

Д.Н. Ромашов

Рассеяние света гексагональными ледяными кристаллами*Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск*

Поступила в редакцию 22.12.2000 г.

Излагается метод деления пучков (МДП), используемый для расчета поляризационных характеристик светорассеяния для произвольно ориентируемых гексагональных ледяных кристаллов. Проводится сравнение МДП с методом лучевых траекторий (Ray Tracing Method). Приводятся и анализируются вычисленные с помощью МДП матрицы рассеяния (МР) монодисперсных ансамблей хаотически ориентированных гексагональных ледяных кристаллов. Исследуется зависимость МР от размеров и форм гексагональных ледяных кристаллов для длин волн падающего излучения 0,55 и 0,67 мкм.

1. Метод деления пучков

В настоящее время большинство имеющихся расчетов оптических характеристик рассеяния света гексагональными ледяными кристаллами выполнено в приближении геометрической оптики [1–5], основанном на геометрическом и физическом анализе прохождения лучей внутри многогранников согласно обобщенным законам Снеллиуса и Френеля (с учетом поглощения [6]). Основным недостатком этого приближения является то, что в нем предполагается вклад в рассеянное в дальней зоне поле от выходящих из кристалла лучей только в направлении выхода лучей. Большинство исследователей, использующих это приближение, ограничиваются расчетом только индикатрисы рассеяния и степени поляризации ансамблей хаотически ориентированных гексагональных ледяных кристаллов.

Наиболее полно при вычислении всех элементов матрицы рассеяния приближение геометрической оптики реализовано в методе лучевых траекторий (МЛТ), изложенном в работах [1, 2]. Выполненные в [1] результаты расчетов элементов матрицы рассеяния (МР) P_{33} и P_{44} для хаотически ориентированных ледяных кристаллов отличаются от аналогичных расчетов для сфероидальных частиц [7] и данных измерений для искусственных ледяных кристаллов [8]. Поэтому МЛТ был существенно модернизирован в работе [2]. В модернизированном МЛТ вводятся новые весовые коэффициенты для отраженных и преломленных лучей, интенсивности дифрагированных лучей, внешне отраженных лучей, несколько раз внутренне отраженных и преломленных наружу лучей складываются. Интерференция учитывается лишь при обратном рассеянии для двух взаимных лучей. В аналитическом виде это можно записать следующим образом:

$$\mathbf{G}^S = \mathbf{G}^D + \sum_m \mathbf{G}_m^{RT},$$

где \mathbf{G}^S – матрица рассеяния кристалла; \mathbf{G}^D – вклад в матрицу рассеяния от дифракции на поперечнике кристалла; \mathbf{G}_m^{RT} – вклад в матрицу рассеяния от внешне отраженного ($n = 1$) или выходящего из кристалла луча; m – номер луча,

испытывающего n взаимодействий с гранями.

Матрица рассеяния луча \mathbf{G}_m^{RT} вычисляется при помощи матрицы преобразования амплитуд луча (АМ) \mathbf{S}_m^{RT} по формулам, приведенным в [9]. Выражение для АМ в методе лучевых траекторий [2] имеет следующий вид:

$$\mathbf{S}_m^{RT}(\mathbf{e}^S) = \mathbf{A}_m^{RT} q_{rn}(\mathbf{e}^S) \exp(ikNd_{rn}); \quad (1)$$

$$q_{rn}(\mathbf{e}^S) = \delta(1 - \mathbf{e}^S \mathbf{e}^{rn}) w_m; \quad (2)$$

$$w_{r1}^2 = \cos \theta'_{r1} / \sin \theta^S;$$

$$w_{rn}^2 = \frac{\cos \theta'_{r1}}{\cos \theta'_{r1}} \frac{\cos \theta'_{rn}}{\cos \theta'_{rn}} \frac{\cos \theta'_{r1}}{\sin \theta^S}, \quad n \geq 2,$$

где \mathbf{A}_m^{RT} – матрица преобразования амплитуд компонент электрического поля луча при отражениях и преломлениях на гранях кристалла; \mathbf{e}^S – единичный вектор, задающий направление рассеяния; \mathbf{e}^{rn} – единичный вектор, задающий направление выходящего из кристалла луча; $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака; i – мнимая единица; k – волновое число; N – комплексный показатель преломления; d_{rn} – длина геометрического набега луча внутри кристалла; w_m – весовые коэффициенты электрического поля для наклонно падающих на грань лучей; θ'_{r1} и θ'_{rn} – соответственно угол падения и угол преломления луча при первом взаимодействии с кристаллом; θ'_{rn} и θ'_{rn} – соответственно угол падения и угол преломления луча, выходящего из кристалла; θ^S – угол рассеяния.

Использование приближения геометрической оптики является вполне оправданным при исследовании траекторий лучей внутри кристаллов, размеры которых много больше длины волны, а также при вычислении создаваемых ими электрических полей в ближней зоне. При пересчете электрических полей лучей из ближней зоны в дальнюю приближение геометрической оптики является очень грубым. Это и приводит, в частности, в МЛТ к неопределенностям при вычислении весовых коэффициентов для углов рассеяния $\theta^S = 0$ или π . В работе [2] авторы обходят

эту неопределенность, полагая в этих случаях $\sin \theta^S = \sin(\pi/360)$. Физически не обоснованным для широкого спектра размеров реальных атмосферных кристаллов является непосредственно вытекающий из МЛТ вывод о том, что нормированная на сечение рассеяния матрица рассеяния \mathbf{G}^{RT} для произвольного прозрачного гексагонального ледяного кристалла не зависит от размеров кристалла, а зависит от значения отношения L/a (L – длина оси кристалла; a – длина ребра гексагональной грани). Данное утверждение является верным, как это будет показано ниже, лишь для очень больших кристаллов.

