ориентированных пластинок с учетом их возможных колебаний, исследуется информативность характеристик отраженного оптического излучения для случаев, когда источник и приемник совмещены или разнесены в пространстве. 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.

Введение

Известно, что природные ледяные облака состоят, главным образом, из преимущественно ориентированных частиц [1]. Положение кристаллов в пространстве зависит от характера движения воздушных масс и определяется разностью векторов скорости их падения и скорости движения ветра. Очевидно, что наиболее устойчивое положение в пространстве свойственно кристаллам протяженных форм. Однако они совершают некоторые колебания относительно плоскости их преимущественной ориентации. Экспериментально установлено, что в спокойных слоях атмосферы флаттер пластинок и столбиков не превышает одного градуса [2, 3]. В подвижных уровнях (к которым, в частности, относят нижнюю границу облака) колебания частиц составляют 5–10°. Следует отметить, что пластинки наряду с другими по форме кристаллами имеют как наименьший флаттер [4], так и наибольшую площадь плоской поверхности, которая формирует максимальный направленный поток отраженной энергии [2]. Эти частицы являются своего рода зеркалами. Гексагональные столбики хотя и имеют плоские грани, но за счет вращения вокруг максимальной оси интенсивность отраженного излучения значительно снижается. Кроме того, процентное содержание пластинчатых кристаллов в ледяном облаке нередко превалирует над другими видами частиц. Поэтому очевидно, что наибольший вклад в формирование высокоинтенсивного отраженного излучения дают именно пластинки. В частности, зеркальное отражение оптического излучения приводит к образованию так называемого «аномального» обратного рассеяния [2, 3].

Для изучения кристаллических облаков в настоящее время широко используют оптические методы, среди которых своими преимуществами выделяется бистатическое лазерное зондирование [5]. В статье [6] 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 бистатической 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 определенному виду частиц. Это позволяет исключить неоднозначность при анализе данных зондирования даже сложных по структуре атмосферных образований. Более того, преимущество бистатического 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 эхо-сигнала с «аномально» высокой амплитудой, с другой – следует учитывать, что поляризационные характеристики (в частности, деполяризационное 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. На приемнике бистатического поляризационного лидара при зеркальном отражении излучения может быть получен высокоамплитудный поляризованный сигнал, содержащий в себе полную информацию об оптических, ориентационных и микроразличительных свойствах тестируемого кристаллического облака.

В статье [7] нами представлена численная модель пластинки применительно к бистатическому поляризационному лазерному зондированию, которая включает предельный случай, когда источник и приемник совмещены. Применительно к моностатическому зондированию нами была выявлена информативность характеристик светорассеяния и разработаны схемы по определению показателя преломления, ориентации и спектра размеров пластинок [6, 8]. В этой связи следует ожидать, что для бистатического зондирования могут быть использованы подобные методы оценки физических параметров кристаллов. При этом возможны особенности, обусловленные более сложными угловыми зависимостями, к которым прежде всего относится ориентация плоскости поляризации падающего излучения относительно рассеивателя и приемника.

Взаимосвязь положений источника, приемника, рассеивателя применительно к бистатической схеме зондирования

Применительно к бистатической схеме зондирования для численного определения рассеянного поля системой ориентированных пластинок, совершающих колебания относительно некоторого их устойчивого положения, представим необходимые угловые характеристики (рис. 1).

Пусть в точке o_1 находится источник излучения, в точке o_2 – приемник, в точке o_3 – исследуемый объект, $oxyz$ – абсолютная система координат, относительно которой вводятся еще три системы координат:

$o_1x_1y_1z_1$, $o_2x_2y_2z_2$ 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. Распространение зондирующего излучения совпадает с положительным направлением оси o_1z_1 . Волновой вектор \mathbf{k} указывает направление распространения падающего излучения. Очевидно, $\mathbf{k} \parallel o_1z_1$. Электрические составляющие падающей волны эллиптической поляризации ($\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2$) располагаются соответственно вдоль осей o_1x_1 и o_1y_1 .

