

УДК 523.64

МЕХАНИЗМЫ ФОРМИРОВАНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ: ОБЗОР И КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

© 2023 г. Д. В. Петров^а, *, Н. Н. Киселев^а, А. А. Савушкин^а, Е. А. Жужулина^а^аКрымская астрофизическая обсерватория Российской академии наук (КРАО РАН),
пгт. Научный, Бахчисарайский р-н., Россия

*e-mail: dvp@crao.crimea.ru

Поступила в редакцию 06.09.2022 г.

После доработки 10.10.2022 г.

Принята к публикации 08.11.2022 г.

В работе приведен краткий обзор основных механизмов, вызывающих отрицательную степень линейной поляризации излучения, рассеянного реголитовыми поверхностями безатмосферных космических тел и ансамблями частиц в области оппозиции. Приведены результаты компьютерного моделирования, позволившие вычислить степень поляризации света, рассеянного парами неправильных частиц. Расстояние между частицами менялось, что позволило получить наглядное представление о суммарном воздействии механизмов формирования отрицательной поляризации в случае двухчастичного рассеяния (рассеяния, в котором участвуют две частицы). Ранее аналогичное исследование проводилось для случая двух сферических частиц, и показало, что двухчастичное рассеяние сферами лишь меняет степень линейной поляризации по абсолютной величине. В работе показано, что двухчастичное рассеяние неправильными частицами оказывает переменное влияние на степень линейной поляризации, как увеличивая, так и уменьшая ее. Также было показано, что двухчастичное рассеяние неправильными частицами способно сформировать отрицательную поляризацию даже в том случае, если свет, рассеянный одиночной частицей, поляризован положительно. Следовательно, при теоретических исследованиях механизмов возникновения отрицательной поляризации важно учитывать двухчастичное рассеяние.

Ключевые слова: рассеяние света, степень линейной поляризации, механизмы отрицательной поляризации, компьютерное моделирование

DOI: 10.31857/S0320930X23020056, EDN: NVUCQE

ВВЕДЕНИЕ

Фотометрические и поляриметрические исследования частиц на поверхностях безатмосферных космических тел, освещенных неполяризованным светом, находят важные приложения в различных областях науки и, в частности, в физике реголитовых поверхностей (Shkuratov и др., 2004). Реголит, как правило, представляет собой рыхлый обломочно-пылевой слой, покрывающий поверхности многих небесных тел и состоящий из частиц неправильной формы, представляющих собой агрегаты мельчайших фрагментов (Rode и др., 1979). Характерный размер частиц реголита различен для разных безатмосферных небесных тел. Этот параметр также может быть разным в разных участках поверхности небесного тела. Методы дистанционного зондирования для определения физических свойств небесных тел с помощью фотополяриметрических измерений очень эффективны для понимания структуры таких объектов (Mishchenko и др., 2010).

При рассеянии неполяризованного света поверхностью безатмосферного небесного тела или

атмосферой кометы он становится частично поляризованным. Обычно, рассеянный свет раскладывается на две компоненты. Первая из них, обозначаемая $I_{\parallel}$, означает интенсивность рассеянного излучения, поляризованного в плоскости рассеяния (плоскости, содержащей источник излучения, рассеивающий объект и наблюдателя). Вторая, обозначаемая $I_{\perp}$, означает интенсивность рассеянного излучения, поляризованного в плоскости, перпендикулярной плоскости рассеяния. Степень линейной поляризации, выражающая соотношение между этими двумя величинами, определяется по формуле:

$$P = \frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_{\perp} + I_{\parallel}} \quad (1)$$

в случае, если $I_{\perp} > I_{\parallel}$, степень линейной поляризации является положительной. В противоположном случае она отрицательная. На малых фазовых углах, $\alpha \leq 7^{\circ}$, наблюдается так называемый фотометрический оппозиционный эффект (ФОЭ), проявляющийся в резком нелинейном увеличе-

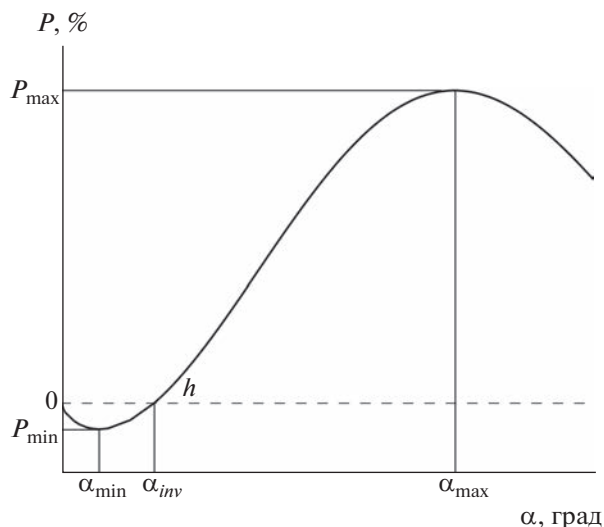


Рис. 1. Характерный вид и основные параметры фазовой зависимости степени линейной поляризации.

нии интенсивности рассеянного света по мере уменьшения фазового угла. В диапазоне фазовых углов 0° – 30° у подавляющего большинства тел Солнечной системы, видимых с Земли, наблюдается участок отрицательной степени поляризации (ОСП).

