

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН

УДК 537.876; 535.36; 535.44

Всплески поляризации вблизи направления рассеяния назад для одиночной хаотически ориентированной частицы неправильной формы

Н.В. Кустова^{✉1}, А.В. Коношонкин^{1,2}, А.Г. Боровой^{1*}

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

²Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

Поступила в редакцию 18.10.2023;
после доработки 23.11.2023;
принята к печати 13.03.2024

В задаче рассеяния света одиночной случайно ориентированной частицей пик обратного рассеяния для крупной частицы неправильной формы связан с известным пиком когерентного обратного рассеяния. Показано, что степень линейной поляризации вблизи направления рассеяния назад для одиночной частицы имеет всплеск, физической причиной появления которого является то же самое когерентное обратное рассеяние. В приближении физической оптики нами рассчитано обратное рассеяние света крупными хаотически ориентированными частицами неправильной формы. Показано, что знак всплеска поляризации для пар сопряженных пучков может быть как отрицательным, так и положительным в зависимости от формы траектории пучков света, которые вносят основной вклад в обратное рассеяние. Суммируя всплески, мы приходим к выводу, что общеизвестные явления отрицательной поляризации не обязательны для случая одиночной частицы, рассеивающей свет в окрестности направления рассеяния назад. Результаты работы будут полезны для интерпретации данных, получаемых российскими и международными лидарными сетями.

Ключевые слова: рассеяние света, метод физической оптики, матрица Мюллера, когерентное обратное рассеяние, отрицательная поляризация, сопряженные пучки; light scattering, physical optics method, Mueller matrix, coherent backscattering, negative polarization, conjugate beams.

Введение

Рассеяние света частицами неправильной формы, размеры которых намного превышают длину волны падающего излучения, представляет собой сложную задачу вычислительной электродинамики. Для длин волн видимого диапазона примерами таких крупных частиц являются пыль в атмосферах Земли и других небесных тел, неправильные агрегаты кристаллов льда в перистых облаках и т.п. В этом случае возможности стандартных компьютерных программ, решающих уравнения Максвелла для крупных частиц (такие как метод конечных разностей во временной области, метод Т-матриц, приближение дискретных диполей и др. [1–3]), сильно ограничены из-за размеров частиц. Таким образом, дифракционный размер, определяемый как $x = \pi d/\lambda$ (где d — диаметр частицы, λ — длина волны), обычно ограничивается величинами $x < 100$.

В результате численных расчетов [4–8] было показано, что свет, рассеянный крупной частицей неправильной формы со случайной ориентацией в пространстве, обладает двумя свойствами. Во-первых, происходит увеличение интенсивности рассеянного света с максимальным значением в обратном направлении (угол рассеяния $\theta = 180^\circ$; фазовый угол $\alpha = 0^\circ$), которое называется всплеском интенсивности [4, 5], или пиком обратного рассеяния [6–8]. Заметим, что в астрофизике предпочитают использовать фазовый угол, тогда как в теории рассеяния чаще используется угол рассеяния.

Во-вторых, степень линейной поляризации рассеянного света в случае неполяризованного падающего света

$$p(\alpha) = \frac{I_{\perp}(\alpha) - I_{\parallel}(\alpha)}{I_{\perp}(\alpha) + I_{\parallel}(\alpha)} = -\frac{M_{21}(\alpha)}{M_{11}(\alpha)} \quad (1)$$

имеет специфическую закономерность при малых фазовых углах, называемую отрицательной поляризацией (например, [4, 9]). Здесь $I_{\perp}$, $I_{\parallel}$ — интенсивности рассеяния, регистрируемые поляризатором, ориентированным перпендикулярно или параллельно

* Наталья Валентиновна Кустова (kustova@iao.ru);
Александр Владимирович Коношонкин (sasha_tvo@iao.ru);
Анатолий Георгиевич Боровой (borovoi@iao.ru).

плоскости рассеяния; M_{21} и M_{11} — элементы матрицы рассеяния (Мюллера). Отрицательная поляризация означает, что значение p отрицательно при малых фазовых углах. Затем, после прохождения локального минимума, значение p имеет положительный всплеск и т.д. [4].

Важно отметить, что два явления — пик обратного рассеяния и отрицательная поляризация — известны в астрономии и астрофизике уже почти 100 лет [10], где пик обратного рассеяния связывают с так называемым оппозиционным эффектом. В природе рассеивающим объектом является не одна частица, а множество. Частицы могут образовывать как разреженные рассеивающие среды, например космическая пыль, так и плотно упакованные рассеивающие среды, например лунный реголит. В случае малой оптической толщины разреженных рассеивающих сред задача рассеяния света сводится к задаче рассеяния света одиночной частицей (см., например, [11]). В настоящее время опубликованы работы, в которых критически обсуждаются десятки различных физических механизмов, объясняющих отрицательную поляризацию как при поляриметрическом дистанционном зондировании объектов Солнечной системы, так и в лабораторных измерениях [11–25]. Поляризация света, рассеянного в направлении назад, была исследована для анализа коллоидных суспензий и визуализации биологических тканей в работах [26–28]. В астрофизике отрицательная поляризация используется для определения размера и показателя преломления космической пыли [29, 30].

