

А.А. Попов, О.В. Шефер

К ИНТЕРПРЕТАЦИИ ЭФФЕКТА АНОМАЛЬНОГО ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

В статье на основе метода физической оптики получена формула для коэффициента обратного рассеяния лидарного сигнала, зеркально отраженного от системы ориентированных ледяных пластинок. Данная формула связывает anomalно высокие амплитуды отраженного сигнала, наблюдаемые в эксперименте, с основными характеристиками полидисперсной кристаллической среды. В статье также исследуется возможность оценки средних размеров кристаллов при использовании в качестве зондирующего устройства одночастотного лидара.

При исследовании природных кристаллических облаков с помощью моностатического лидара экспериментаторам достаточно часто приходится преодолевать трудности, связанные с регистрацией сигнала обратного рассеяния. В частности, при сканировании лидара некоторые кристаллические облака дают неожиданно настолько сильный обратный отклик, что возможны как засветка фотоприемника, так и выход его из строя. Впервые сильный сигнал обратного рассеяния наблюдался в лабораторных экспериментах [1]. Позднее интенсивный обратный отклик был неоднократно зафиксирован и при лазерном зондировании природных кристаллических облаков [2–5, 7].

В настоящее время, согласно устоявшейся терминологии, появление интенсивного обратного сигнала принято называть эффектом anomalного обратного рассеяния. Коэффициенты обратного рассеяния для тех anomalных обратных сигналов, которые удалось зарегистрировать, составляют единицы и даже десятки обратных километров [4, 7]. Во всех экспериментах, в которых наблюдалось anomalное рассеяние, установлено, что оно является следствием зеркального отражения сигнала от системы ориентированных пластинчатых кристаллов. Несмотря на то, что механизм возникновения anomalного рассеяния давно известен, не существует удовлетворительных теоретических оценок высокоамплитудного лидарного отражения. В связи с этим мы предлагаем собственную модель для интерпретации anomalного обратного рассеяния.

В нашей статье [8] в рамках метода физической оптики получены аналитические формулы для сечений ослабления и обратного рассеяния поляризованного оптического излучения на круглой пластинке. Далее эти формулы использованы при определении коэффициентов ослабления и обратного рассеяния поляризованного лазерного излучения для системы ориентированных пластинчатых кристаллов. В частности, в [9] нами были получены аналитические соотношения для совокупности коэффициентов обратного рассеяния β_{π_j} ($j = 1, 2, 3, 4$), каждый из которых пропорционален соответствующему параметру вектора Стокса от отраженного сигнала. Численные расчеты показали, что внутренние отражения электромагнитного поля в кристаллах не дают существенного вклада в коэффициенты обратного рассеяния, что позволило представить их в более простом виде. Так, для коэффициента обратного рассеяния β_{π_1} , пропорционального полной интенсивности обратного сигнала, получена формула

$$\beta_{\pi_1} = A_1 \frac{\kappa^2}{\pi} \int_0^{\infty} N(a) \left[\frac{1 + \cos 2\beta}{2} \cdot \pi a^3 \cos \beta G(\beta) \right]^2 da, \quad (1)$$

где

$$A_1 = \frac{|R_{\parallel}|^2 + |R_{\perp}|^2}{2} + \frac{I_2}{I_1} \frac{|R_{\parallel}|^2 - |R_{\perp}|^2}{2} \cos 2\gamma - \frac{I_3}{I_1} \frac{|R_{\parallel}|^2 - |R_{\perp}|^2}{2} \sin 2\gamma, \quad (2)$$

$$G(\beta) = \frac{2J_1(\kappa a \sin 2\beta \cos \beta)}{\kappa a \sin 2\beta \cos \beta}. \quad (3)$$