Как показывают наблюдения Mishchenko и др. (2010) и лабораторные измерения (Geake J.E., Geake M., 1990), форма отрицательной ветви поляризации разных объектов может быть примерно параболической или резко асимметричной с минимумом поляризации на фазовых углах менее 1° – 2° . Этот пик отрицательной поляризации называют, по аналогии с ФОЭ, поляриметрическим оппозиционным эффектом (ПОЭ). Что характерно, размер области отрицательной поляризации, ее форма и величина минимума, так же как и размер области и амплитуды ФОЭ, зависят от физических свойств поверхности и механизмов рассеяния света (Shkuratov и др., 2002). Оппозиционный эффект яркости был открыт у Луны (Varabashev, 1922) и затем исследовался многими авторами для других планетных и земных поверхностей. Отрицательная ветвь поляризации была открыта у Луны, астероидов, Меркурия, Марса (Lyot, 1929; 1934), комет (Киселев, Чернова, 1976; 1978), зодиакального света (Weinberg, 1974) и многих структурных имитаторов планетарных реголитов. Однако механизмы возникновения отрицательной поляризации и фотометрического оппозиционного эффекта еще недостаточно изучены.

Фазовую зависимость отрицательной ветви степени линейной поляризации можно охарактеризовать параметрами, приведенными на рис. 1: $P_{\min}$ — величина минимума степени поляризации; $\alpha_{\min}$ — фазовый угол, при котором наблюдается

минимальная поляризация; α_{inv} — угол инверсии, при котором поляризация меняет знак ($P(\alpha_{\text{inv}}) = 0$); и

$h = \frac{dP}{d\alpha}|_{\alpha=\alpha_{\text{inv}}}$ — наклон степени поляризации в точке инверсии. Для безатмосферных тел Солнечной системы отрицательные поляризационные кривые обычно напоминают параболы, в которых $\alpha_{\text{inv}} \approx 2\alpha_{\min}$, которые, например, наблюдаются у Луны (Lyot, 1929; Bowell и др., 1972). Отрицательная поляризация также наблюдается у спутников Юпитера и Сатурна, хотя их кривые демонстрируют заметную асимметрию отрицательной ветви поляризации (Kiselev и др., 2022). Лабораторные измерения степени линейной поляризации различных образцов демонстрируют огромное разнообразие отрицательной поляризации (Овчаренко, Шкуратов, 2000).

Разнообразие наблюдаемых результатов повышает вероятность того, что может существовать не один, а целый ряд физических механизмов, лежащих в основе отрицательной поляризации. Лио, первооткрыватель отрицательной поляризации Луны в 1922 г., выделил три очень общих группы физических механизмов (Lyot, 1929):

- (1) многократное отражение между элементами поверхности;
- (2) преломление выходящего света через прозрачные или полупрозрачные частицы;
- (3) дифракция света.

Первая конкретная модель, описывающая механизм возникновения отрицательной поляризации и соответствующая первой гипотезе Лио, вероятно, принадлежит Эману (Öhman, 1955). Модель Эмана основана на двойном отражении от светоотражающих желобов, которые предположительно существуют на любой шероховатой рассеивающей поверхности. Эман утверждал, что такие поверхностные структуры также будут вызывать оппозиционный эффект, который часто сопровождает отрицательную поляризацию. Хотя модель Эмана была весьма прогрессивной для своего времени, сам автор подчеркивал ее экспериментальный характер.

Количественные исследования в рамках второй гипотезы Лио были начаты Маккойдом (McCoyd, 1967), изучавшим однократное внешнее отражение и два преломления, сопровождающихся полным внутренним отражением от однородного поверхностного слоя, ограниченного двумя границами раздела. Модель Маккойда является двухмерной, что является ее заметным недостатком.

Первая попытка создать модель в рамках третьей гипотезы Лио была сделана Хопфильдом (Hopfield, 1966), использовавшим теорию дифракции Зоммерфельда. Хотя он и сделал лишь приблизительные оценки, модель Хопфильда получила некоторое распространение (см., напри-

мер, Veverka, 1977). Можно ли применить подход Хопфильда к поверхностям безатмосферных тел на настоящий момент пока неизвестно.

Конкретные механизмы (некоторые из которых все еще спорны) возникновения отрицательной поляризации можно условно разделить на следующие группы: рассеяние одиночными частицами, теневой эффект, когерентное усиление обратного рассеяния и эффекты ближнего поля. Ниже мы постараемся описать хотя бы часть моделей, лежащих в основе каждого из этих механизмов.

РАССЕЯНИЕ ОДИНОЧНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Одиночные частицы способны производить отрицательную поляризацию. Этот факт неоднократно установлен в ходе расчетов, выполненных по теории Ми (Bohren, Huffman, 1998), в ходе поляриметрических наблюдений кометных атмосфер (Киселев, Чернова, 1976), во время лабораторных измерений поляризации однократно рассеянного света (Muñoz, Hovenier, 2011), а также в ходе компьютерного моделирования рассеяния света одиночными частицами неправильной формы (Zubko и др., 2005). Следует отметить, что под одиночной частицей понимается объект сколь угодно сложной структуры, достаточно удаленный от других подобных объектов. Внутри одиночной частицы могут происходить акты многократного рассеяния света между ее элементами, однако отсутствует многократное рассеяние между различными частицами, или их вклад пренебрежимо мал. Опишем некоторые механизмы, способные вызвать у одиночных частиц отрицательную поляризацию.