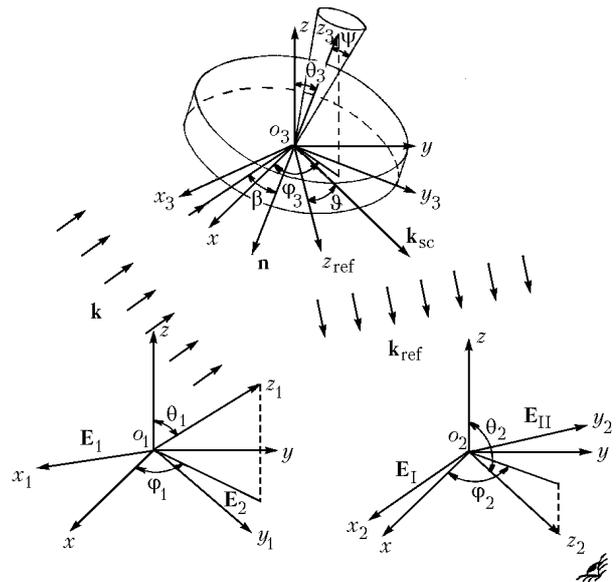


Рис. 1. Схема применительно к бистатическому лазерному зондированию

В качестве рассеивателя выбрана система одинаково ориентированных пластинок. Плоскость, параллельную основаниям пластинок, будем называть плоскостью преимущественной ориентации. Эту плоскость обозначим как $o_3x_3y_3z_3$ и примем за координатную. β – 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 o_3z_{ref} , \mathbf{k}_{ref} указывает направление распространения зеркально отраженного пучка, $\mathbf{k}_{ref} \parallel o_3z_{ref}$. Угол высоты ψ и азимутальный угол ξ задают возможные колебания пластинки относительно оси o_3z_3 . При изменении ξ от 0 до 2π и заданном значении $\psi' = \psi$ нормаль к основанию пластинки опишет конус с осью o_3z_3 . Прием рассеянного излучения производится в направлении \mathbf{k}_{sc} (или оси o_2z_2), а ось o_2y_2 параллельна горизонтальной плоскости (или плоскости земли). $\mathbf{E}_I, \mathbf{E}_{II}$ – составляющие поля, регистрируемого на приемнике, 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_{ref} и \mathbf{k}_{sc}) обозначим как ϑ .

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 ϑ_i, φ_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 $oxyz$.

Постановка задачи

Пусть задан некоторый объем кристаллов пластинчатой формы. Спектр размеров частиц опишем функцией гамма-распределения [9]:

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

где N – концентрация пластинок; a_m – радиус пластинок, соответствующий максимуму функции $N(a)$; μ – безразмерный параметр, характеризующий крутизну склонов данного максимума; Γ – гамма-функция. Отметим, что средний радиус пластинок \bar{a} с величиной a_m связан следующей формулой [10]:

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

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

На систему ориентированных пластинок, совершающих некоторые колебания относительно их устойчивого положения, падает оптическое излучение и зеркально отражается от их оснований. Определим коэффициент рассеяния для зеркально отраженного излучения, когда источник и приемник разнесены в пространстве.

В [10] получены соотношения для коэффициентов рассеяния в задней полусфере в предположении, что пластинки «строго» ориентированы в пространстве. Отметим, что задней полусферой называем ту часть сферы, которая ограничена основанием пластинок и содержит падающие и отраженные лучи. В связи с этим в обозначениях соответствующих характеристик светорассеяния в качестве индекса вводится « π ». Интегральное представление для коэффициентов рассеяния имеет вид

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

где β_{π_i} – коэффициенты рассеяния, пропорциональные соответствующим параметрам вектора Стокса; $N(a)$ – функция гамма-распределения частиц по размерам, определенная формулой (1), σ_{π_i} ($i = 1, 2, 3, 4$) – сечения рассеяния. В статье [7] в рамках метода физической оптики получены выражения для σ_{π_i} .

Известно, что 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 (ψ', ξ) , где ψ' – угол высоты и ξ – азимутальный угол, которые определяют возможные отклонения нормали пластинки от оси oz_3z_3 (см. рис. 1). Пусть двумерная случайная величина (ψ', ξ) равномерно распределена в телесном угле, ограниченном конической поверхностью, где $\xi \in [0, 2\pi]$, $\psi' \in [0, \psi]$. Численные расчеты показали, что изменение амплитуды отраженного сигнала при возможных колебаниях пластинок определяется, главным образом, величиной ψ . Кроме того, в этом можно убедиться, анализируя представленные в наших работах [10, 11] соответствующие азимутальные зависимости. Чтобы уменьшить на несколько порядков время численных расчетов необходимых характеристик (тем не менее не снижая точность), достаточно провести усреднение только по углу высоты ψ' . Для этого функцию $\beta_{\pi_i}(x)$ необходимо проинтегрировать на отрезке $[-\psi; \psi]$. В результате получим

$$\beta_F(\psi) = \frac{1}{2\psi} \int_{-\psi}^{\psi} \beta_{\pi_1}(x) dx. \quad (4)$$

Итак, соотношение (4) определяет коэффициент рассеяния для зеркально отраженного излучения, когда источник и приемник разнесены в пространстве в случае ледяных пластинок, имеющих флаттер.