В задаче рассеяния света одиночной случайно ориентированной крупной частицей неправильной формы пик обратного рассеяния связывается с известным пиком когерентного обратного рассеяния [8, 31]. Но появление негативной поляризации — это загадка, до конца еще не разгаданная.

Цель работы — показать, что степень линейной поляризации света $p(\theta)$ вблизи направления рассеяния назад $\theta = 180^\circ$ для одиночной частицы имеет всплеск. Для упрощения терминологии назовем это всплеском поляризации. Физической причиной появления всплеска поляризации является когерентное обратное рассеяние, обуславливающее известный пик когерентного обратного рассеяния. Однако в отличие от пика (или всплеска интенсивности [4]) когерентного обратного рассеяния, всплеск поляризации может быть как положительным, так и отрицательным. Знак всплеска поляризации нестационарный и зависит от формы траекторий пучков света, вносящих основной вклад в обратное рассеяние.

Когерентное обратное рассеяние в приближении физической оптики

Рассеяние света частицей определяется либо амплитудной матрицей рассеяния (Джонса) $\mathbf{J}$, либо матрицей Мюллера $\mathbf{M}$, которые преобразуют элек-

трическое поле $\mathbf{E}$ и вектор-параметры Стокса $\mathbf{I}$ соответственно:

$$\mathbf{E}(\mathbf{n}) = \mathbf{J}(\mathbf{n})\mathbf{E}_0, \quad \mathbf{I}(\mathbf{n}) = \mathbf{M}(\mathbf{n})\mathbf{I}_0, \quad (2)$$

где $\mathbf{n}$ — направление рассеяния ($|\mathbf{n}| = 1$), а индекс 0 относится к падающему излучению. Матрица Мюллера определяется через матрицу Джонса как

$$\mathbf{M} = \mathbf{G}(\mathbf{J} \otimes \mathbf{J}^*)\mathbf{G}^{-1}, \quad (3)$$

где $\otimes$ — произведение Кронекера; $*$ — комплексно-сопряженная величина; $\mathbf{G}$ — известная матрица преобразования [1].

В настоящей работе мы рассчитываем обратное рассеяние света частицами неправильной многогранной формы, используя приближение физической оптики [32, 33]. Рассматриваются частицы выпуклой формы, размеры которых значительно превышают длину падающей волны. Приближение физической оптики означает, что свет распространяется внутри частицы в соответствии с геометрической оптикой, а в волновой зоне мы учитываем дифракционные и интерференционные эффекты. Здесь каждая освещенная грань создает внутри частицы плоскопараллельный пучок, который преобразуется путем последовательных отражений от других граней. Далее пучок преломляется на выходной грани, после чего распространяется в свободном пространстве, превращаясь в расходящуюся волну согласно векторной дифракции Фраунгофера. Пучок становится пятном на сфере направлений рассеяния $\mathbf{n}$, окружающей направление выходящего пучка $\mathbf{n}_m$ в геометрической оптике. Каждый m -й пучок характеризуется своей траекторией, т.е. последовательностью граней частицы, от которых пучок отражается, и рассеянным полем $\mathbf{E}_m(\mathbf{n} - \mathbf{n}_m)$. Если поперечный размер пучка на выходной грани равен a , то угловая ширина пятна $\mathbf{E}_m$ на сфере направлений рассеяния примерно равна λ/a . Наш вычислительный код рассчитывает матрицы Джонса $\mathbf{J}_m(\mathbf{n} - \mathbf{n}_m)$ и Мюллера $\mathbf{M}_m(\mathbf{n} - \mathbf{n}_m)$ для каждого пучка.

При фиксированной ориентации частицы матрицы Джонса оптических пучков складываются $\mathbf{J} = \sum_m \mathbf{J}_m$, а матрица Мюллера суммирует как матрицы Мюллера отдельных пучков, так и интерференционные члены между ними:

$$\mathbf{M} = \sum_m \mathbf{M}_m + \sum_{n \neq k} \mathbf{G}(\mathbf{J}_n \otimes \mathbf{J}_k^*)\mathbf{G}^{-1}. \quad (4)$$

Каждый пучок характеризуется также фазой (или фазовым набегом) δ_m , которая обычно $\gg 2\pi$ для крупных частиц ($d \gg \lambda$). Следовательно, интерференционный член между двумя пучками $\mathbf{N}_{nk}$ представляет собой величину, меняющую знак и быстро осциллирующую. Обычно экспериментально эти члены не обнаруживаются. Однако в направлении обратного рассеяния $\theta = 180^\circ$ фазы некоторых пар пучков равны.

Таким образом, в приближении физической оптики можно выделить пары пучков в направлении рассеяния назад с небольшой разницей в фазах.

Один пучок из пары называется прямым, а второй — сопряженным. Сопряженный пучок формируется отражениями от тех же граней частиц, что и прямой, но в обратном порядке.