Модель Эмана

Модель Эмана рассматривает двойные отражения от двух взаимно перпендикулярных плоскостей, образующих желоб, сечением которого является прямоугольный треугольник (Öhman, 1955). Возникающая отрицательная поляризация выглядит следующим образом: треугольный желоб обладает известным свойством отражения света в строго обратном направлении, когда его ось ориентирована перпендикулярно плоскости рассеяния. Если ось параллельна плоскости рассеяния, это свойство желоба исчезает. Ненулевые фазовые углы могут возникать при промежуточных ориентациях оси желоба. В случае, когда ось желоба перпендикулярна плоскости рассеяния, дважды отраженные лучи имеют положительную поляризацию и не могут наблюдаться при ненулевых фазовых углах. С другой стороны, когда ось желоба параллельна плоскости рассеяния, преобладает отрицательная поляризация дважды отраженных лучей, но эти лучи наблюдаются и при

ненулевым фазовым углах. В принципе, после усреднения по всем ориентациям желоба должна сохраняться некоторая отрицательная поляризация во всем диапазоне фазовых углов (кроме нулевого фазового угла, при котором $P = 0$). Но, с другой стороны, однократно отраженный от желоба свет поляризован положительно. Таким образом, если отрицательно поляризованный свет преобладает при малых фазовых углах, а положительно поляризованный свет преобладает при больших фазовых углах, может получиться поляризационная кривая, показанная на рис. 1.

Модель Стейгмана

Модель Стейгмана (Steigmann, 1978; 1984) также основана на одиночном и двойном отражении. Модель аппроксимирует реальные рассеивающие среды цилиндрическими ямками с плоским дном. Их плотность распределения по поверхности обратно пропорциональна диаметру. Оси ямок могут быть наклонены под углами от 0° до 90° по отношению к направлению падающих лучей. Свет, попадающий в ямы, претерпевает два отражения Френеля, либо от пола и стенки, либо наоборот. Пол и стенка каждой ямы образуют отражатель как в модели Эмана, описанной в предыдущем разделе. Следовательно, такие отражения в ямках благоприятствуют возникновению отрицательной поляризации. Параметрами модели Стейгмана являются реальный показатель преломления материала поверхности, диапазон радиусов ямок, соотношение одиночных и двойных отражений и деполаризующий фактор, относящийся к альбедо моделируемой поверхности. Модель Стейгмана довольно хорошо согласуется с экспериментальными данными для небесных тел и лабораторных измерений (Steigmann, 1978; 1984; 1986; Steigmann, Dodsworth, 1987). В отличие от модели Вольфа (см. раздел Модель затенения Вольфа), модель Стейгмана не предсказывает второй отрицательной ветви поляризации из-за эффектов затенения при больших фазовых углах. Отметим наличие непараболических теоретических поляризационных кривых в модели Стейгмана, что отражает разнообразие экспериментальных кривых, описанных выше.

Вклад мультиполей

Если размер рассеивающей частицы мал по сравнению с длиной волны, то она может считаться электростатическим диполем, рассеивающим свет в соответствии с законом Рэлея. Поляризация света, рассеянного рэлеевской частицей, описывается формулой:

$$P = \frac{1 - \cos^2 \alpha}{1 + \cos^2 \alpha}, \quad (2)$$

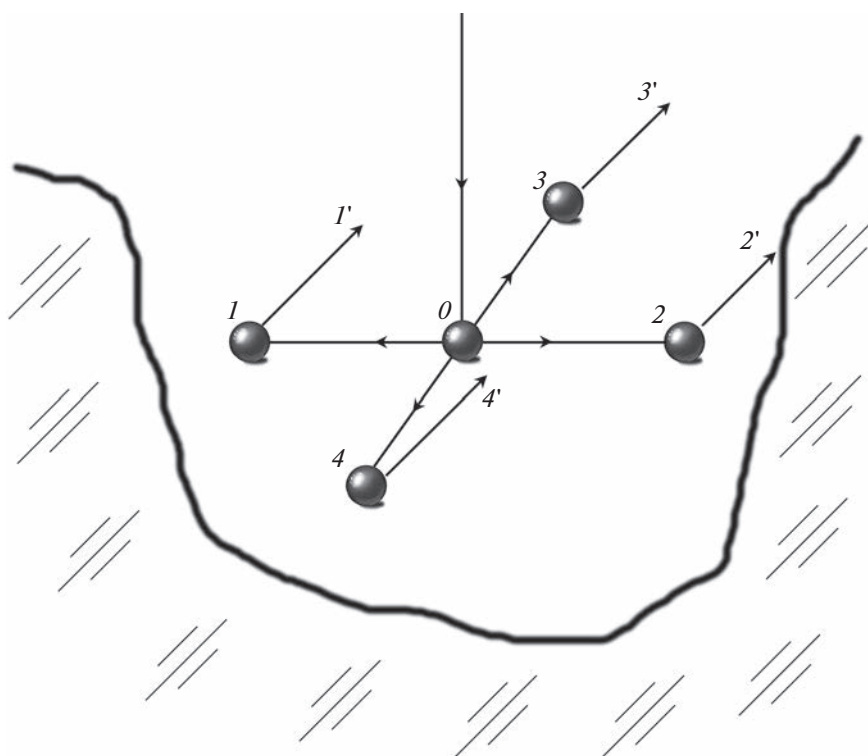


Рис. 2. Модель затенения Вольфа.