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

$$\beta_F(\psi, \vartheta) = \frac{1}{2\psi} \int_{-\psi+\vartheta}^{\psi+\vartheta} \beta_{\pi_1}(x) dx. \quad (5)$$

При экспериментальном исследовании облаков, содержащих горизонтально ориентированные пластинки, в результате сканирования лидаром в пределах 1° было зарегистрировано резкое изменение амплитуды принимаемого сигнала [3]. В [10] нами

показано, что, реализуя схему зеркального отражения при бистатическом зондировании дисперсной среды, содержащей ориентированные пластинки, отклонение оси приема всего на 1° приводит к снижению амплитуды регистрируемого сигнала на несколько порядков (по сравнению со случаем, когда $\vartheta = 0^\circ$). Заметим, что подобные изменения рассеяния справедливы при любом угле падения β излучения на пластинку. При исследовании коэффициента рассеяния $\beta_{\pi_1}(\vartheta)$ в задней полусфере основной интерес представляет его поведение в области малых углов ϑ . Можно сделать аналогичный вывод при анализе отношения коэффициентов рассеяния $\beta_F(\psi, \vartheta)/\beta_F(\psi, 0)$ для системы кристаллов, имеющих флаттер. Следует отметить, что условие малости (величина, не превышающая 1°) должно выполняться для суммы углов $\psi + \vartheta$. Очевидно, что $\beta_{\pi_1}(\vartheta)/\beta_{\pi_1}(0)$ и $\beta_F(\psi, \vartheta)/\beta_F(\psi, 0)$ не зависят от концентрации пластинок в рассеивающем объеме, так как N входит в качестве множителя как в числитель, так и в знаменатель этих соотношений.

Обсуждение численных расчетов

Проведем анализ характеристик отраженного излучения, которые представляют интерес для бистатического лазерного зондирования. Для этого воспользуемся формулами (3)–(5). Во всех представленных ниже расчетах для определенности выбрана линейная поляризация падающего поля.

На рис. 2 представлены зависимости отношений $\beta_{\pi_1}(\vartheta)/\beta_{\pi_1}(0)$ от угла ϑ при различных параметрах \bar{a} и μ 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

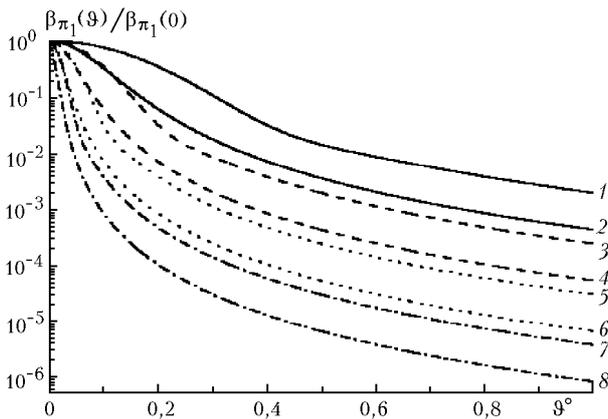


Рис. 2. Зависимость отношения коэффициентов рассеяния $\beta_{\pi_1}(\vartheta)/\beta_{\pi_1}(0)$ для системы строго ориентированных пластинок: $\theta_1 = -40^\circ$, $\varphi_1 = 0^\circ$, $\theta_2 = 100^\circ$, $\varphi_2 = 0^\circ$, $\beta = 20^\circ$, $\lambda = 0,694$ мкм, $\tilde{n} = 1,31 + i \cdot 10^{-3}$; 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, $\mu = 10$