Именно интерференция между парами сопряженных пучков приводит к возникновению любых эффектов когерентного обратного рассеяния в физике [34]. В частности, элемент M_{11} матрицы Мюллера $\mathbf{M}$ (4) создает пик обратного рассеяния [8] для одной частицы, подобный когерентному обратному рассеянию при многократном рассеянии [31]. В настоящей статье показано, что элемент M_{21} при обратном рассеянии создает всплеск поляризации из-за этой интерференции.

Всплеск поляризации

Некоторые физические закономерности, присущие когерентному обратному рассеянию, легко могут быть получены для пучков, рассеянных в обратном направлении $\alpha = 0^\circ$. Ранее в [33] мы показали, что такая пара сопряженных пучков покидает поверхность частицы из двух отдельных областей пространства. В плоскости, перпендикулярной направлению падения излучения вблизи частицы, матрицы Джонса прямого пучка $\mathbf{J}$ и сопряженного ему пучка $\tilde{\mathbf{J}}$ связаны равенством $\tilde{\mathbf{J}} = \mathbf{U}\mathbf{J}^T\mathbf{U}$, где $\mathbf{J}^T$ — транспонированная матрица, а $\mathbf{U} = \text{diag}(1; -1)$ — диагональная матрица. В волновой зоне частицы суперпозиция прямого и сопряженного пучков в обратном направлении описывается матрицей Джонса:

$$\mathbf{J} + \tilde{\mathbf{J}} = \begin{pmatrix} C & F \\ -F & D \end{pmatrix}, \quad (5)$$

что обеспечивает выполнение теоремы взаимности [35]. Система координат для обратного направления в волновой зоне фиксированная. В этой системе координат элементы M_{21} матриц Мюллера для прямого $\mathbf{M}$ и сопряженного $\tilde{\mathbf{M}}$ пучков при обратном направлении легко выражаются через элементы матрицы (5) как

$$M_{21} + \tilde{M}_{21} = \text{const}(|C|^2 - |D|^2). \quad (6)$$

В настоящей работе рассматриваются пучки, углы рассеяния которых слабо отличаются от обратного рассеяния $\alpha = 0^\circ$. Наши численные расчеты матрицы Мюллера (4) для выпуклых частиц показывают, что основной вклад в обратное рассеяние вносят пучки со скользящими траекториями падения. Отражение света в траектории скользящего падения происходит под углами, близкими к полному внутреннему отражению, следовательно, энергия пучка после многократных отражений почти полностью сохраняется. В этом случае свет распространяется преимущественно вдоль поверхности частицы. Когда свет покидает частицу после преломления на выходной грани, он создает пучок вблизи края (проекция контура) частицы. Такие пучки входят в частицу и покидают ее вблизи противоположных краев.

В частности, на рис. 1 показаны две пары сопряженных пучков A и B , прямые пучки которых рассеяны в окрестность направления назад под фазовыми углами $0,005^\circ$ и $0,05^\circ$ соответственно. Примеры суперпозиции прямого и сопряженного пучков в ближней зоне частицы для этих пар показаны на рис. 1, b и z . Каждая суперпозиция характеризуется тремя величинами: диаметр частицы d , поперечный размер отдельного пучка h и расстояние L между пучками. Для выпуклых частиц эти величины обычно подчиняются неравенству $d > L > h$.

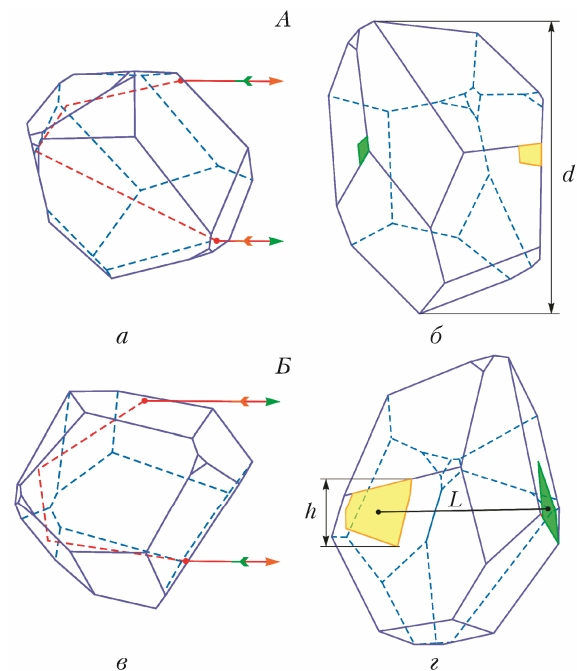


Рис. 1. Пары сопряженных пучков A и B обратного рассеяния: их траектории (a , b) и проекции формы в плоскости, перпендикулярной направлению падения (b , z) вблизи частицы (см. цв. рис. 1–4 на сайте <http://iao.ru/ru/content/vol.37-2024/iss.05>)

В волновой зоне частицы суперпозиция прямого и сопряженного пучков находится как двумерное преобразование Фурье [32, 33] пространственных областей из рис. 1, b и z . Результаты преобразования Фурье, полученные для элементов M_{11} и M_{21} (4), показаны на рис. 2. Здесь направление обратного рассеяния соответствует центрам сфер направлений рассеяния; направление рассеяния определяется углом α (или θ) и азимутальным углом β . В предыдущих наших работах, а также в данной статье, размерность элементов матрицы рассеяния равна $\text{мкм}^2/\text{ср}$, как и для дифференциального сечения рассеяния.