т.е. она всегда положительна. Но если светорассеивающая частица достаточно велика, необходимо учитывать вклад мультиполей. В частности, как принято считать, для сферических частиц именно мультиполи приводят к отрицательной поляризации. Для частиц произвольной формы оценка вклада мультиполей представляет собой очень сложную задачу. Однако для низких порядков мультиполей получаются простые результаты. В работе (Shkuratov и др., 1994) было показано, что справедлива следующая формула, описывающая дипольное + квадрупольное + магнитное дипольное излучение:

$$P = \frac{[1 + (M - D) \cos \alpha]^2 - [M + \cos \alpha - D \cos^2 \alpha]^2}{[1 + (M - D) \cos \alpha]^2 + [M + \cos \alpha - D \cos^2 \alpha]^2}, \quad (3)$$

где D и M — вклады квадрупольного и магнитного дипольных моментов в полное излучение относительно дипольного излучения. При $D = M = 0$ уравнение (3) превращается в уравнение (2). Параметры D и M зависят от размера светорассеивающих частиц, их оптических констант и структуры. Для некоторых комбинаций D и M уравнение (3) предсказывает отрицательную ветвь поляризации. Однако величина этой отрицательной поляризации настолько мала, что не соответствует экспериментальным данным. Таким образом,

подходящие значения отрицательной поляризации могут быть получены только при использовании мультиполей высокого порядка.

ТЕНЕВОЙ ЭФФЕКТ

Модель затенения Вольфа

После Эмана исследованием первой гипотезы Лио занялся Вольф (Wolff, 1975). Он разработал модель, учитывающую однократное и двукратное рассеяние света (Wolff, 1975; 1980; 1981), которая, судя по всему, хорошо согласуется с некоторыми экспериментальными данными. Вольф рассматривал рассеивающую среду, состоящую из частиц, но при этом обладающую шероховатой поверхностью. Он предположил, что затенение некоторой доли частиц из-за шероховатости поверхности раздела способствует отрицательной поляризации (рис. 2). В частности, Вольф предположил, что для положительных и отрицательно поляризованных пар лучей ($1'$, $2'$) и ($3'$, $4'$) соответственно, различия в вероятности распространения лучей (луч $2'$ покинет среду с меньшей вероятностью, чем остальные лучи) приводят к отрицательной поляризации.

В модели Вольфа используются следующие параметры: комплексный показатель преломления частиц $m = n + ik$, среднее отношение ширины к глубине междоузлий между частицами, сред-

ний размер частиц для расчета неполяризованной составляющей рассеянного света, и отношение интенсивностей однократно и двукратно рассеянного света, зависящее от структурных характеристик рассеивающей среды. Модель имеет дополнительные параметры, заданные как константы. Модель Вольфа была проверена на основе лабораторных измерений (Geake и др., 1984) и использовалась для интерпретации планетарных данных (Dollfus, Wolff, 1981; Dollfus и др., 1989).

Шкуратов упростил модель затенения Вольфа в предположении малоуглового приближения (Шкуратов, 1982). Для степени линейной поляризации была получена следующая зависимость:

$$P = C_1 \left[\frac{(n-1)^2}{An^2(n+1)^2} + C_2 \frac{(n^2-1)^2}{(n^2+1)^2} \right] \alpha^2 - C_3 \frac{(n^2-1)^2}{(n^2+1)^2} \alpha, \quad (4)$$

где фазовый угол α выражен в радианах, A — геометрическое альbedo поверхности, а C_1 , C_2 и C_3 — параметры, описывающие асимметрию лучей $I-4$ из-за затенения (рис. 2). Уравнение (4) применимо только при достаточно небольших фазовых углах $\alpha < 30^\circ$.

Модель Маккойда

Рассмотрим среду, образованную сложной, крупномасштабной структурой. В рассеянном свете можно выделить две компоненты — однократное внешнее отражение от поверхности верхнего слоя и множественные внутренние преломления и отражения в глубине слоя. Маккойд (McCoyd, 1967) изучал поляризацию света как внешне, так и внутренне отраженного и преломленного от слоя, имеющего шероховатую поверхность и плоскую нижнюю границу, отделяющую данный слой от другого, менее оптически плотного слоя. Расчеты проводились методом Монте-Карло в предположении френелевских коэффициентов отражения.

Согласно Маккойду, отрицательная поляризация может быть вызвана преломлением на верхней границе раздела и полным внутренним отражением на нижней границе раздела слоев. Хотя модель Маккойда может производить отрицательную поляризацию, но она оказалась неприемлимой для интерпретации наблюдений безатмосферных небесных тел и лабораторных измерений, как было показано в работе (Шкуратов и др., 1992).

Модель Хопфильда

Хопфильд (Hopfield, 1966) предположил, что отрицательную поляризацию можно объяснить механизмом дифракции Зоммерфельда, связанным с затенением в рассеивающей среде, состоящей из пылевых частиц (Уфимцев, 1962). Край каждой непрозрачной пылинки предполагается тонкими полуплоскостями идеального проводника. В теневой зоне под краями дифрагированное электромагнитное поле, обладающее отрицательной поляризацией, будет отражаться к наблюдателю лежащими ниже рассеивающими элементами поверхности.