Здесь I_1, I_2, I_3 – первые 3 параметра вектора Стокса, характеризующие состояние поляризации падающего излучения; β – острый угол между направлением зондирования и нормалью к нижней грани пластинки; γ – угол, на который развернуты составляющие электромагнитного поля падающей волны по отношению к плоскости ее падения; $\kappa = 2\pi/\lambda$ – волновое число; $J(t)$ – функция Бесселя первого порядка; $N(a)$ – функция распределения пластинок по радиусам a . Коэффициенты отражения Френеля R_{\parallel} и R_{\perp} определены соотношениями

$$R_{\parallel} = \frac{\tilde{n} \cos \beta - \cos \theta}{\tilde{n} \cos \beta + \cos \theta}, \quad R_{\perp} = \frac{\cos \beta - \tilde{n} \cos \theta}{\cos \beta + \tilde{n} \cos \theta}, \quad (4)$$

где $\tilde{n} = n + ix$ – комплексный показатель преломления пластинчатых кристаллов; θ – комплексный угол преломления, определяемый из закона Снеллиуса; $\sin \theta = \sin \beta / \tilde{n}$.

Пусть при горизонтальном расположении пластинчатых кристаллов лидар излучает в зенит. В этом случае углу β следует придать значение, равное нулю, что приводит к значительным упрощениям вышеприведенных формул. В частности, для A_1 и $G(P)$ получим

$$A_1 = \left| \frac{\tilde{n} - 1}{\tilde{n} + 1} \right|^2, \quad \lim_{\beta \rightarrow 0} G(\beta) = 1. \quad (5)$$

С учетом соотношений (5) выражение для коэффициента обратного рассеяния преобразуется к виду

$$\beta_{\pi_1} |_{\beta=0} = \beta_a = \left| \frac{\tilde{n} - 1}{\tilde{n} + 1} \right|^2 \frac{\kappa^2}{\pi} \pi^2 \int_0^{\infty} N(a) a^4 da. \quad (6)$$

Для определенности предположим, что функция $N(a)$ является гамма-распределением [10], т.е.

$$N(a) = N \cdot \frac{\mu^{\mu+1}}{\Gamma(\mu+1)} \cdot \frac{1}{a_m} \left(\frac{a}{a_m} \right)^{\mu} e^{-\mu \frac{a}{a_m}}. \quad (7)$$

Данное предположение не нарушает общности задачи, поскольку гамма-распределение адекватно отражает реальные распределения кристаллов по размерам. Формула (7) включает в себя следующие параметры: N – концентрация пластинчатых кристаллов; a_m – радиус пластинки, соответствующий максимуму функции $N(a)$, а μ – безразмерный параметр, характеризующий крутизну склонов данного максимума. С учетом аналитического вида (7) функции распределения $N(a)$ формула (6) допускает дальнейшие упрощения, в результате которых для коэффициента аномального обратного рассеяния β_a получается следующее алгебраическое соотношение:

$$\beta_a = \left| \frac{\tilde{n} - 1}{\tilde{n} + 1} \right|^2 N \frac{\kappa^2}{\pi} (\pi a_m^2)^2 \prod_{j=1}^4 \left(1 + \frac{j}{\mu} \right). \quad (8)$$

Для анализа экспериментальных данных формулу (8) необходимо преобразовать таким образом, чтобы в нее входил средний радиус пластинки \bar{a} . Данный параметр при известной функции распределения пластинок по размерам может быть определен из следующего соотношения:

$$\bar{a} \int_0^{\infty} N(a) da = \int_0^{\infty} a N(a) da. \quad (9)$$

Если функция $N(a)$ является гамма-распределением, то из соотношения (9) для среднего радиуса \bar{a} может быть получена следующая формула:

$$\bar{a} = a_m \left(1 + \frac{1}{\mu} \right). \quad (10)$$

С учетом последней формулы соотношение (8) для коэффициента аномального рассеяния β_a преобразуется к виду

$$\beta_a = \left| \frac{\tilde{n} - 1}{\tilde{n} + 1} \right|^2 N \frac{\kappa^2}{\pi} (\pi \bar{a}^2)^2 \prod_{j=1}^3 \left(1 + \frac{j}{(\mu+1)} \right). \quad (11)$$

Данная формула позволяет при известном среднем радиусе и концентрации пластинок в рассеивающем объеме оценить амплитуду зеркально отраженного сигнала.