смещенными друг относительно друга кривыми для $\beta_{\pi_1}(\vartheta)/\beta_{\pi_1}(0)$, полученными при различных параметрах μ из интервала значений [1; 10]. Причем большему значению μ соответствует кривая с меньшей крутизной. Подобные закономерности были представлены нами в статье [6] для случая моностатического лазерного зондирования. Величины, иллюстрируемые на рис. 2, были рассчитаны для $\beta = 20^\circ$. 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 β , а зависят, главным образом, от μ и \bar{a} . С ростом параметра μ убывает количество пластинок, имеющих радиусы больше среднего. Сравнивая соответствующие две кривые рис. 2, 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 ϑ скорость изменения кривой $\beta_{\pi_1}(\vartheta)/\beta_{\pi_1}(0)$ в большей степени определяется средними радиусами \bar{a} пластинок и в меньшей – параметрами μ . 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 μ . Однако точность определения величины \bar{a} значительно возрастает, если параметр μ будет принимать значения из интервала меньше чем [1; 10].

При зеркальном отражении оптического излучения от системы ориентированных пластинок формируется аномально высокий по амплитуде сигнал [2, 3]. При регистрации такого сигнала приемник может выйти из строя. Высокая интенсивность излучения обусловлена устойчивостью одинаково ориентированных пластинок. Однако возможные колебания частиц относительно плоскости их «строгой» ориентации приводят к снижению направленности отражения системой кристаллов в целом, а следовательно, и к уменьшению интенсивности регистрируемого излучения.

На рис. 3 представлены зависимости коэффициента для зеркально отраженного излучения от величины угла флаттера ψ , т.е. $\beta_F(\psi)$. Даже небольшие колебания пластинок относительно плоскости «строгой» ориентации приводят к падению абсолютных значений $\beta_F(\psi)$ на 1–2 порядка. Тем не менее амплитуды отраженного поля остаются «аномально» высокими. Скорость изменения $\beta_F(\psi)$ в интервале малых значений ψ (например, $\psi \in [0; 0,4]$) связана с величиной \bar{a} . Для более крупных частиц склоны кривых $\beta_F(\psi)$ значительно круче.

В [10] иллюстрировались зависимости коэффициента рассеяния от угловых характеристик, в частности от угла падения света на кристалл и от азимутального угла, определяющего ориентацию плоскости референции без учета флаттера частиц. Было показано, что изменение значений этих углов ведет к вариациям как амплитуды, так и поляризационных характеристик отраженного излучения.

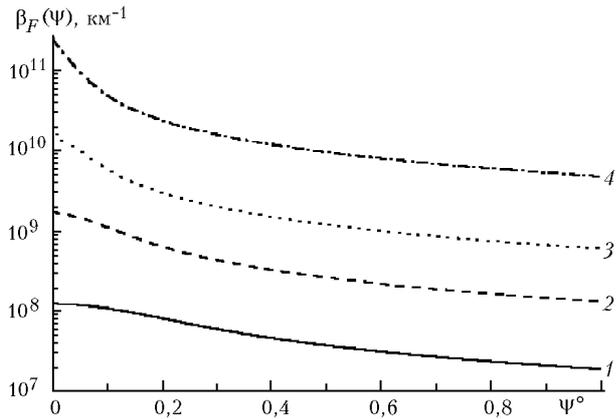


Рис. 3. Коэффициенты рассеяния для зеркально отраженно-го излучения в зависимости от величины флаттера пластинок: $\theta_1 = -40^\circ$, $\varphi_1 = 0^\circ$, $\theta_2 = 100^\circ$, $\varphi_2 = 0^\circ$, $\beta = 20^\circ$, $\lambda = 0,694$ мкм, $\tilde{n} = 1,31 + i \cdot 10^{-3}$, $\mu = 5$; 1 - $N = 40$ л $^{-1}$, $\bar{a} = 25$ мкм; 2 - $N = 35$ л $^{-1}$, $\bar{a} = 50$ мкм; 3 - $N = 20$ л $^{-1}$, $\bar{a} = 100$ мкм; 4 - $N = 20$ л $^{-1}$, $\bar{a} = 200$ мкм

На рис. 4 представлены $\beta_F(\theta_1)$ значения коэффициента рассеяния в зависимости от направлений зондирования для различных углов флаттера ψ . Отметим, что для иллюстрируемых кривых $\beta_F(\theta_1)$ справедливо соотношение $\theta_1 = \beta$. Из рис. 4 видно, что ход кривых для малых значений флаттера практически одинаков. Малые колебания пластинок не меняют особенностей отражения, обусловленных различными углами β , а только приводят к равномерному снижению интенсивности зеркально отраженного излучения. Следует отметить, что это утверждение справедливо как для моно-, так и для бистатического зондирования.