На рис. 2, a и b мы видим, что интенсивность света M_{11} образует множество квазипараллельных полос, которые являются результатом интерференции волн, исходящих из двух отдельных пространственных областей на рис. 1, b и z . Следовательно, угловое расстояние между полосами равно примерно λ/L .

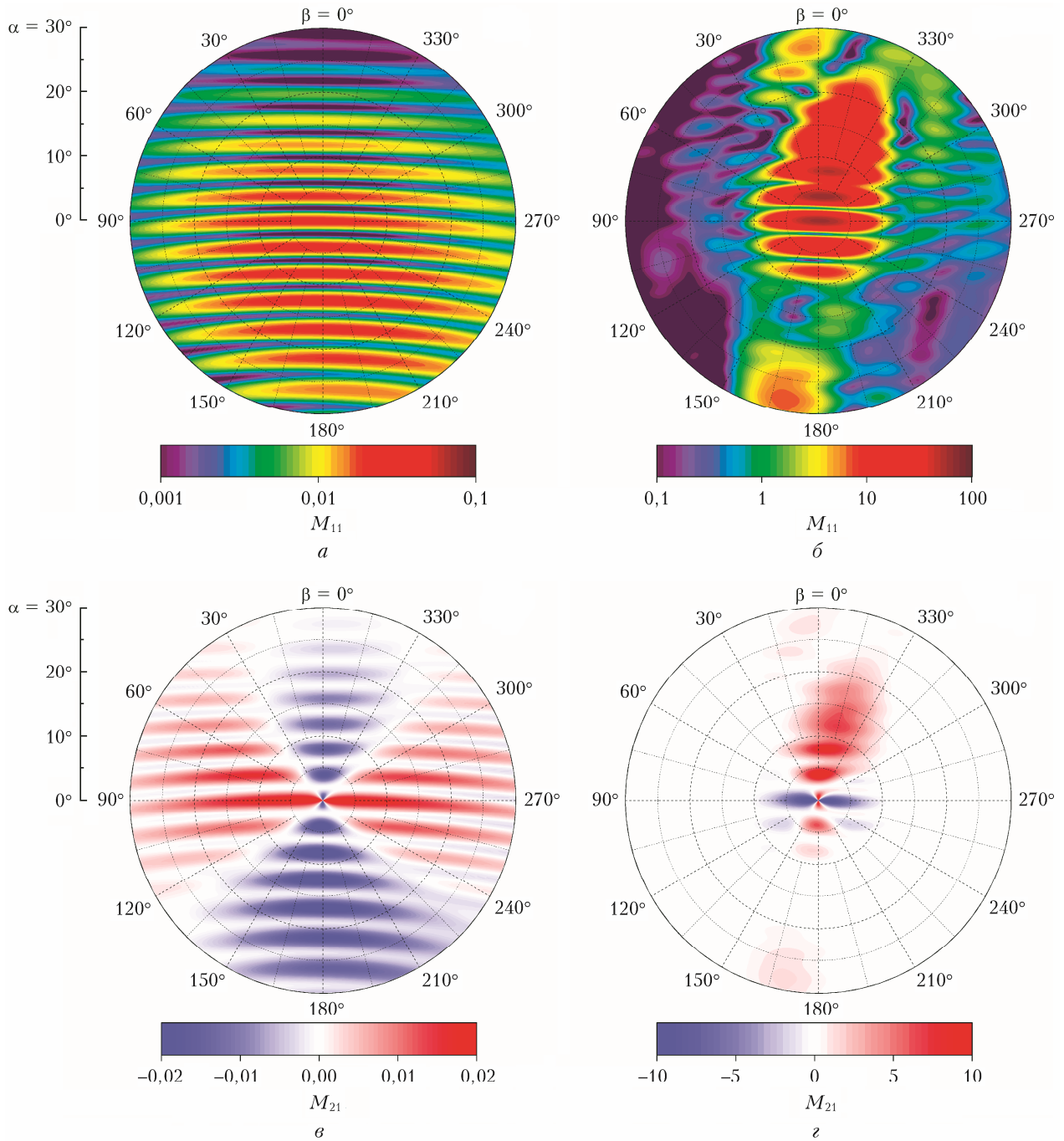


Рис. 2. Распределение элементов матрицы M_{11} (а, б) и M_{21} (в, г) на сфере направлений рассеяния в волновой зоне для пар пучков А (слева) и Б (справа)

Элементы M_{21} на рис. 2, в и г также образуют эти полосы. Однако, в отличие от интенсивности, элемент M_{21} является знакопеременной величиной. На рис. 2, в и г положительные и отрицательные величины отмечены красным и синим цветом соответственно.