В табл. 1 приведены значения коэффициента аномального обратного рассеяния β_a , вычисленные для некоторых реальных параметров \bar{a} и N природных кристаллических облаков.

Таблица 1

Расчетные значения коэффициента аномального обратного рассеяния β_a (км^{-1}) для системы ориентированных пластинок (показатель преломления $\tilde{n} = 1,31 + i \cdot 10^{-3}$, длина волны $\lambda = 0,694$ мкм)

μ	\bar{a} , мкм				
	37	100	150	200	250
	N , л $^{-1}$				
	0,8	25	20	15	10
1	$5,22 \cdot 10^1$	$8,69 \cdot 10^4$	$3,52 \cdot 10^5$	$8,35 \cdot 10^5$	$1,36 \cdot 10^6$
2	$3,09 \cdot 10^1$	$5,15 \cdot 10^4$	$2,09 \cdot 10^5$	$4,95 \cdot 10^5$	$8,05 \cdot 10^5$
3	$2,28 \cdot 10^1$	$3,80 \cdot 10^4$	$1,54 \cdot 10^5$	$3,65 \cdot 10^5$	$5,94 \cdot 10^5$
4	$1,87 \cdot 10^1$	$3,12 \cdot 10^4$	$1,26 \cdot 10^5$	$2,99 \cdot 10^5$	$4,87 \cdot 10^5$
5	$1,62 \cdot 10^1$	$2,71 \cdot 10^4$	$1,10 \cdot 10^5$	$2,60 \cdot 10^5$	$4,23 \cdot 10^5$
6	$1,46 \cdot 10^1$	$2,43 \cdot 10^4$	$9,86 \cdot 10^4$	$2,34 \cdot 10^5$	$3,80 \cdot 10^5$
7	$1,35 \cdot 10^1$	$2,24 \cdot 10^4$	$9,08 \cdot 10^4$	$2,15 \cdot 10^5$	$3,50 \cdot 10^5$
8	$1,26 \cdot 10^1$	$2,10 \cdot 10^4$	$8,50 \cdot 10^4$	$2,02 \cdot 10^5$	$3,28 \cdot 10^5$
9	$1,19 \cdot 10^1$	$1,99 \cdot 10^4$	$8,06 \cdot 10^4$	$1,91 \cdot 10^5$	$3,11 \cdot 10^5$
10	$1,14 \cdot 10^1$	$1,90 \cdot 10^4$	$7,71 \cdot 10^4$	$1,83 \cdot 10^5$	$2,97 \cdot 10^5$
11	$1,10 \cdot 10^1$	$1,83 \cdot 10^4$	$7,42 \cdot 10^4$	$1,76 \cdot 10^5$	$2,86 \cdot 10^5$

Аномально высокие значения коэффициента обратного рассеяния вполне объясняют тот факт, что в большинстве экспериментов отраженные обратные сигналы приводили к засветке фотоприемника. К настоящему времени определены в эксперименте лишь относительно низкие значения β_a , соответствующие малым концентрациям пластинок в рассеивающем объеме и их малым размерам. В частности, для $N = 0,8$ л $^{-1}$ и $\bar{a} = 37$ мкм измеренные в эксперименте коэффициенты обратного рассеяния достигали значения 17 км^{-1} [4]. В первом столбце табл. 1 приведены расчетные значения коэффициента β_a для этих же параметров N и \bar{a} кристаллической среды. Сравнивая теоретические и экспериментальные данные, нетрудно убедиться не только в их качественном, но и в количественном совпадении.