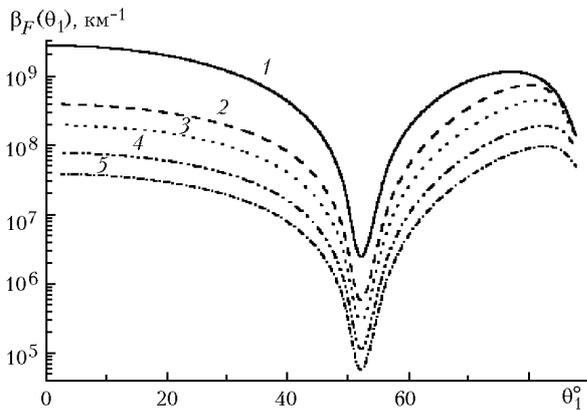


Рис. 4. Зависимость коэффициента рассеяния $\beta_F(\theta_1)$ для зеркально отраженного излучения при различных углах флаттера пластинок: $\varphi_1 = 0^\circ$, $\varphi_2 = 0^\circ$, $\varphi_3 = 0^\circ$, $\theta_2 = 180^\circ - \theta_1$ ($\theta_1 = \beta$), $\theta_3 = 0^\circ$, $\lambda = 0,694$ мкм, $\tilde{n} = 1,31 + i \cdot 10^{-3}$, $\mu = 5$, $N = 1$ л $^{-1}$, $\bar{a} = 125$ мкм; 1 - $\psi = 0^\circ$, 2 - $0,2^\circ$, 3 - $0,4^\circ$, 4 - 1° , 5 - 2°

Отметим, что ориентация плоскости поляризации падающего излучения относительно рассеивателя однозначно связана с азимутальным углом φ_1 [7, 11]. На рис. 5а, 5б представлены численные расчеты со-

ответственно коэффициента рассеяния $\beta_F(\varphi_1)$ и поляризационной характеристики $P_2 = \beta_{\pi_2} / \beta_{\pi_1}$ в зависимости от азимутального угла φ_1 для различных величин флаттера ψ . Изменение угла падения β (или θ_1) смещает положения экстремумов $\beta_F(\varphi_1)$. При одинаковых значениях φ_1 чем больше ψ , тем ниже расположен максимум $\beta_F(\varphi_1)$. Для относительно больших значений ψ (рис. 5а кривая 6) зависимость $\beta_F(\varphi_1)$ имеет практически нейтральный ход. Поляризационные характеристики слабо меняются при относительно малых значениях ψ (кривые 1, 2 рис. 5б) и только большие величины флаттера приводят к заметным изменениям $P_2(\varphi_1)$ (кривые 1, 4 или кривые 5, 7 рис. 5б).

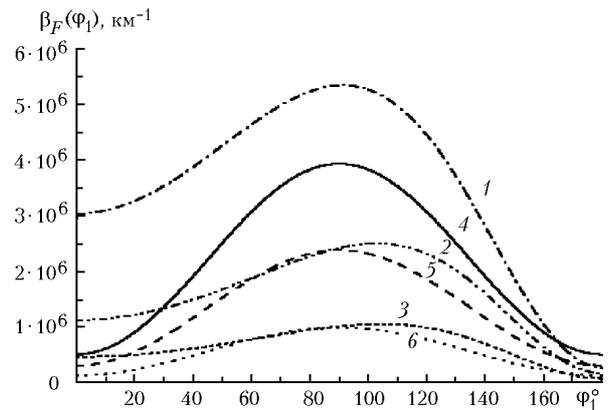


Рис. 5а. Зависимость коэффициента рассеяния $\beta_F(\varphi_1)$ для зеркально отраженного излучения при различных углах флаттера пластинок: $\varphi_2 = 0^\circ$, $\theta_2 = 100^\circ$, $\lambda = 0,694$ мкм, $\tilde{n} = 1,31 + i \cdot 10^{-3}$, $\mu = 5$, $N = 1$ л $^{-1}$, $\bar{a} = 25$ мкм; 1 - $\psi = 0^\circ$, $\theta_1 = -40^\circ$; 2 - $\psi = 0,4^\circ$, $\theta_1 = -40^\circ$; 3 - $\psi = 1^\circ$, $\theta_1 = -40^\circ$; 4 - $\psi = 0^\circ$, $\theta_1 = 0^\circ$; 5 - $\psi = 0,4^\circ$, $\theta_1 = 0^\circ$; 6 - $\psi = 1^\circ$, $\theta_1 = 0^\circ$