Недостатки, присущие МЛТ, устраняются в методе деления пучков (МДП), впервые предложенном в [10] и модернизированном в [11]. В отличие от МЛТ в МДП при взаимодействии плоской электромагнитной волны с многогранником рассматриваются не отдельные лучи, а пучки лучей. Пучок – это совокупность элементарных лучей, которые при выходе из многогранника испытали одинаковые взаимодействия с одними и теми же гранями. При первом взаимодействии плоской волны с какой-либо гранью сечением отраженного пучка является проекция этой грани на плоскость, перпендикулярную направлению отраженного луча. Аналогичные рассуждения можно привести для преломленного внутрь после первого взаимодействия пучка. Преломленный внутрь пучок может упасть на несколько граней, т.е. происходит деление пучка на ребрах и вершинах. Ясно, что после каждого внутреннего отражения и преломления наружу сечения выходящих из многогранника пучков имеют форму многоугольников и их площадь уменьшается (за исключением случаев, когда пучок полностью вписывается в одну грань).

Таким образом, проследивание процесса образования пучков в МДП (как и проследивание траекторий лучей в МЛТ) и вычисление полей пучков в ближней зоне проводятся в приближении геометрической оптики. Вклад пучка в рассеянное в дальней зоне поле делается в приближении дифракции Фраунгофера на апертуре, совпадающей с сечением пучка. Алгоритм расчета дифракции плоской волны на апертуре произвольной многоугольной формы представлен в работе [11].

В МДП [11], как и в МЛТ [2], матрица рассеяния для произвольного кристалла представляется в виде суммы дифракционной и отраженно-преломленной матриц рассеяния:

$$\mathbf{G}^S = \mathbf{G}^D + \mathbf{G}^{RT}.$$

В зависимости от входных параметров (шероховатости граней кристалла, размеров кристалла и длины волны падающего излучения) задача определения МР кристалла \mathbf{G}_{rn}^{RT} решается двумя путями:

1) без учета интерференции между пучками: $\mathbf{G}^{RT} = \sum_{bn} \mathbf{G}_{bn}^{RT}$, где \mathbf{G}_{bn}^{RT} – МР пучка, испытавшего n взаимодействий с гранями, которая вычисляется через АМ пучка \mathbf{S}_{bn}^{RT} ; bn – номер пучка, испытавшего n взаимодействий с гранями;

2) с учетом интерференции между пучками: МР произвольного кристалла \mathbf{G}^{RT} определяется через суммарную АЛ $\mathbf{S}^{RT} = \sum_{bn} \mathbf{S}_{bn}^{RT}$.

В случае обратного рассеяния интерференция между взаимными пучками должна всегда учитываться.

Для удобства сравнения МДП с МЛТ ограничимся в дальнейшем рассмотрением не поглощающих кристаллов. В случае поглощающих кристаллов выражения для АМ будут иметь более громоздкий и неудобный [для сравнения с формулами (1)–(2)] вид, так как амплитуда поля в плоскости сечения пучка будет различной, а для расчета фазового набегга элементарного луча между двумя последовательными взаимодействиями внутри кристалла следует использовать подстроенный показатель преломления [6].

Выражение для АМ, выходящего (или внешне отраженного) из непоглощающего кристалла пучка, испытавшего n взаимодействий с гранями в МДП [11], имеет следующий вид:

$$\mathbf{S}_{bn}^{RT}(\mathbf{e}^S) = \mathbf{A}_{bn}^{RT} q_{bn}(\mathbf{e}^S) \exp(ikNd_{bn}), \quad (3)$$

$$q_{bn}(\mathbf{e}^S) = \frac{k^2}{4\pi} \iint_{G_{bn}} \exp(-ike^S \cdot \mathbf{r}) d^2\mathbf{r}, \quad (4)$$

где \mathbf{A}_{bn}^{RT} – матрица преобразования амплитуд компонент электрического поля пучка при отражениях и преломлениях на гранях кристалла [12]. Под геометрическим набегом пучка d_{bn} подразумевается максимальный из всех геометрических набегов элементарных лучей, принадлежащих пучку в точке их выхода из грани относительно центра кристалла; G_{bn} – сечение пучка; \mathbf{r} – радиус-вектор точки сечения пучка.

Очевидно, что при одинаковой последовательности взаимодействий с гранями rn -луча в (1) и bn -пучка в (3) $\mathbf{A}_{rn}^{RT} = \mathbf{A}_{bn}^{RT}$. Поэтому вид сомножителей $q_{rn}(\mathbf{e}^S)$ в (1) и $q_{bn}(\mathbf{e}^S)$ в (3) показывает основное отличие методов МЛТ и МДП.

Из выражения (4) видно, что с увеличением размеров сечения пучка G_{bn} все большая доля его интенсивности будет концентрироваться вблизи направления выхода пучка, и наоборот. Как показывает геометрический анализ процессов образования пучков на произвольном кристалле, размеры пучков уменьшаются с ростом числа взаимодействий с гранями, а их количество увеличивается обратно пропорционально площади их сечений. Кроме того, даже в случае внешнего отражения от больших граней образуются пучки, один из размеров которых является достаточно малым при углах падения, близких к $\pi/2$. С другой стороны, по мере роста кратности взаимодействия n элементы матрицы \mathbf{A}_{bn}^{RT} по модулю стремятся к нулю. МДП позволяет одновременно учесть действие всех вышеперечисленных факторов в отличие от МЛТ, в котором все лучи равноправны по их вкладу в суммарную интенсивность рассеяния.

В работе [12] был предложен метод интегрального уравнения геометрической оптики (GOM2) для расчета оптических характеристик светорассеяния на гексагональных ледяных кристаллах. Сравнение МДП с GOM2 приведено в [11], при этом было получено хорошее совпадение результатов расчетов МР. К сожалению, в [12] приведены расчеты элементов матрицы рассеяния лишь для небольших размеров ($ka = kL \leq 200$), а сравнение результатов, полученных с помощью GOM2 и МЛТ, было проведено только для двух элементов МР: P_{11} и $-P_{12}/P_{11}$. Как будет показано ниже, большие различия между результатами расчетов, полученными с помощью МДП и

МЛТ, наблюдаются для трех элементов МР: P_{22}/P_{11} , P_{33}/P_{11} и P_{44}/P_{11} .