Концентрация кристаллов N входит линейно в формулу (11) для коэффициента аномального обратного рассеяния β_a , что позволяет, не проводя дополнительных расчетов, а только пользуясь данными из табл. 1, оценивать коэффициенты β_a для кристаллических образований с произвольными концентрациями. В частности, значения $\beta_a = 0,110 \text{ км}^{-1}$ и $\beta_a = 0,552 \text{ км}^{-1}$ в 100 раз меньше крайних значений из первого столбца табл. 1, соответствуют в 100 раз меньшей концентрации ($N = 0,008$ л $^{-1}$) кристаллов в рассеивающем объеме. Аналогичные оценки могут быть сделаны и для кристаллов с другими средними размерами из табл. 1. Однако приведенных результатов вполне достаточно для вывода о том, что несколько (8 в 1 куб. м) относительно небольших ($\bar{a} = 37$ мкм), но горизонтально ориентированных ледяных пластинок должны сформировать высокоамплитудный обратный сигнал. Причем визуально такие кристаллы могут быть незаметны, но лидарный импульс, отражаясь от этих своеобразных зеркал, приходит на фотоприемник, имея высокую амплитуду. Подобная ситуация достаточно часто возникает при экспериментальном исследовании атмосферы. В частности, в лаборатории оптического зондирования атмосферы ИОА СО АН СССР при вертикальном зондировании атмосферы на длине волны $\lambda = 0,532$ мкм с высоты 4 км в ясную безоблачную погоду регистрировались обратные лидарные сигналы, для которых коэффициенты обратного рассеяния достигали значений, равных $0,3 \text{ км}^{-1}$. Заметим, что высота 4 км соответствует нижней границе среднего яруса облачности, а в данном случае она определяла границу пока еще не образовавшегося кристаллического облака.

Для аномального обратного рассеяния характерным признаком является уменьшение на несколько порядков амплитуды отраженного сигнала при смещении оси лидара от зенитного направления. Чтобы это проверить, нами проведены численные расчеты коэффициента обратного рассеяния β_π при различных углах β отклонения от вертикали оси лидара. Коэффициент A_1 в соотношении (1) для β_π был задан в виде

$$A_1 = \frac{|R_{\parallel}|^2 + |R_{\perp}|^2}{2}, \quad (12)$$

что соответствовало круговой поляризации ($I_2 = I_3 = 0$) падающей волны. Из анализа численных данных, приведенных в табл. 2, следует, что даже самое незначительное смещение оси лидара может привести к заметным изменениям коэффициента обратного рассеяния. Так, при зондировании ледяных пластинок в видимой части диапазона ($\lambda = 0,694$ мкм) отклонение оси лидара от вертикали всего на 1° приводит к уменьшению амплитуды отраженного сигнала на 4–6 порядков. В ИК-диапазоне ($\lambda = 10,6$ мкм) при сканировании лидара интенсивность обратного сигнала меняется медленнее. Действительно, то же самое изменение амплитуды обратного сигнала на 4–6 порядков соответствует углам сканирования $10–20^\circ$. Следует заметить, что крутизна характеристики $\beta_{\pi_1}(\beta)$ в области малых углов β однозначно связана со средним радиусом \bar{a} пластинчатых кристаллов. Это дает возможность при сканировании лидара вблизи вертикали по относительному изменению амплитуды отраженного сигнала оценивать средние размеры кристаллов исследуемых облаков.

Таблица 2

Расчетные значения коэффициента обратного рассеяния β_{π_1} (км^{-1}) для системы ориентированных пластинок при круговой поляризации падающей волны (показатель преломления $\tilde{n} = 1,31 + i \cdot 10^{-3}$ $\mu = 5$)