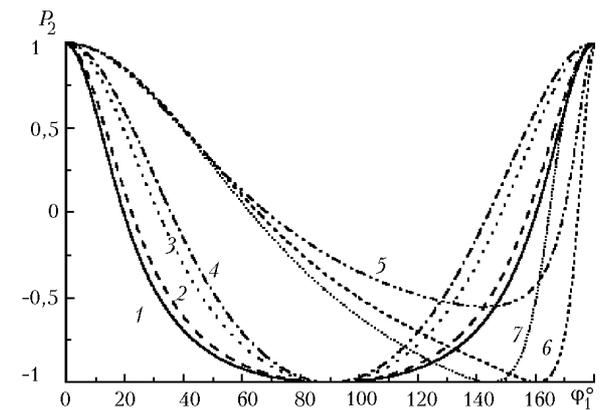


Рис. 5б. Зависимость $P_2(\varphi_1)$ для зеркально отраженного излучения при различных углах флаттера пластинок: $\varphi_2 = 0^\circ$, $\theta_2 = 100^\circ$, $\lambda = 0,694$ мкм, $\tilde{n} = 1,31 + i \cdot 10^{-3}$, $\mu = 5$, $N = 1$ л $^{-1}$, $\bar{a} = 25$ мкм; 1 - $\psi = 0^\circ$, $\theta_1 = 0^\circ$; 2 - $\psi = 2^\circ$, $\theta_1 = 0^\circ$; 3 - $\psi = 10^\circ$, $\theta_1 = 0^\circ$; 4 - $\psi = 15^\circ$, $\theta_1 = 0^\circ$; 5 - $\psi = 2^\circ$, $\theta_1 = -40^\circ$; 6 - $\psi = 10^\circ$, $\theta_1 = -40^\circ$; 7 - $\psi = 15^\circ$, $\theta_1 = -40^\circ$

При экспериментальном исследовании «аномального» обратного рассеяния регистрируются небольшие значения деполаризационного отношения,

равные $0,001 \pm 0,002$, обусловленные малыми (менее 1°) колебаниями пластинок, а в наиболее подвижных слоях облака, где флаттер достигает 10° , деполяризация составляет примерно $0,05 \pm 0,1$ [2].

На рис. 6 представлены спектральные зависимости коэффициентов $\beta_F(\lambda)$ при различных значениях флаттера ψ . Для расчета спектрального хода характеристик светорассеяния от длины волны воспользуемся зависимостями $n = n(\lambda)$ и $\chi = \chi(\lambda)$, построенными по данным, приведенным в [9]. Очевидно, что чем выше значения ψ , тем меньше величина $\beta_F(\lambda)$. Заметим, что β_F не линейно зависит от отношения \bar{a}/λ . И чем больше \bar{a} и меньше λ , тем выше значение β_F . Как уже отмечалось выше (при обсуждении рис. 3), зависимость характеристик светорассеяния от малых углов флаттера ярче проявляется для пластинок с большими размерами. Из рис. 6 видно, что малые величины флаттера приводят к снижению интенсивности отраженного сигнала в пределах одного порядка, причем эти изменения характерны для видимой и ближней ИК-области спектра. В остальной области ИК-диапазона кривые $\beta_F(\lambda)$ для малых ψ практически не меняются.