2. Матрицы рассеяния монодисперсных ансамблей хаотически ориентированных гексагональных ледяных кристаллов. Влияние размеров и формы

Большинство представленных в данной работе матриц рассеяния ансамблей хаотически ориентированных гексагональных ледяных кристаллов были рассчитаны с помощью МДП без учета интерференции между пучками. Те случаи, когда учитывается интерференция между пучками, будут отмечены особо.

Определим сначала основные входные параметры задачи рассеяния на гексагональном ледяном кристалле. Размеры кристалла будем задавать посредством длины вдоль оси симметрии L и радиуса окружности a , описанной вокруг гексагонального основания. Величина $d = 2a$ называется диаметром кристалла. Под формой гексагонального кристалла будем в дальнейшем подразумевать значение отношения d/L . При $L > d$ такие тела обычно называются гексагональными столбиками, а при $L < d$ – гексагональными пластинками.

Опишем геометрию рассеяния излучения на произвольно ориентированном кристалле. Определим систему координат $Oxyz$ (рис. 1), связанную с падающим излучением: направление оси Oz совпадает с направлением падающего излучения. Пусть система координат $Ox'y'z'$, получается из $Oxyz$ путем поворотов на три угла Эйлера α , β , γ и связана с кристаллом следующим образом: точка O находится в центре кристалла; ось Oz' является осью симметрии кристалла; ось Ox' перпендикулярна одной из боковых четырехугольных граней.

Таким образом, β – это угол между направлением падающего излучения и осью кристалла; α – угол между плоскостью xOz и плоскостью, содержащей ось Oz и ось кристалла; γ – угол поворота вокруг оси кристалла. Направление рассеяния задается полярным углом θ и азимутальным углом φ в системе координат $Oxyz$.

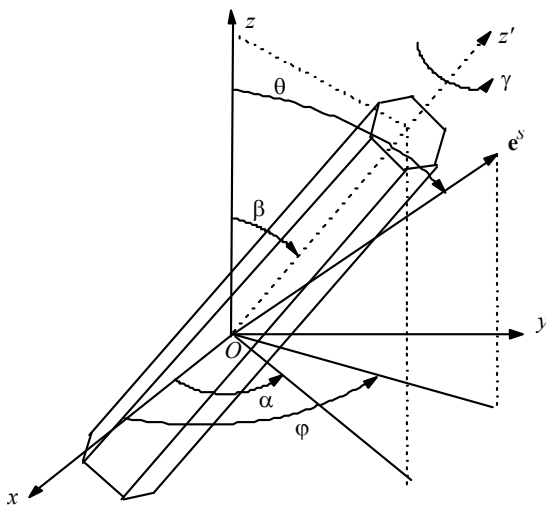


Рис. 1. Геометрия рассеяния на произвольно ориентированном гексагональном кристалле

Так как все плоскости рассеяния для изотропных ансамблей равнозначны, то для нахождения \mathbf{P} – МР монодисперсного ансамбля хаотически ориентированных гексагональных кристаллов необходимо провести усреднение по всем ориентациям в трехмерном пространстве для фиксированной произвольной плоскости рассеяния (например, $\varphi = 0$). Но поскольку усреднение по углу α эквивалентно усреднению по плоскостям рассеяния φ с фиксированным значением угла α , то в данной работе вначале вычислялась усредненная по двум углам β и γ матрица рассеяния в полный телесный угол ансамбля хаотически ориентированных в плоскости xOz кристаллов:

$$\mathbf{F}(\theta, \varphi) = \frac{6}{\pi} \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/6} \mathbf{G}(\theta, \varphi, \beta, \gamma) \sin \beta \, d\beta \, d\gamma,$$

где $\mathbf{G}(\theta, \varphi, \beta, \gamma)$ – МР ориентированного на углы $\alpha = 0, \beta, \gamma$ кристалла. Затем рассчитывалась МР ансамбля хаотически ориентированных в пространстве кристаллов путем усреднения МР $\mathbf{F}(\theta, \varphi)$ по плоскостям рассеяния, задаваемых углом φ :

$$\mathbf{P}(\theta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \mathbf{F}(\theta, \varphi) \, d\varphi.$$

Во всех расчетах, приведенных в данной работе, элемент МР P_{11} нормирован следующим образом:

$$\int_0^{\pi} \mathbf{P}(\theta) \sin \theta \, d\theta = 1.$$

В данной работе при вычислении $\mathbf{P}(\theta)$ усреднение по углам ориентации проводилось по следующей сетке:

$$\beta_j = 0,5^\circ j; \quad j = 0, 1, \dots, 180;$$

$$\gamma_l = 0,5^\circ l; \quad l = 0, 1, \dots, 60.$$

Сетка углов рассеяния задавалась следующим образом:

$$\varphi_m = 1^\circ m; \quad m = 0, 1, \dots, 359;$$

$$\theta_s = 0,1^\circ s; \quad s = 0, 1, \dots, 9,$$

$$\theta_s = 1^\circ (s - 9); \quad s = 10, 11, \dots, 189.$$

На рис. 2 приведены пять элементов нормированной МР для трех монодисперсных ансамблей хаотически ориентированных гексагональных ледяных пластинок с одинаковым значением отношения $Ld=25$, для длины волны падающего излучения $\lambda = 0,55$ мкм и показателя преломления $N = 1,311$. Из поведения кривых на рис. 2 отчетливо видно, что с ростом размеров кристаллов зависимость элементов нормированной МР от угла рассеяния θ имеет разный вид. Отметим наиболее существенные отличия:

- рост значений индикатрисы рассеяния $P_{11}(\theta)$ с увеличением размеров пластинок для углов рассеяния $\theta = 0, 22^\circ$ и $\theta \geq 46^\circ$, при этом наиболее значительный рост наблюдается для $\theta = 0, 180$ и 46° ;

- уменьшение значений индикатрисы рассеяния $P_{11}(\theta)$ с увеличением размеров пластинок для углов рассеяния $0 < \theta < 20^\circ$;

– увеличение значений степени поляризации – $P_{12}(\theta)/P_{11}(\theta)$ с увеличением размеров пластин для углов рассеяния $0^\circ < \theta < 140^\circ$ (аналогичная тенденция наблюдается для расчетов этой величины, приведенных в работе [13]);

– увеличение значений $P_{22}(\theta)/P_{11}(\theta)$ с увеличением размеров пластин для углов рассеяния $60^\circ < \theta < 170^\circ$;

– уменьшение значений $P_{33}(\theta)/P_{11}(\theta)$ и $P_{44}(\theta)/P_{11}(\theta)$ с увеличением размеров пластин для углов рассеяния $60^\circ < \theta < 150^\circ$;

– значения $P_{22}(180^\circ)/P_{11}(180^\circ)$, $P_{33}(180^\circ)/P_{11}(180^\circ)$ и $P_{44}(180^\circ)/P_{11}(180^\circ)$ практически не зависят от размеров пластин.