Согласно расчетам Хопфильда, минимальную поляризацию Луны (около -1.2%) можно объяснить частицами размером 5 мкм, разделенными расстоянием порядка размера частиц. Однако расчеты Хопфильда были основаны на уравнениях, применимость которых к лунным мелким частицам неочевидна. С одной стороны, дифрагированное полуплоскостью электромагнитное поле на расстоянии нескольких длин волн обладает не только поперечной, но также и продольной составляющей электромагнитного поля. По этой причине не вполне очевидно, можно ли его охарактеризовать обычной степенью линейной поляризации. С другой стороны, в волновой зоне при углах дифракции более 5° дифрагированное поле поляризовано отрицательно, что было показано как оптическими (Jentsch, 1927; Wolfsohn, 1928; Savornin, 1939), так и радиофизическими исследованиями (Horton, Watson, 1950). Однако, несмотря на сильную отрицательную поляризацию, интенсивность дифрагированного компонента сравнительно мала, поэтому вклад данного механизма в результирующую отрицательную поляризацию является небольшим.

КОГЕРЕНТНОЕ УСИЛЕНИЕ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

Интерференционные механизмы формирования отрицательной поляризации представляются наиболее многообещающими, поскольку они базируются на универсальном механизме многократного рассеяния, имеющем место в любой достаточно плотной среде рассеивающих частиц.

Эффект когерентного обратного рассеяния (также иногда именуемый в литературе “эффект слабой локализации”) электромагнитных волн в дискретных случайных средах, предсказанный Ватсоном (Watson, 1969) при изучении многократного рассеяния электромагнитных волн в разреженной плазме, до сих пор остается предметом активных теоретических и лабораторных исследований (Akkermans и др., 1988; Barabanenkov и др., 1991; Mishchenko и др., 2009; Zhou, 2018; Gorodnichev и др., 2022).

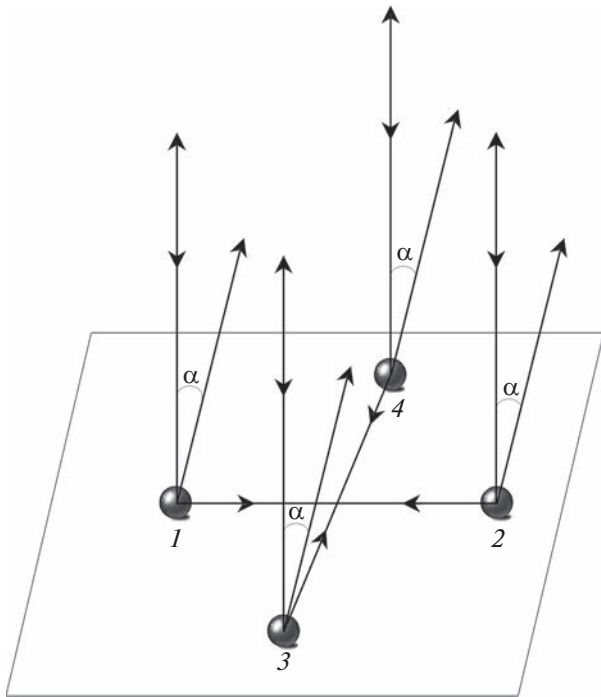


Рис. 3. Модель когерентного усиления обратного рассеяния.

Для объяснения интерференционной природы оппозиторного эффекта яркости рассмотрим дискретную среду, состоящую из случайно расположенных рассеивающих частиц, освещенных плоской волной. Рассмотрим два обратных (сопряженных) пути рассеяния с участием одной и той же конфигурации частиц. Волны, рассеянные по этим путям, будут интерферировать, и интерференция будет конструктивной или деструктивной в зависимости от разности фаз между путями. Если наблюдатель находится достаточно далеко от точного направления обратного рассеяния ($\alpha \neq 0^\circ$), то средний эффект интерференции сопряженных рассеянных волн, проходящих через группу частиц в противоположных направлениях, равен нулю из-за хаотичности положений частиц. Следовательно, наблюдатель измеряет некоторую некогерентную (диффузную) интенсивность. Однако при $\alpha = 0^\circ$ разность фаз между сопряженными траекториями с участием любой конфигурации частиц тождественно равна нулю, т.е. когерентность полностью сохраняется, а интерференция всегда конструктивна. Именно этот эффект вызывает оппозитный пик интенсивности рассеянного излучения.

Поляризационный механизм когерентного обратного рассеяния был предложен Шкуратовым (1985; 1988а; 1988б) и, независимо от него, Muinonen (1989). Для объяснения природы эф-

фекта оппозитии поляризации рассмотрим частицы 1–4, лежащие в плоскости, перпендикулярной направлению освещения (рис. 3), и предположим, что их размеры много меньше длины волны. Частицы 1 и 2 лежат в плоскости рассеяния, а частицы 3 и 4 – в перпендикулярной плоскости. Если падающее излучение неполяризовано, то его можно представить как смесь двух линейно поляризованных лучей света с взаимно перпендикулярными направлениями плоскостей поляризации. Частицы, размер которых намного меньше длины волны (рэлеевские частицы) обладают одной особенностью – рассеянный ими свет в плоскости, перпендикулярной направлению падающего излучения, поляризован перпендикулярно плоскости рассеяния. Следовательно, свет, рассеянный по сопряженным путям с участием частиц 3 и 4, поляризован отрицательно, а рассеянный по путям с участием частиц 1 и 2 дает положительную поляризацию. В первом случае разность фаз между сопряженными путями всегда равна нулю, а во втором случае она равна нулю только при $\alpha = 0^\circ$ и быстро осциллирует с ростом α . Поэтому в среднем когерентное обратное рассеяние усиливает вклад отрицательной поляризации в более широком диапазоне фазовых углов. Результатом является ветвь отрицательной поляризации при малых фазовых углах (оппозиционный эффект поляризации), сравнимых с угловой шириной пика когерентной интенсивности (оппозиционный эффект яркости). Тот факт, что только определенные конфигурации частиц вносят вклад в оппозиционный эффект поляризации, часто делает последнее менее выраженным, чем оппозиционный эффект яркости.