Рис. 2 получен для частиц с фиксированной ориентацией. Если частица повернута вокруг направления падения света на азимутальный угол β , траектории пучков света и пространственные области на рис. 2, б и г повернутся на тот же угол, что и соответствующие им интерференционные

картины для элементов M_{11} и M_{21} [33]. Вращение частицы вокруг направления падения света дает искомый пик интенсивности обратного рассеяния и всплеск поляризации в виде

$$I(\alpha) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} M_{11}(\alpha, \beta) d\beta,$$

$$M(\alpha) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} M_{21}(\alpha, \beta) d\beta. \quad (7)$$

Заметим, что значения $I(\alpha)$ и $M(\alpha)$ аддитивны для разных пар сопряженных пучков из-за аддитивности матриц Мюллера.

На рис. 3 с целью оценки интегралов (7) для функции $M(\alpha)$ изображены распределения величины $M_{21}(\alpha, \beta)$ из рис. 2, *в, г* по вертикальным и горизонтальным осям. На рис. 2 вертикальная ось соответствует $\beta = 0$ и 180° , а горизонтальная — $\beta = 90$ и 270° .

Рассмотрим для начала пару *A*, представленную на рис. 1. Мы видим, что величина $M_{21}(\alpha, \beta)$ положительна в направлении, параллельном интерференционным полосам. В этом направлении она исчезает при угле около λ/a , при котором исчезает дифракционная картина от пространственной области. По вертикальной оси, напротив, мы видим знакопеременные осциллирующие функции, соответствующие интерференции двух исходящих волн, созданных двумя пространственными областями. Рис. 2, *в* и 3, *а* доказывают, что положительный знак $M_{21}(\alpha, \beta)$ вдоль данного направления приводит к положительному знаку $M(\alpha)$ всплеска поляризации.

Однако для пары *B* ситуация оказывается противоположной: величина $M_{21}(\alpha, \beta)$ и, следовательно, всплеск поляризации $M(\alpha)$ отрицательны. Таким образом, всплески поляризации для аналогичных пар сопряженных пучков могут быть как положительными, так и отрицательными. На рис. 4, *а* и *в* показано, что хотя обе пары *A* и *B* дают когерентные пики обратного рассеяния, их всплески поля-

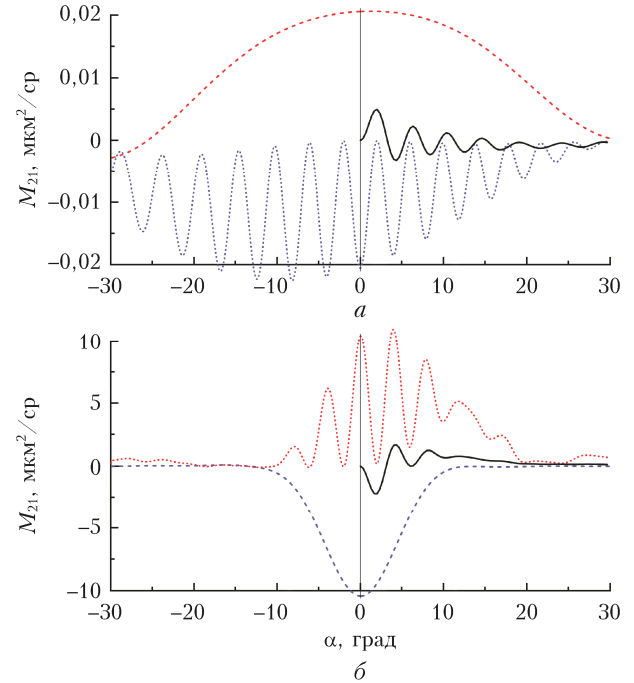


Рис. 3. Распределение элемента матрицы M_{21} из рис. 2 по вертикальной (пунктир) и горизонтальной (штриховая кривая) осям для пары *A* (*а*) и *B* (*б*) соответственно. Среднее значение M_{21} по азимутальному углу β показано сплошной кривой

ризации имеют противоположный знак для хаотически ориентированной частицы (сплошные кривые на рис. 4, *б* и *г*).