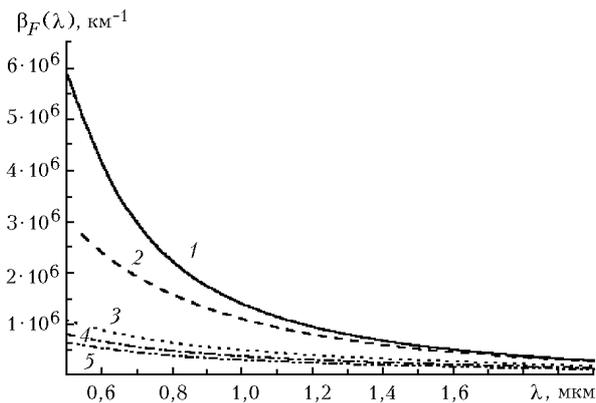


Рис. 6. Зависимость коэффициента рассеяния зеркально отраженного излучения $\beta_F(\lambda)$ при различных углах флаттера пластинок: $\bar{a} = 25$ мкм, $N = 1$ л $^{-1}$, $\mu = 5$, $\varphi_1 = 0^\circ$, $\varphi_2 = 0^\circ$, $\theta_2 = 100^\circ$, $\theta_1 = -40^\circ$, $\beta = 20^\circ$; 1 - $\psi = 0^\circ$; 2 - $0,2^\circ$; 3 - $0,6^\circ$; 4 - $0,8^\circ$; 5 - 1°

Направленность отражения для системы ледяных пластинок, имеющих флаттер, также остается высокой, хотя и снижается с увеличением угла ψ . В пределах интервала 2ψ рассеяние практически изотропно. А при переходе границ этого интервала интенсивность рассеянного поля начинает резко убывать. Данному механизму соответствуют кривые 2–6 рис. 7 и 8. Для каждой зависимости $\beta_F(\psi, \vartheta)/\beta_F(\psi, 0)$ длина горизонтального участка, в пределах которого рассеяние изотропно, определяется примерно величиной флаттера ψ . Для относительно больших средних размеров пластинок (см. рис. 7) угол флаттера соответствует уменьшению в 2 раза интенсивности отраженного сигнала при малоугловом сканировании приемником (или источником). Однако такое соответствие нарушается для относительно небольших пластинок и

малых флаттеров (см. рис. 8). Заметим, что крутизна падающего участка практически не зависит от величины флаттера, а определяется средними размерами пластинок. Иллюстрируемые на рис. 7, 8 зависимости рассчитаны для $\beta = 20^\circ$. Следует отметить, что подобная особенность рассеяния будет наблюдаться при любых углах β , т.е. для случая зеркального отражения при моностатическом и бистатическом зондировании.

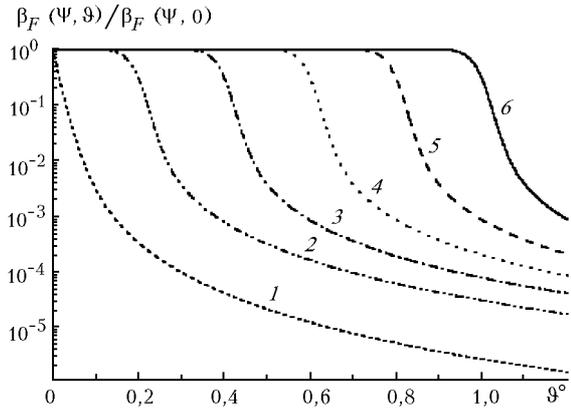


Рис. 7. Отношение коэффициентов рассеяния зеркально отраженного излучения для системы крупных пластинок ($\bar{a} = 200$ мкм), имеющих флаттер, в зависимости от угла смещения ϑ : $\varphi_1 = 0^\circ$, $\theta_1 = -40^\circ$, $\varphi_2 = 0^\circ$, $\theta_2 = 100^\circ$, $\beta = 20^\circ$, $\lambda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

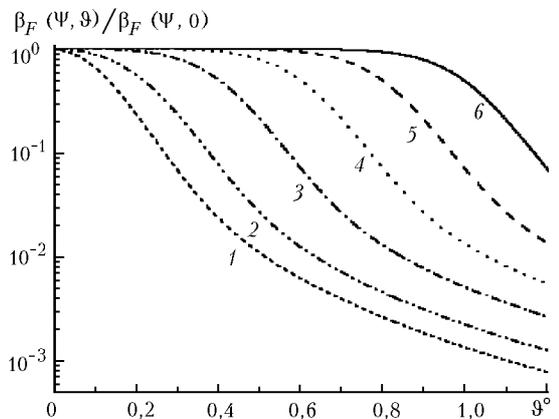


Рис. 8. Отношение коэффициентов рассеяния зеркально отраженного излучения для системы мелких пластинок ($\bar{a} = 25$ мкм), имеющих флаттер, в зависимости от угла смещения ϑ : $\varphi_1 = 0^\circ$, $\theta_1 = -40^\circ$, $\varphi_2 = 0^\circ$, $\theta_2 = 100^\circ$, $\beta = 20^\circ$, $\lambda = 0,694$ мкм, $N = 1$ л $^{-1}$, $\mu = 5$, $\tilde{n} = 1,31 + i \cdot 10^{-3}$; 1 - $\psi = 0^\circ$; 2 - $0,2^\circ$; 3 - $0,4^\circ$; 4 - $0,6^\circ$; 5 - $0,8^\circ$; 6 - 1°