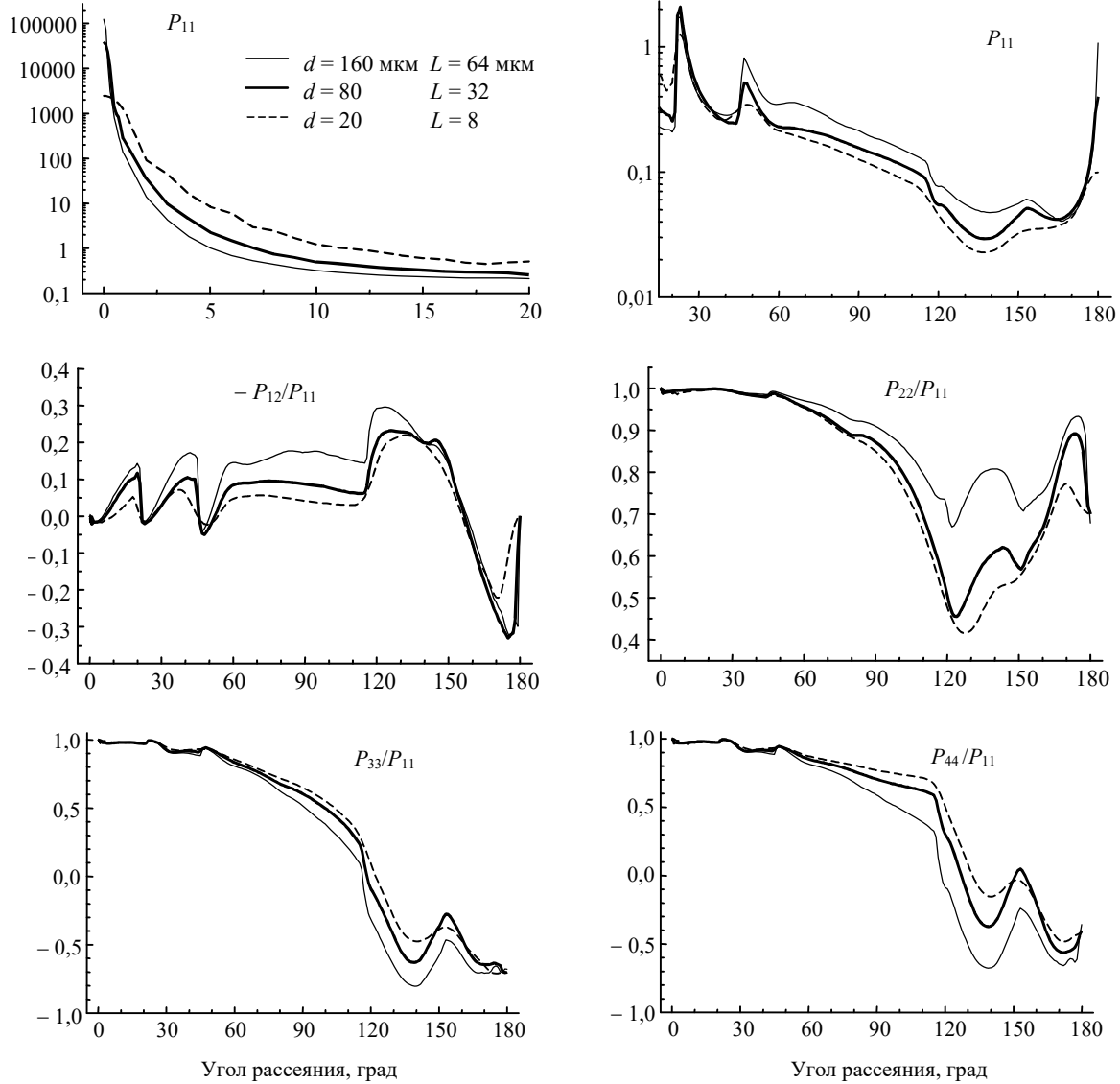


Рис. 2. Элементы матриц рассеяния монодисперсных ансамблей хаотически ориентированных в пространстве гексагональных ледяных пластинок с одинаковым отношением d/L

Отметим, что значения $P_{34}(\theta)/P_{11}(\theta)$, не приведенные на рис. 2, очень слабо зависят от размеров пластин для всех углов рассеяния θ .

В работе [2] приведены шесть элементов нормированной МР хаотически ориентированных гексагональных ледяных пластин размерами $L = 8$ мкм, $d = 20$ мкм для $\lambda = 0,6328$ мкм и $N = 1,311$, а в работе [3] приведены четыре элемента нормированной МР хаотически ориентированных гексагональных ледяных пластин размерами $L = 32$ мкм, $2a = 80$ мкм для $\lambda = 0,55$ мкм и $N = 1,311 + 3,11i \cdot 10^{-9}$. Вычисления в обеих работах сде-

ланы при помощи МЛТ. Как и следовало ожидать, зависимости четырех элементов МР, приведенных в [2, 3]: $P_{22}(\theta)/P_{11}(\theta)$, $P_{33}(\theta)/P_{11}(\theta)$, $P_{44}(\theta)/P_{11}(\theta)$ и $P_{34}(\theta)/P_{11}(\theta)$, совпадают и отличаются от аналогичных, изображенных на рис. 2. В дальнейшем при сравнении результатов будем отмечать величины, рассчитанные с помощью МЛТ, верхним индексом r , а МДП – b .