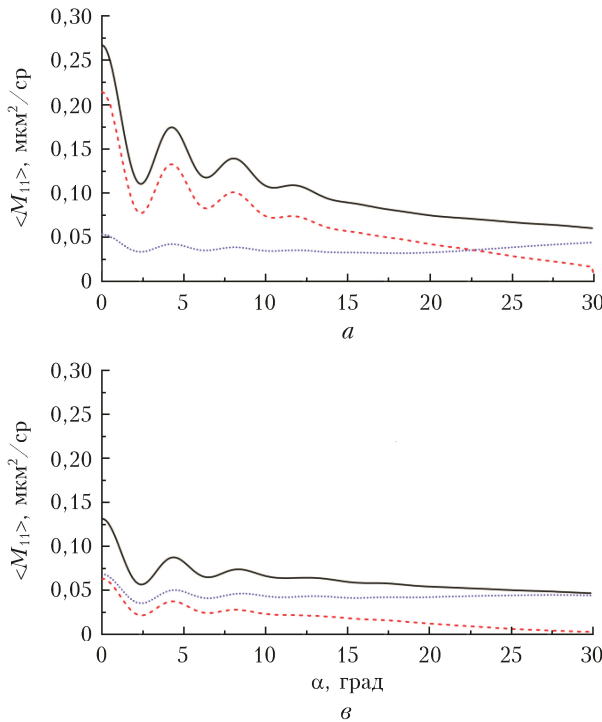


Рис. 4. Пики обратного рассеяния (*а, в*) и всплески поляризации (*б, г*) для пар сопряженных пучков из рис. 1: сплошная кривая — полный вклад от пары пучков при усреднении по хаотической ориентации частицы; пунктирная кривая — вклад пары, когда суммарно количество полных внутренних отражений внутри частицы варьировался от 1 до 3; штриховая кривая — случаи, когда каждый пучок в паре имел два полных внутренних отражения (т.е. суммарное количество полных внутренних отражений для пары равно 4)

В чем причина изменения знаков поляризационных всплесков? Что касается пар A и B , то можно сказать, что именно появление полных внутренних отражений вдоль траектории пучка для пары B изменило знак.

В целом знак зависит от геометрии траектории прямого пучка пары. Знак всплеска поляризации можно найти по правилу, основанному на выражении (6). Хотя выражение (6) получено для обратного рассеяния, его можно приближенно распространить на пучки с малыми отклонениями от обратного рассеяния. В результате правило гласит, что всплеск поляризации $M(\alpha)$ положителен для пары сопряженных пучков, если их матрица обратного рассеяния Джонса (5) подчиняется условию $|C| > |D|$. Напротив, если $|C| < |D|$, знак поляризационного всплеска отрицательный. Эти неравенства неявно отражают свойства формы траекторий пучков света обратного рассеяния. Напомним, что знаки $p(\alpha)$ и $M(\alpha)$ противоположны в силу определения (1).

На рис. 5 показаны всплески поляризации, рассчитанные для случайно ориентированных частиц различной формы. Здесь использовались общие уравнения (3) и (4). Мы видим, что частица заданной формы может образовывать как положительный, так и отрицательный всплеск поляризации. В нашем случае было 11 частиц с положительным всплеском и 39 частиц с отрицательным. Однако среднее значение по ансамблю частиц на рис. 5, b , отмеченное полужирной кривой, дало отрицательную поляризацию $\sim 0,013$.

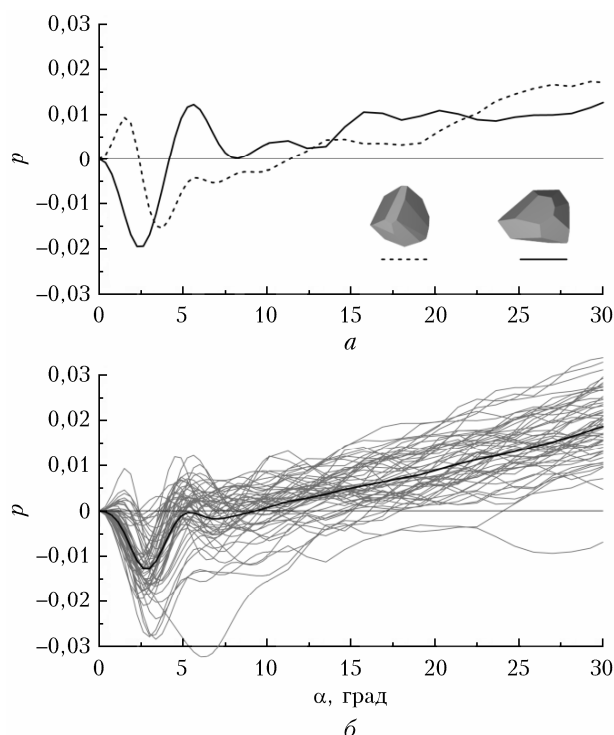


Рис. 5. Всплески поляризации для двух частиц (a) и для набора из 50 частиц (b) произвольной формы размером 15 мкм, показатель преломления $n = 1,6 + 0 \cdot i$

Стоит отметить, что абсолютная величина поляризации при малых фазовых углах уменьшается с увеличением размера частиц, что доказано прямыми расчетами [4, 36]. Также всплеск, в нашем случае для крупной частицы размером 15 мкм, локализован примерно на $2,5^\circ$, что значительно меньше обычно наблюдаемого значения для мелких частиц. В дальнейшем мы собираемся исследовать частицы разного размера и с разными показателями преломления.