β°	\bar{a} , мкм				
	37	100	150	200	250
	N , л $^{-1}$				
	0,8	25	20	15	10
$\lambda = 0,694$ мкм					
0	$1,62 \cdot 10^1$	$2,71 \cdot 10^4$	$1,10 \cdot 10^5$	$2,60 \cdot 10^5$	$4,23 \cdot 10^5$
0,01	$1,61 \cdot 10^1$	$2,51 \cdot 10^4$	$9,25 \cdot 10^4$	$1,93 \cdot 10^5$	$2,68 \cdot 10^5$
0,02	$1,56 \cdot 10^1$	$2,01 \cdot 10^4$	$5,75 \cdot 10^4$	$8,70 \cdot 10^4$	$8,46 \cdot 10^4$
0,05	$1,26 \cdot 10^1$	$5,42 \cdot 10^3$	$5,82 \cdot 10^3$	$4,84 \cdot 10^3$	$3,80 \cdot 10^3$
0,1	6,27	$5,04 \cdot 10^2$	$5,65 \cdot 10^2$	$5,65 \cdot 10^2$	$4,71 \cdot 10^2$
0,2	$9,06 \cdot 10^{-1}$	$5,89 \cdot 10^1$	$7,05 \cdot 10^1$	$7,04 \cdot 10^1$	$5,86 \cdot 10^1$
0,5	$4,46 \cdot 10^{-2}$	3,75	4,49	4,49	3,74
1	$5,56 \cdot 10^{-3}$	$4,68 \cdot 10^{-1}$	$5,61 \cdot 10^{-1}$	$5,61 \cdot 10^{-1}$	$4,68 \cdot 10^{-1}$
2	$6,93 \cdot 10^{-4}$	$5,85 \cdot 10^{-2}$	$7,02 \cdot 10^{-2}$	$7,02 \cdot 10^{-2}$	$5,85 \cdot 10^{-2}$
5	$4,45 \cdot 10^{-5}$	$3,76 \cdot 10^{-3}$	$4,51 \cdot 10^{-3}$	$4,51 \cdot 10^{-3}$	$3,76 \cdot 10^{-3}$
$\lambda = 10,6$ мкм					
0	$6,95 \cdot 10^{-2}$	$1,16 \cdot 10^2$	$4,70 \cdot 10^2$	$1,11 \cdot 10^3$	$1,81 \cdot 10^3$
0,1	$6,92 \cdot 10^{-2}$	$1,12 \cdot 10^2$	$4,37 \cdot 10^2$	$9,78 \cdot 10^2$	$1,48 \cdot 10^3$
0,5	$6,22 \cdot 10^{-2}$	$5,42 \cdot 10^1$	$9,86 \cdot 10^1$	$9,65 \cdot 10^1$	$6,96 \cdot 10^1$
1	$4,52 \cdot 10^{-2}$	$1,01 \cdot 10^1$	9,32	8,67	7,19
5	$6,93 \cdot 10^{-4}$	$5,76 \cdot 10^{-2}$	$6,90 \cdot 10^{-2}$	$6,89 \cdot 10^{-2}$	$5,74 \cdot 10^{-2}$
10	$8,65 \cdot 10^{-5}$	$7,26 \cdot 10^{-3}$	$8,71 \cdot 10^{-3}$	$8,71 \cdot 10^{-3}$	$7,26 \cdot 10^{-3}$
20	$1,13 \cdot 10^{-5}$	$9,58 \cdot 10^{-4}$	$1,15 \cdot 10^{-3}$	$1,15 \cdot 10^{-3}$	$9,58 \cdot 10^{-4}$
30	$3,80 \cdot 10^{-6}$	$3,21 \cdot 10^{-4}$	$3,85 \cdot 10^{-4}$	$3,85 \cdot 10^{-4}$	$3,20 \cdot 10^{-4}$

Трудности в измерениях и недостатки интерпретационных полуэмпирических схем вынуждают экспериментаторов отказываться от анализа аномального обратного рассеяния, несмотря на то, что оно достаточно рельефно отражает микроструктуру кристаллического облака. В [7] высказано предположение, что интересующие нас данные о микроструктуре могут быть получены из деполаризационного отношения. Но для пластинчатых кристаллов в первом приближении деполаризационное отношение не включает в себя информацию о микроструктуре [9]. Поэтому, на наш взгляд, для оценки таких характеристик кристаллического облака, как концентрация кристаллов и их средний радиус, наиболее перспективным является все же анализ коэффициента аномального рассеяния. Причем недостающая информация может быть получена из физических свойств кристаллической среды. Так, например, в [6] установлена взаимосвязь температуры кристаллического облака с концентрацией и размерами кристаллов. Это существенно расширяет возможности дистанционного исследования мик-

роструктуры облака. Что касается деполяризованного отношения, то оно может быть использовано при определении показателя преломления кристаллов.