Также следует упомянуть, что данный механизм предсказывает наличие отрицательной поляризации на больших фазовых углах, близких к 180° , поскольку все вышеприведенные соображения, справедливые для фазового угла α , справедливы и для фазового угла $180^\circ - \alpha$. Несмотря на технические трудности измерения степени линейной поляризации при больших фазовых углах, некоторые лабораторные поляриметрические измерения показали, что при фазовых углах $\alpha > 170^\circ$ наблюдается отрицательная поляризация (Fratton и др., 2019; Muñoz и др., 2020). Однако следует отметить, что отрицательная поляризация при больших фазовых углах наблюдается в гораздо более узком диапазоне углов, чем при малых фазовых углах. Этот факт говорит о том, что один механизм когерентного усиления обратного рассеяния не может объяснить все особенности рассеяния, и, вероятнее всего, одновременно работают сразу несколько механизмов.

Модель двукратного рассеяния совокупностью точечных рассеивателей

Любую рассеивающую частицу можно представить в качестве набора точечных рассеивателей, взаимодействующих друг с другом. Потому логично попытаться описать подобное взаимодействие теоретически.

Простейшая модель была разработана Муйнонен (Muinonen, 1989), рассмотревшим двукратное рассеяние между двумя частицами, представляющими собой электрические диполи. Когда элементы матрицы рассеяния второго порядка усреднены по изотропно распределенным конфигурациям частиц, обнаруживается, что во втором порядке рассеяния оппозиционный пик яркости на малых фазовых углах сопровождается сильной отрицательной поляризацией. Величина отрицательной поляризации оказалась очень чувствительна к среднему расстоянию между частицами. Однако из-за малого сечения рассеяния дипольных частиц при учете суммарного вклада первого и второго порядков рассеяния отрицательная поляризация и оппозиционный пик исчезают. Но, тем не менее, вклад второго порядка рассеяния несколько увеличивается, если один дипольный рассеиватель заменить диэлектрическим полупространством (Muinonen и др., 1991).

Также Muinonen рассмотрел отражение второго порядка от двух сферически искривленных элементов поверхности с учетом интерференции циклически распространяющихся волн (Muinonen, 1990). В итоге при учете фазы электромагнитного поля возникает отрицательная поляризация. При игнорировании фазы отрицательная поляризация не наблюдается, что ставит под сомнение модели затенения типа Вольфа (см. раздел Модель затенения Вольфа).

Шкуратовым была разработана более общая модель рассеяния света совокупностью точечных рассеивателей (Шкуратов и др., 1989; Шкуратов, 1991). Рассматривалась рассеивающая среда, состоящая из маленьких (квазиэрлеевских) частиц, ограниченных плоской границей раздела. Характеристиками частицы являлись альбеда однократного рассеяния ω , поляриметрическая фазовая функция $P(\alpha)$ и отношение среднего радиуса частицы к длине волны r/λ . Объемная плотность рассеивателей равна ξ . В модели учитывалось только однократное и двукратное рассеяние света в среде, которое вычислялось с помощью теории переноса излучения (Нарке, 1963; 1993; 2008). Однако, несмотря на эти допущения, выражения для степени линейной поляризации получались слишком сложными (Шкуратов, 1991). Вследствие этого были сделаны дополнительные допуще-

ния: фазовая функция однократного рассеяния предполагалась изотропной, а фазовая функция квазиэрлеевской частицы описывалась формулой

$f(\alpha) = G \frac{1 - \cos^2 \alpha}{1 + \cos^2 \alpha}$, где G — поляриметрический масштабный коэффициент ($0 < G < 1$). Эти допущения позволили получить достаточно простые соотношения (Шкуратов, 1991; Shkuratov, Melkumova, 1991):

$$P(\alpha) = G \frac{(1 + 2\sqrt{1 - \omega})^2}{9} \times \left(\frac{\sin^2 \alpha}{1 + \cos^2 \alpha} + \frac{2\omega\xi \left[1 - \sqrt{1 + \left(\frac{8}{5} \rho \sin \frac{\alpha}{2} \right)^2} \right]}{\left(\frac{8}{5} \rho \sin \frac{\alpha}{2} \right)^2 \sqrt{1 + \left(\frac{8}{5} \rho \sin \frac{\alpha}{2} \right)^2} \ln(1 - \xi)} \right), \quad (5)$$

где $\rho = \frac{8\pi r \ln(1 - \xi)}{3\lambda}$. При выводе уравнения (5)

также предполагалось, что затенение одинаково влияет на однократное и двукратное рассеяние, а поляризация первого и второго порядка возникает за счет частиц, формирующих микрорельеф поверхности. При определенных наборах параметров уравнение (5) достаточно хорошо описывает симметричную ветвь отрицательной поляризации, свойственную многим космическим объектам, таким как Луна (Lyot, 1929), кометы (Zhuzhulina и др., 2022) или астероиды (Petrov, Kiselev, 2018).