Заключение

В работе мы продемонстрировали, что всплеск поляризации для одиночной случайно ориентированной выпуклой частицы создается за счет интерференции сопряженных пар пучков света, выходящих из частицы в обратном направлении. Всплеск поляризации может иметь как положительный, так и отрицательный знак в зависимости от формы частицы, хотя в большинстве случаев мы получаем отрицательный всплеск. Это происходит потому, что в природе всплески поляризации в основном отрицательны из-за осреднения по ансамблю частиц. Этот факт полезен для анализа экспериментальных наблюдений всплесков поляризации.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке РНФ (№ 22-27-00282, <https://rscf.ru/project/22-27-00282/>).

Список литературы

1. Mishchenko M.I., Hovenier J.W., Travis L.D. Light Scattering by Nonspherical Particles. San Diego: Academic, 2000. 690 p.
2. Taflov A. Advances in Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method. Boston: Artech House, 1998. 735 p.
3. Yurkin M.A., Maltsev V.P., Hoekstra A.G. The discrete dipole approximation for simulation of light scattering by particles much larger than the wavelength // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2007. V. 106. P. 546–557. DOI: 10.1016/j.jqsrt.2007.01.033.
4. Grynk Y., Shkuratov Y., Forstner J. Intensity surge and negative polarization of light from compact irregular particles // Opt. Lett. 2018. V. 43, N 15. P. 3562–3565. DOI: 10.1364/OL.43.003562.
5. Grynk Y., Shkuratov Y., Forstner J. Light scattering by irregular particles much larger than the wavelength with wavelength-scale surface roughness // Opt. Lett. 2016. V. 41, N 15. P. 3491–3494. DOI: 10.1364/OL.41.003491.
6. Zhou C., Yang P. Backscattering peak of ice cloud particles // Opt. Express. 2015. V. 23, N 9. P. 11995–12003. DOI: 10.1364/OE.23.011995.
7. Ding J., Yang P., Holz R.E., Platnick S., Meyer K.G., Vaughan M.A., Hu Y., King M.D. Ice cloud backscatter study and comparison with CALIPSO and MODIS satellite data // Opt. Express. 2016. V. 24, N 1. P. 620–636. DOI: 10.1364/OE.24.000620.
8. Shishko V.A., Konoshonkin A.V., Kustova N.V., Timofeev D.N., Borovoi A.G. Coherent and incoherent backscattering by a single large particle of irregular shape // Opt. Express. 2019. V. 27, N 23. P. 32984–32993. DOI: 10.1364/OE.27.032984.