Дистанционное исследование микроstructures полидисперсной среды принято связывать с многочастотным лидаром. Находясь в рамках этих представлений, в [9] мы высказали предположение, что полную информацию о кристаллическом облаке можно получить при одновременном использовании поляризационного и многочастотного лидаров. При этом предполагалось, что вначале с помощью поляризационного лидара должны быть определены показатель преломления и ориентация кристаллов. Затем можно было бы ставить задачу об определении средних размеров кристаллов из данных многочастотного лазерного зондирования. В данной статье нами показано, что система ориентированных кристаллов обладает особым механизмом светорассеяния. Это дает возможность, используя малоугловое сканирование лидара, проводить дистанционное исследование микроstructures кристаллического облака на одной частоте. Следовательно, с помощью поляризационного одночастотного лидара может быть получена практически вся информация об основных параметрах кристаллического облака.

Для полной реализации потенциальных возможностей поляризационного лидара в его измерительной схеме необходимо объединить два противоречивых требования. С одной стороны, для оценки параметров микроstructures кристаллического облака возникает необходимость регистрации сигналов обратного рассеяния с аномально высокими амплитудами, с другой — следует учитывать, что деполяризованное отношение тем информативнее связано с показателем преломления, чем больше отклонена ось лидара от вертикали [9], а следовательно, чем слабее сигнал обратного рассеяния. Кроме того, необходимо предусмотреть возможность сканирования лидара во время эксперимента, что приводит к дополнительным трудностям при получении полной информации о кристаллическом облаке с помощью поляризационного лидара. Однако все трудности, связанные с использованием моностатического поляризационного лидара при комплексном исследовании кристаллического облака, устраняются при переходе к бистатической схеме зондирования. В приемнике бистатического поляризационного лидара может быть получен высокоамплитудный поляризованный сигнал, содержащий в себе полную информацию об оптических и микрофизических свойствах исследуемого природного облака.

Авторы признательны В.С. Шамаеву за предоставленные экспериментальные данные.

1. Schotland R.M., Sassen K., Stone R. // *Appl. Meteor.* 1971. V. 10. P. 1011–1017.
2. Derr V.E., Abshire N.L., Cupp R.E., McNice G.T. // *J. Appl. Meteor.* 1976. V. 15. P. 1200–1203.
3. Sassen K. // *J. Appl. Meteor.* 1977. V. 16. P. 425–431.
4. Platt C.M.R. // *J. Appl. Meteor.* 1978. V. 17. P. 1220–1224.
5. Platt C.M.R., Dilley A.C. // *J. Atmos. Sci.* 1981. V. 38. P. 1069–1082.
6. Andrew J. Heymsfield, Platt C.M.R. // *J. Atmos. Sci.* 1984. V. 41. P. 846–855.
7. Platt C.M.R., Scott J., Dilley A.C. // *J. Atmos. Sci.* 1987. V. 44. P. 729–747.
8. Попов А.А., Шефер О.В. К поляризационному лазерному зондированию кристаллических облаков: простейшая оптическая модель частицы. Томск, 1988. 59 с. (Препринт ДФ СО АН СССР, № 65).
9. Попов А.А., Шефер О.В. // *Оптика атмосферы.* 1990. Т. 3. № 1. С. 44–50.
10. Cooper W.A., Vali G. // *J. Atmos. Sci.* 1981. V. 38. № 6. P. 1244–1259.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,
г. Томск

Поступила в редакцию
13 апреля 1990 г.

A. A. Popov, O. V. Shefer. **On the Interpretation of Anomalous Backscattering Effect.**

The paper presents a derivation based on the physical optics method of the formula for lidar backscattering coefficient describing the specularly reflected signal from oriented ice plates. This formula relates the anomalously high amplitudes of reflected signals to the basic parameters of a polydisperse crystal medium. The paper also analyzes a possibility of estimating mean size of crystals using measurements with a single frequency lidar.