Наибольшие отличия имеются между расчетами элементов $P_{11}(\theta)$, $P_{22}(\theta)/P_{11}(\theta)$, $P_{33}(\theta)/P_{11}(\theta)$, $P_{44}(\theta)/P_{11}(\theta)$, приведенными в работе [2] и на рис. 2 для небольших пластин с $L = 8$ мкм, $d = 20$ мкм. Эти отличия состоят в следующем:

- значения $P_{11}^r(\theta) < P_{11}^b(\theta)$ для $1 < \theta < 21^\circ$;
- $P_{11}^r(\theta) > P_{11}^b(\theta)$ для $21 < \theta < 180^\circ$;
- $P_{11}^r(180^\circ) \gg P_{11}^b(180^\circ)$;
- $P_{11}^r(22^\circ) \gg P_{11}^b(22^\circ)$;

- $P_{11}^r(46^\circ) \gg P_{11}^b(46^\circ)$;
- $P_{22}^r(\theta)/P_{11}^r(\theta) < P_{22}^b(\theta)/P_{11}^b(\theta)$ для $120 < \theta \leq 180^\circ$;
- $P_{33}^r(\theta)/P_{11}^r(\theta) > P_{33}^b(\theta)/P_{11}^b(\theta)$ для $140 < \theta \leq 180^\circ$;
- $P_{44}^r(\theta)/P_{11}^r(\theta) > P_{44}^b(\theta)/P_{11}^b(\theta)$ для $140 < \theta \leq 180^\circ$.

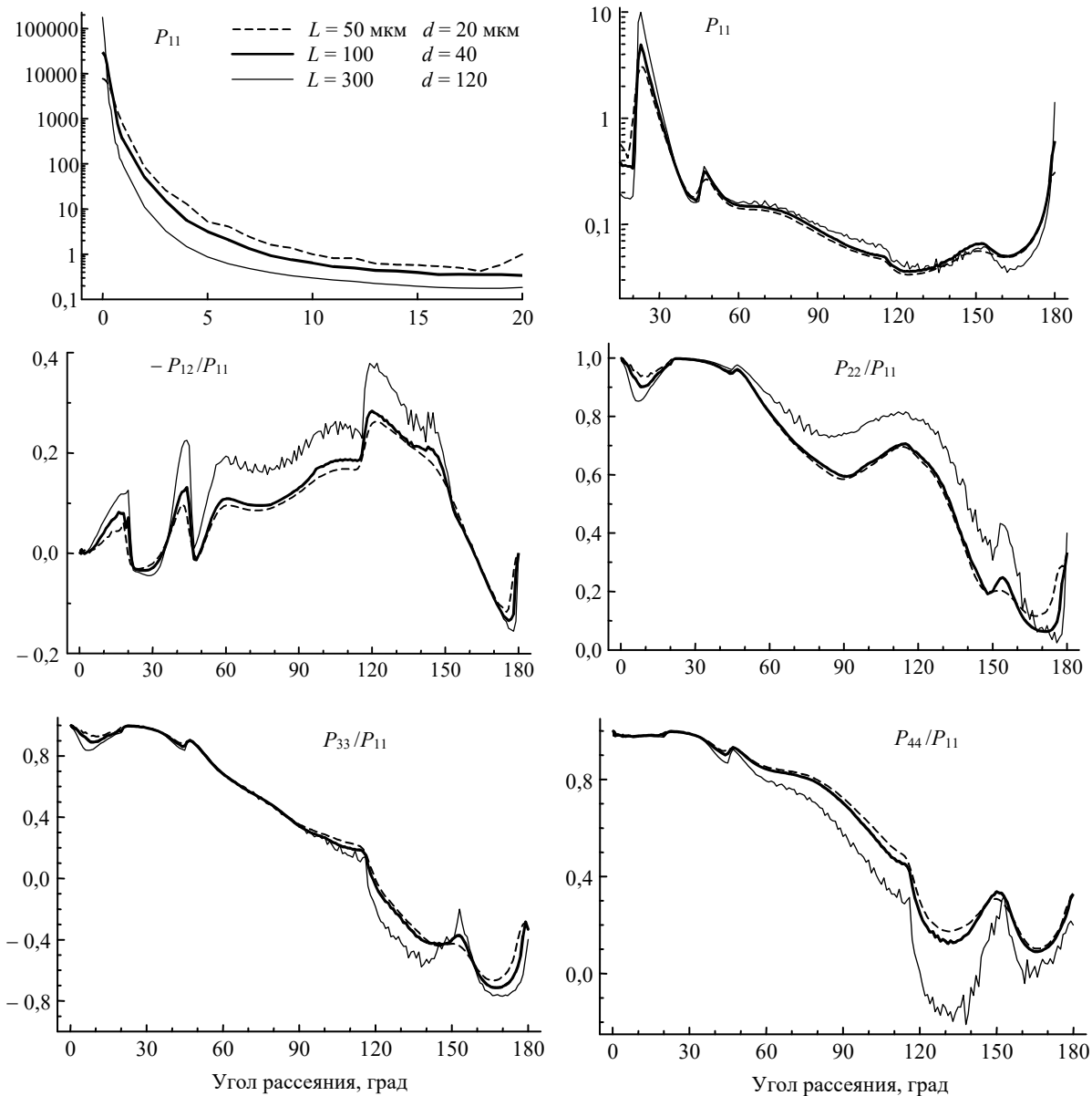


Рис. 3. Элементы матриц рассеяния монодисперсных ансамблей хаотически ориентированных в пространстве гексагональных ледяных столбиков с одинаковым отношением d/L

Для исследования влияния формы были сделаны расчеты МР для кристаллов с разным значением отношения $L/d = 1/4; 1; 4$, но с одинаковым значением эквивалентного радиуса. Под эквивалентным радиусом не сферической частицы подразумевается величина, равная отношению трех объемов частицы к площади ее поверхности. Элементы МР для трех ансамблей хаотически ориентированных гексагональных ледяных кристаллов с одинаковым значением эквивалентного радиуса

44,3 мкм, но с разным значением отношения L/d для длины волны падающего излучения $\lambda = 0,67$ мкм и показателя преломления $N = 1,3076$ приведены на рис. 4. Из поведения кривых, изображенных на рис. 4, видно, что форма гексагонального кристалла существенным образом влияет как на распределение рассеянного излучения по полному телесному углу, так и на состояние поляризации излучения, рассеянного в каком-либо направлении.