Заключение

В состав кристаллических облаков входят ледяные пластинки, и, как правило, их процентное содержание выше, чем других видов кристаллов. Интенсивность зеркально отраженного поля от пластинок с учетом их возможных колебаний значительно (на порядки) превышает соответствующую характе-

ристку для любых других ориентированных кристаллов протяженных форм. 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.

В результате анализа численных расчетов характеристик светорассеяния установлено следующее. Флаттер пластинок, параметры распределения частиц по размерам, а именно средние радиусы пластинок (\bar{a}), безразмерный параметр, характеризующий крутизну склонов гамма-распределения (μ), могут быть определены из оценок относительных характеристик зеркально отраженного излучения, полученных при малоугловом сканировании лидаром. Кроме того, информативность увеличивается для длины волны из видимого диапазона. По результатам относительных измерений коэффициента рассеяния можно оценить флаттер пластинок и определить их средний радиус. Показатель преломления и положение пластинок в пространстве относительно источника и приемника могут быть определены по данным поляризационных характеристик отраженного сигнала, которые практически не зависят от малых углов флаттера и параметров распределения частиц по размерам. При известном значении показателя преломления по данным абсолютных значений коэффициента рассеяния можно оценить концентрацию пластинок в рассеивающем объеме.

Эта работа сделана при финансовой поддержке РФФИ (грант № 01-05-65209), Минпромнауки и технологий РФ (грант «Высотный поляризационный лидар» № 06-21).

O.V. Shefer. Possibility to determine parameters of size spectrum of crystal plates and their flutter from monostatic and bistatic laser sensing data.

The informativeness of characteristics of reflected optical radiation for the cases of matched or spatially separated source and receiver is studied within the framework of a crystal cloud model including a system of oriented crystal plates. Advantages of the bistatic laser sensing technique over the monostatic one are noticed. It is shown that the character of variation of the absolute and relative values of the scattering coefficient obtained at small-angle scanning carries the information about the size spectrum of crystal plates and their flutter in atmospheric formations with inhomogeneous composition.

1. *Light scattering by nonspherical particles. Theory, measurements, and application* / Ed. M.I. Mischenko, J.W. Hovenier, L.D. Travis. Academic press. International standard book number: 0-12-498660-9. California. USA. 2000. 690 p.
2. *Platt C.M.R.* Lidar backscatter from horizontal ice crystal plates // *J. Appl. Meteorol.* 1978. V. 17. N 4. P. 482–488.
3. *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.
4. *Hallett J.* Faced snow crystals // *J. Opt. Soc. Amer. A.* 1987. V. 4. N 3. P. 581–589.
5. *Welsh B.M., Gardner Ch.S.* Bistatic imaging lidar technique for upper atmospheric studies // *Appl. Opt.* 1989. V. 28. N 1. P. 32–82.
6. *Popov A.A., Shefer O.V.* Theoretical and numerical investigations of the intensity of lidar signal specular-reflected from a set of oriented plates // *J. Appl. Opt.* 1994. V. 33. N 30. P. 7038–7044.
7. *Шефер О.В.* Оптическая модель пластинчатого кристалла применительно к бистатическому поляризационному лазерному зондированию кристаллических облаков // *Оптика атмосф. и океана.* 1999. Т. 12. N 7. С. 573–577.
8. *Popov A.A., Shefer O.V.* 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.
9. *Волковицкий О.А., Павлова Л.Н., Петрушин А.Г.* Оптические свойства кристаллических облаков. Л.: Гидрометеониздат, 1984. 200 с.
10. *Шефер О.В.* К интерпретации зеркально отраженного оптического излучения для определения физических параметров пластинок // *Оптика атмосф. и океана.* 2002. Т. 15. N 10. С. 887–893.
11. *Шефер О.В.* Численное исследование оптического излучения зеркально отраженного от ориентированной пластинки // *Оптика атмосф. и океана.* 2001. Т. 14. N 8. С. 663–668.