9. *Shkuratov Yu., Ovcharenko A., Zubko E., Volten H., Mucoz O., Videen G.* The negative polarization of light scattered from particulate surfaces and of independently scattering particles // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2004. V. 88, N 1–3. P. 267–284.
10. *Lyot B.* Recherches sur la polarisation de la lumière des planètes et de quelques substances terrestres. Orléans: H. Tessier, 1929. 161 p.
11. *Zubko E., Muinonen K., Shkuratov Y., Hadamcik E., Levasseur-Regourd A.-C., Videen G.* Evaluating the carbon depletion found by the Stardust mission in Comet 81P/Wild2 // *Astron. Astrophys.* 2012. V. 544. P. L8. DOI: 10.1051/0004-6361/201218981.
12. *Öhman Y.* A tentative explanation of the polarization in diffuse reflection // *Stockholm Obs. Ann.* 1955. V. 18. P. 1–10.
13. *Hopfield J.* Mechanism of lunar polarization // *Science.* 1966. V. 151, N 3716. P. 1380–1381.
14. *Bandermann L.W., Kemp J.C., Wolstencroft R.D.* Circular polarization of light scattered from rough surfaces // *Mon. Not. R. Astr. Soc.* 1972. V. 158, N 3. P. 291–304.
15. *Kokolova L.O.* Dependence of polarization on optical and structural properties of the surface of atmosphere less bodies // *Icarus.* 1990. V. 84, N 2. P. 305–314.
16. *Muinonen K.* Scattering of light by crystals: A modified Kirchhoff approximation // *Appl. Opt.* 1989. V. 28, N 15. P. 3044–3050.
17. *Wolff M.* Computing diffuse reflection from particulate planetary surfaces with a new function // *Appl. Opt.* 1981. V. 20, N 14. P. 2429–2498.
18. *Kiselev N.N., Chemova G.E.* Phase function of polarization and brightness and nature of cometary atmosphere particles // *Icarus.* 1981. V. 48, N 3. P. 473–481.
19. *McCoy G.C.* Polarization properties of simple dielectric rough surface model // *J. Opt. Soc. Am.* 1967. V. 57, N 11. P. 1345–1350.
20. *Lumme K.* A model for the polarization of atmosphere less bodies // *Bull. Amer. Astron. Soc.* 1979. V. 11. P. 562.
21. *Mishchenko M.I., Rosenbush V.K., Kiselev N.N., Lupishko D.F., Tishkovets V.P., Kaydash V.G., Bel'skaya I.N., Efimov Y.S., Shakhovskoy N.M.* Polarimetric remote sensing of solar system objects. Kyiv: Akadempriodika, 2010. 291 p.
22. *Shkuratov Y.G., Muinonen K., Bowell E., Lumme K., Peltoniemi J.I., Kreslavsky M.A., Stankevich D.G., Tishkovets V.P., Opanasenko N.V., Melkumova L.Y.* A critical review of theoretical models of negatively polarized light scattered by atmosphere less solar system bodies // *Earth Moon Planets.* 1994. V. 65, N 3. P. 201–246.
23. *Mishchenko M.I., Luck J.-M., Nieuwenhuizen T.M.* Full angular profile of the coherent polarization opposition effect // *J. Opt. Soc. Am. A.* 2000. V. 17, N 5. P. 888–891. DOI: 10.1364/josaa.17.000888.
24. *Videen G., Muinonen K., Lumme K.* Coherence, power laws, and the negative polarization surge // *Appl. Opt.* 2003. V. 42, N 18. P. 3647–3652. DOI: 10.1364/ao.42.003647.
25. *Alhaddad S., Grynko Y., Farheen H., Förstner J.* Numerical analysis of the coherent mechanism producing negative polarization at backscattering from systems of absorbing particles // *Opt. Lett.* 2022. V. 47, N 1. P. 58–61. DOI: 10.1364/OL.444953.
26. *Dogariu M., Asakura T.* Photon pathlength distribution from polarized backscattering in random media // *Opt. Eng.* 1996. V. 35, N 8. P. 2234–2239.
27. *Lacoste D., Rossetto V., Jaillon F., Saint-Jalmes H.* Geometric depolarization in patterns formed by backscattered light // *Opt. Lett.* 2004. V. 29, N 17. P. 2040–2042.
28. *Itoh M., Yamanari M., Yasuno Y., Yatagai T.* Polarization characteristics of multiple backscattering in human blood cell suspensions // *Opt. Quant. Electron.* 2005. V. 37. P. 1277–1285. DOI: 10.1007/s11082-005-4199-0.
29. *Zubko E.* Light scattering by cometary dust: Large-particle contribution // *Earth Planets Space.* 2013. V. 65. P. 139–148. DOI: 10.5047/eps.2012.02.003.
30. *Zubko E., Videen G., Shkuratov Y.* Retrieval of dust-particle refractive index using the phenomenon of negative polarization // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2015. V. 151. P. 38–42. DOI: 10.1016/j.jqsrt.2014.09.015.
31. *Mishchenko M.I., Travis L.D., Lacis A.A.* Multiple scattering of light by particles: Radiative transfer and coherent backscattering. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2006. 478 p.
32. *Borovoi A., Konoshonkin A., Kustova N.* The physics-optics approximation and its application to light backscattering by hexagonal ice crystals // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2014. V. 146. P. 181–189. DOI: 10.1016/j.jqsrt.2014.04.030.
33. *Borovoi A., Grishin I.* Scattering matrices for large ice crystal particles // *J. Opt. Soc. Am.* 2003. V. 20, N 11. P. 2071–2080. DOI: 10.1364/josaa.20.002071.
34. *Kustova N., Konoshonkin A., Shishko V., Timofeev D., Wang Z., Borovoi A.* Coherent backscattering by large ice crystals of irregular shapes in cirrus clouds // *Atmosphere.* 2022. V. 13, N 8. P. 1279. DOI: 10.1364/OE.27.032984.
35. *van de Hulst H.C.* Light Scattering by Small Particles. New York: Dover, 1981. 470 p.
36. *Коношонкин А.В., Кустова Н.В., Шишко В.А., Тимофеев Д.Н., Кан Н., Ткачев И.В., Сальников К.С., Боровой А.Г.* Поляризационные характеристики когерентного пика обратного рассеяния крупных несферических частиц с хаотической ориентацией в пространстве // *Оптика атмосф. и океана.* 2023. Т. 36, № 1. С. 66–72; *Konoshonkin A.V., Kustova N.V., Shishko V.A., Timofeev D.N., Kan N., Tkachev I.V., Salnikov K.S., Borovoi A.G.* Polarization characteristics of the coherent backscattering peak for large nonspherical particles with random orientation in space // *Atmos. Ocean. Opt.* 2023. V. 36, N 3. P. 244–255. DOI: 10.1134/S1024856023030156.

N.V. Kustova, A.V. Konoshonkin, A.G. Borovoi. Polarization surges near the backscattering direction for a single randomly oriented particle with an irregular shape.

In this article, we have calculated light backscattering by large irregularly shaped particles with random orientations. We have utilized the physical optics approximation to analyze this phenomenon. Our findings demonstrate that there is a distinct polarization surge in the degree of linear polarization, which arises from coherent backscattering. The sign of the polarization surge for pairs of conjugate beams can vary, being either negative or positive, depending on the light beam trajectory which significantly contribute to the backscattering process. By summing up these surges, we have concluded that the well-known phenomenon of negative polarization not necessarily occur when a single particle scatters light in the vicinity of the backscattering direction.