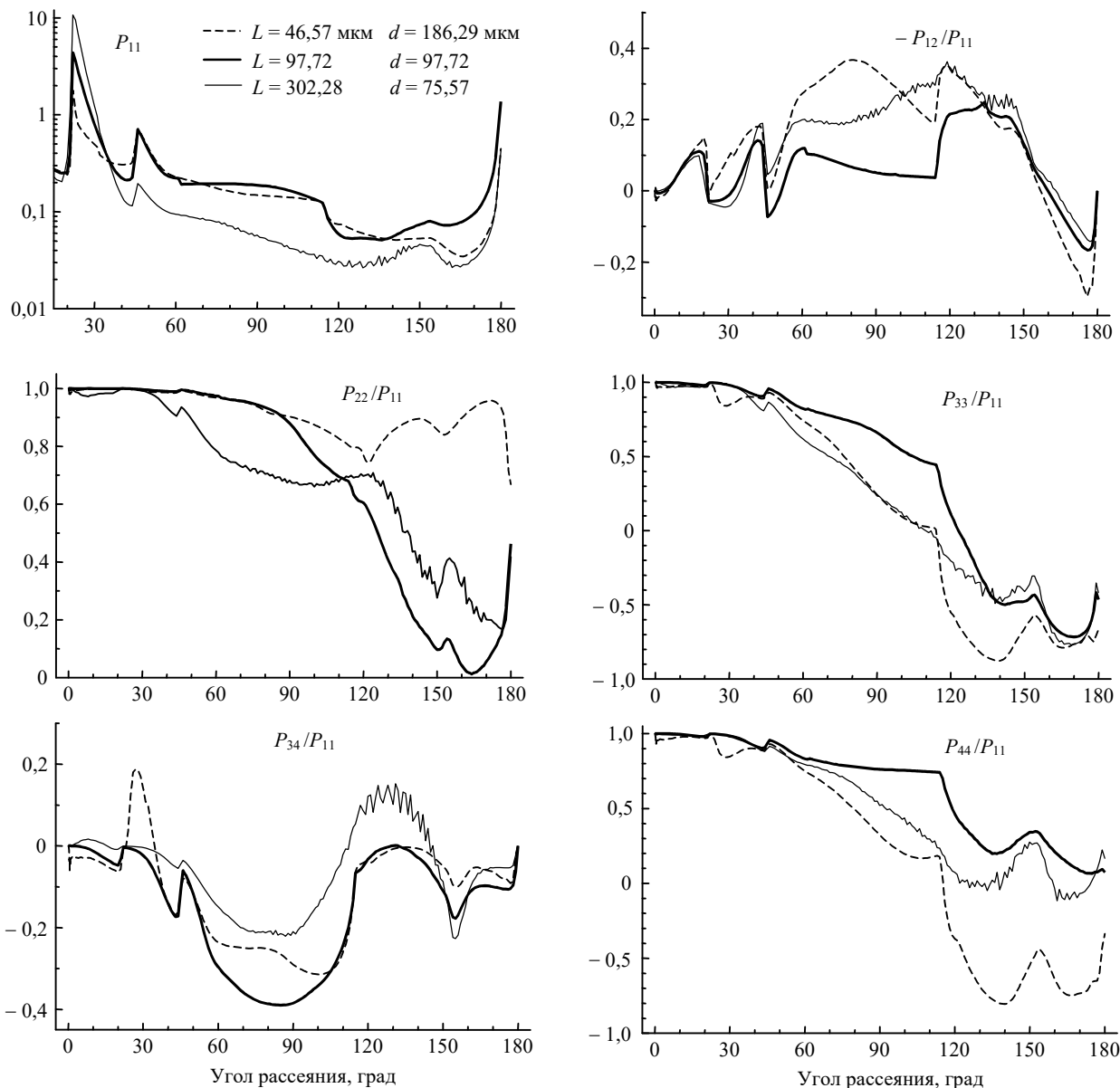


Рис. 4. Элементы матриц рассеяния монодисперсных ансамблей хаотически ориентированных в пространстве гексагональных ледяных кристаллов с одинаковым эквивалентным радиусом

На рис. 5 представлены результаты расчетов МР для трех ансамблей хаотически ориентированных гексагональных ледяных пластинок, толщина которых L связана с диаметром d эмпирическим соотношением [14]:

$$L = 0,6 d^{0,8}.$$

Данные, приведенные на рис. 5, показывают совместное влияние формы и размеров на МР рассеяния хаотически ориентированных гексагональных ледяных пластинок, поскольку с увеличением

диаметра пластинок увеличивается значение отношения d/L .

На рис. 6 представлены элементы МР, рассчитанные с помощью МДП с учетом интерференции между пучками, для тех же ансамблей кристаллических частиц, что и на рис. 5. Сравнивая поведение аналогичных элементов МР на рис. 5 и 6, можно сделать вывод, что учет интерференции между пучками существенным образом влияет на результаты расчета для больших пластинок ($d = 200$ мкм), незначительно для средних ($d = 100$ мкм) и практически не сказывается для мелких пластинок ($d = 30$ мкм).