Векторная теория когерентного усиления обратного рассеяния

Первая попытка осуществить теоретический расчет оппозиционного эффекта поляризации, основанная на векторной теории когерентного обратного рассеяния, была проведена в работе (Mishchenko, 1993). Она базировалась на формулах, полученных в работе (Ozrin, 1992) для полубесконечной среды, состоящей из непоглощающих эрлеевских рассеивателей. Хотя эта теория является строгой, окончательное решение было дано в терминах асимптотических выражений, справедливых в пределе очень малых и очень больших фазовых углов. Поэтому полный угловой профиль оппозиционного эффекта поляризации, включая точное значение и угловое положение минимума поляризации, оставался неизвестным. Однако впоследствии было получено точное решение (Amic и др., 1997), впоследствии адаптированное для стандартного представления вектора Стокса (Mishchenko и др., 2000).

Рассмотрим полубесконечную однородную случайную среду, состоящую из непоглощающих

рэлеевских рассеивателей, используя стандартный набор параметров Стокса I , Q , U и V для определения состояния поляризации падающего и отраженного лучей относительно их соответствующих меридиональных плоскостей (плоскостей, содержащих рассеивающий объект, источник света и перпендикуляр к границе среды) (Mishchenko, 1996; Hovenier, van der Mee, 1983). Предположим, что среда освещается параллельным пучком света, падающим перпендикулярно границе и характеризующимся параметрами Стокса I_0 , Q_0 , U_0 , V_0 , где I_0 — поток падающей энергии на единицу перпендикулярной световому потоку площади. Параметры Стокса светового излучения, рассеянного под фазовым углом α в меридиональной плоскости падающего луча, равны:

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \frac{1}{\pi} \begin{bmatrix} S_{11}(\alpha) & S_{12}(\alpha) & 0 & 0 \\ S_{21}(\alpha) & S_{22}(\alpha) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{33}(\alpha) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & S_{44}(\alpha) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ U_0 \\ V_0 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где $S(\alpha)$ — матрица Стокса (Mishchenko, 1996). Эта матрица может быть представлена в виде суммы трех слагаемых (Barabanenkov и др., 1991; Mishchenko, 1992):

$$S(\alpha) = S^I(\alpha) + S^L(\alpha) + S^C(\alpha), \quad (7)$$

где $S^I(\alpha)$ учитывает вклад однократного рассеяния, $S^L(\alpha)$ — вклад всех лестничных диаграмм рассеяния порядка 2 и выше, а $S^C(\alpha)$ — вклад всех циклических диаграмм порядков рассеяния 2 и выше. Ограничивая анализ малыми фазовыми углами, удобно ввести так называемый угловой параметр $q = kl\alpha$, где k — волновое число, а l — длина свободного пробега фотонов в рассеивающей среде. В итоге для данных матриц получаются следующие соотношения:

$$S^I(\alpha) \approx S^I(0) = \frac{3}{16} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}, \quad (8)$$

$$S^L(\alpha) \approx S^L(0) = \frac{1}{4} \begin{bmatrix} \gamma_{11}(0) + \gamma_{12}(0) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \gamma_{11}(0) - \gamma_{12}(0) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_{12}(0) - \gamma_{11}(0) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \gamma_{44}(0) \end{bmatrix} - S^I(0), \quad (9)$$

$$S^C(\alpha) \approx S^C(q) = \begin{bmatrix} S_{11}^C(q) & S_{12}^C(q) & 0 & 0 \\ S_{12}^C(q) & S_{22}^C(q) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{33}^C(q) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & S_{44}^C(q) \end{bmatrix} - S^I(0), \quad (10)$$

где

$$S_{11}^C(q) = \frac{1}{8} [\gamma_{11}(q) + \gamma_{22}(q) - \gamma_{33}(q) + \gamma_{44}(q)], \quad (11)$$

$$S_{22}^C(q) = \frac{1}{8} [\gamma_{11}(q) + \gamma_{22}(q) + \gamma_{33}(q) - \gamma_{44}(q)], \quad (12)$$

$$S_{33}^C(q) = \frac{1}{8} [\gamma_{33}(q) + \gamma_{44}(q)] - \frac{1}{4} \gamma_{12}(q), \quad (13)$$

$$S_{44}^C(q) = \frac{1}{8} [\gamma_{33}(q) + \gamma_{44}(q)] + \frac{1}{4} \gamma_{12}(q), \quad (14)$$

$$S_{12}^C(q) = \frac{1}{8} [\gamma_{11}(q) - \gamma_{22}(q)]. \quad (15)$$

Явные выражения для угловых функций $\gamma_{ij}(q)$ неизвестны, однако они могут быть рассчитаны численно, в соответствии с процедурой, подробно описанной в работе (Amis и др., 1997). С помощью приведенных выше соотношений можно по-

лучить полную матрицу Стокса для любого q . Если, кроме того, длина свободного пробега l известна, матрица Стокса может быть выражена как функция фазового угла α , а не безразмерного параметра q . А зная матрицу Стокса, легко вычислить степень линейной поляризации:

$$P(\alpha) = -\frac{Q(\alpha)}{I(\alpha)} = -\frac{S_{12}^C(q)}{S_{11}^I(0) + S_{11}^L(0) + S_{11}^C(q)}. \quad (16)$$

В работе (Mishchenko и др., 2000) было показано, что в соответствии с данной теорией когерентное усиление обратного рассеяния вызывает достаточно узкую и сильно асимметричную ветвь отрицательной поляризации, похожую на ветви отрицательной поляризации, наблюдаемые у ряда небесных тел, таких как кольца Сатурна (Mishchenko, 1993) и галилеевские спутники Юпитера (Kiselev и др., 2022).