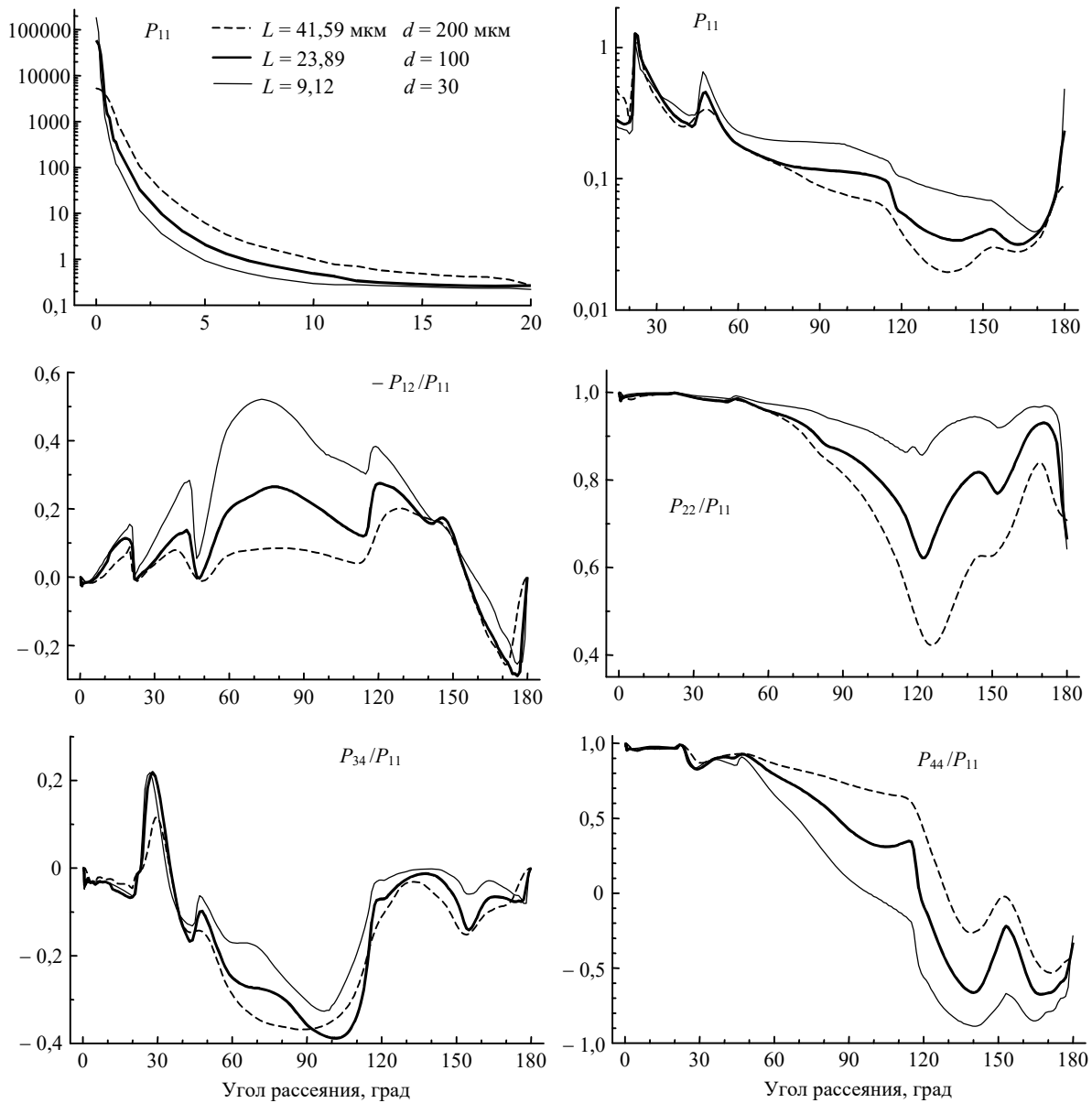


Рис. 5. Элементы матриц рассеяния монодисперсных ансамблей хаотически ориентированных в пространстве гексагональных ледяных пластинок, вычисленные МДП без учета интерференции между пучками

Таким образом, сделанный выше анализ показывает, что МДП в отличие от МЛТ, из-за учета дифракции полей пучков в дальней зоне, более чувствителен к микроструктуре кристаллов и не имеет неопределенностей для всех углов рассеяния. Поведение элементов МР $P_{22}(\theta)/P_{11}(\theta)$, $P_{33}(\theta)/P_{11}(\theta)$ и $P_{44}(\theta)/P_{11}(\theta)$, рассчитанных с помощью МДП, в большей степени согласуется с поведением аналогичных экспериментально измеренных элементов для искусственных кристаллов [8], чем поведение этих элементов, рассчитанных с помощью МЛТ. Это наиболее отчетливо выражается в отсутствии высокого и широкого пика у вычисленных с помощью МДП элементов $P_{33}(\theta)/P_{11}(\theta)$ и $P_{44}(\theta)/P_{11}(\theta)$ вблизи угла $\theta = 150^\circ$ и его наличии у аналогичных элементов, вычис-

ленных с помощью рассчитанных с помощью МДП, в большей степени согласуется с поведением аналогичных экспериментально измеренных элементов для искусственных кристаллов [8], чем поведение этих элементов, рассчитанных с помощью МЛТ. Это наиболее отчетливо выражается в отсутствии высокого и широкого пика у вычисленных с помощью МДП элементов $P_{33}(\theta)/P_{11}(\theta)$ и $P_{44}(\theta)/P_{11}(\theta)$ вблизи угла $\theta = 150^\circ$ и его наличии у аналогичных элементов, вычисленных с помощью МЛТ.

Кроме того, МДП в отличие от МЛТ и других методов (GOM2, метод T -матриц [15]) требует гораздо меньших затрат компьютерных ресурсов. Все расчеты в данной работе выполнены на компьютере Pentium II, 300 МГц.

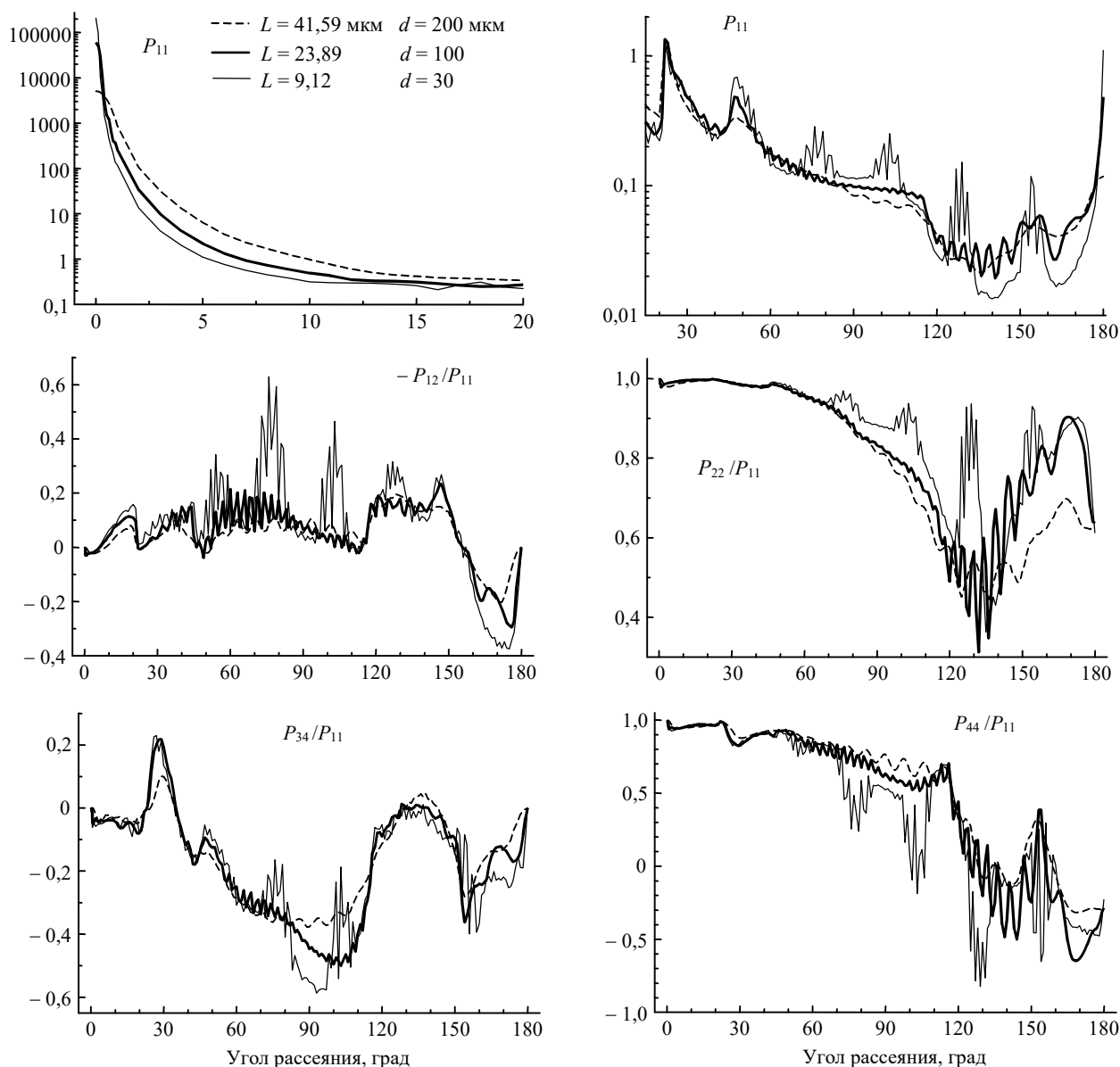


Рис. 6. Элементы матриц рассеяния тех же ансамблей ледяных пластинок, что и на рис. 5, вычисленных МДП с учетом интерференции между пучками

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки Российской Федерации по теме «Лидар» (рег. № 06–21).

1. Cai Q., Liou K.N. // Appl. Opt. 1982. V. 21. N 19. P. 3569–3580.
2. Takano Y., Jeyaweera K. // Appl. Opt. 1985. V. 24. N 19. P. 3254–3263.
3. Takano Y., Liou K.N. // Appl. Opt. 1989. V. 28. N 1. P. 3–19.
4. Wendling P., Wendling R., Weickmann H.K. // Appl. Opt. 1979. V. 18. P. 2663–2671.
5. Rockwitz K.D. // Appl. Opt. 1989. V. 28. P. 4103–4110.
6. Yang P., Liou K.N. // J. Opt. Soc. Am. A. 1996. V. 13. N 10. P. 2072–2085.
7. Asano S., Sato M. // Appl. Opt. 1980. V. 19. N 6. P. 962–974.

8. Dugin V.P., Mirumyants S.O. // Izv. Acad. Sci. USSR Atmos. Ocean. Phys. 1976. V. 12. P. 988–991.
9. Bohren C.F., Huffman D.R. Absorption and Scattering of Light by Small Particles. New York: Wiley, 1983.
10. Попов А.А. Рассеяние электромагнитной плоской волны на полупрозрачном выпуклом многограннике произвольной формы. Томск: Изв. вузов. Физика. Депон. № 8006. 1984. 56 с.
11. Ромашов Д.Н. // Оптика атмосферы и океана. 1999. Т. 12. № 5. С. 392–400.
12. Yang P., Liou K.N. // Appl. Opt. 1996. V. 35. N 33. P. 6568–6584.
13. Muinonen K. // Appl. Opt. 1989. V. 28. N 15. P. 3044–3050.
14. Petrushin A. // Proc. SPIE. 1998. V. 3583. P. 147–154.
15. Wielaard D.J., Mishchenko M.I., Macke A., Carlson B.E. // Appl. Opt. 1997. V. 36. N 18. P. 4305–4313.

D.N. Romashov. Light scattering by hexagonal ice crystals.

The beam division method (BDM), used in calculation of light-scattering polarization characteristics for randomly oriented hexagonal ice crystals, is described. The method is compared with the Ray Tracing Method. The scattering matrices for monodispersion ensembles of randomly oriented hexagonal ice crystals, calculated by the BDM, are presented and analyzed. Their dependence on sizes and shapes of hexagonal ice crystals at 0,55 and 0,67 μm wavelengths of incident radiation is under study.