ЭФФЕКТЫ БЛИЖНЕГО ПОЛЯ

В непосредственной близости от отдельной частицы или системы частиц, сравнимых по размеру с длиной волны, волна сильно неоднородна из-за отставания (запаздывания) электромагнитной волны внутри частицы по отношению к падающей волне. Для такой неоднородной волны поверхности постоянной фазы и амплитуды не совпадают, а амплитуда, поляризация и направление распространения зависят от положения относительно рассеивателя. Прямые расчеты по теории Лоренца—Ми для сферических частиц показывают, что поверхность постоянной фазы волны имеет воронкообразную форму в окрестности частицы, если размер частицы сравним с длиной волны (Tishkovets, 1998). Таким образом, соседние частицы испытывают влияние неоднородного поля и, следовательно, рассеивают свет иначе, чем предсказывает теория, рассматривающая только плоские волны. В работе (Petrova и др., 2007) показано, что поворот вектора поля в окрестности частицы уменьшает интенсивность рассеяния в областях обратного и прямого рассеяния и вызывает отрицательную поляризацию. Особенности светорассеяния, вызванные неоднородностью волны, получили название “эффекты ближнего поля” (Tishkovets, 2008; Петрова и др., 2009).

Эффект ближнего поля работает в широком диапазоне углов, но только в плотно упакованных средах. Поскольку в однородных и изотропных средах масштаб волновой неоднородности, возникающей в процессе рассеяния, сравним с длиной волны, то для очень больших рассеивателей этим эффектом можно пренебречь. Если рассеиватели малы по сравнению с длиной волны, то неоднородность волны мала и эффектом ближнего поля также можно пренебречь.

Поэтому эффект ближнего поля лучше всего работает в средах, состоящих из рассеивателей, сравнимых по размерам с длиной волны, или в полидисперсных средах, где крупные частицы создают волновые неоднородности для более мелких частиц. Более внимательное изучение эффекта ближнего поля показало, что его вклад сильно зависит от размера, показателя преломления, расстояния между частицами кластера и фазового угла (Tishkovets и др., 2004).

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ СВЕТА ДВУМЯ ЧАСТИЦАМИ

Описанные выше механизмы формирования отрицательной ветви степени линейной поляризации могут быть использованы для качественного описания картины рассеяния. Однако количественное описание сталкивается с многими трудностями. В частности, не совсем понятно, при

каких условиях работают те или иные механизмы, каковы пределы их применимости, и самое главное, — каков их относительный вклад в финальную картину рассеяния. Ведь при совместной работе всех вышеописанных механизмов можно ожидать проявления различных эффектов их взаимодействия, вызывающих их взаимное усиление или ослабление.

Важно подчеркнуть, что интерференция света основана на понятии фазы электромагнитной волны. Но само понятие фазы применимо только к поперечным электромагнитным волнам, таким как плоская или сферическая волна. Благодаря этому интерференционное объяснение механизма когерентного усиления обратного рассеяния, равно как и всех остальных механизмов, косвенно опирается на предположение о том, что каждая из частиц в любой последовательности частиц находится в дальних зонах рассеяния как предыдущей, так и следующей частицы. Поэтому, чтобы обосновать использование концепции того или иного механизма рассеяния для объяснения наблюдательных данных, полученных для плотноупакованных сред, необходимо хотя бы примерно определить область применимости. В частности, необходимо установить, какое количество частиц должно быть задействовано в механизмах рассеяния света, для того чтобы совокупность вышеописанных механизмов сумела произвести отрицательную поляризацию.

Это можно сделать на основании результатов компьютерного моделирования рассеяния света совокупностью частиц. В частности, даже рассмотрение случая двух частиц, расположенных на некотором расстоянии друг от друга, способно пролить свет на совокупное взаимодействие вышеописанных механизмов. Назовем такое рассеяние “двухчастичным” (следует не путать это понятие с двукратным рассеянием, поскольку при рассеянии между двумя частицами учитываются все порядки рассеяния).

Благодаря широкому развитию методов компьютерного моделирования рассеяния света отдельной частицей, процессы светорассеяния нередко изучаются в приближении рассеяния изолированной частицей. Однако в средах, состоящих из набора частиц, при достаточных плотностях упаковки это приближение перестает работать. Моделирование интенсивности света, рассеянного сферическими частицами, показало, что для этого требуются совсем невысокие концентрации частиц: 0.01 при размерном параметре частицы более 2.5 и 0.001 при размерном параметре 1–2.5 (Quirantes и др., 2001). При этом оценки вклада различных порядков рассеяния показали, что для плотноупакованных сред (в которых расстояние между частицами близко к нулю) вклад света, рассеянного дважды, в интенсивность составляет

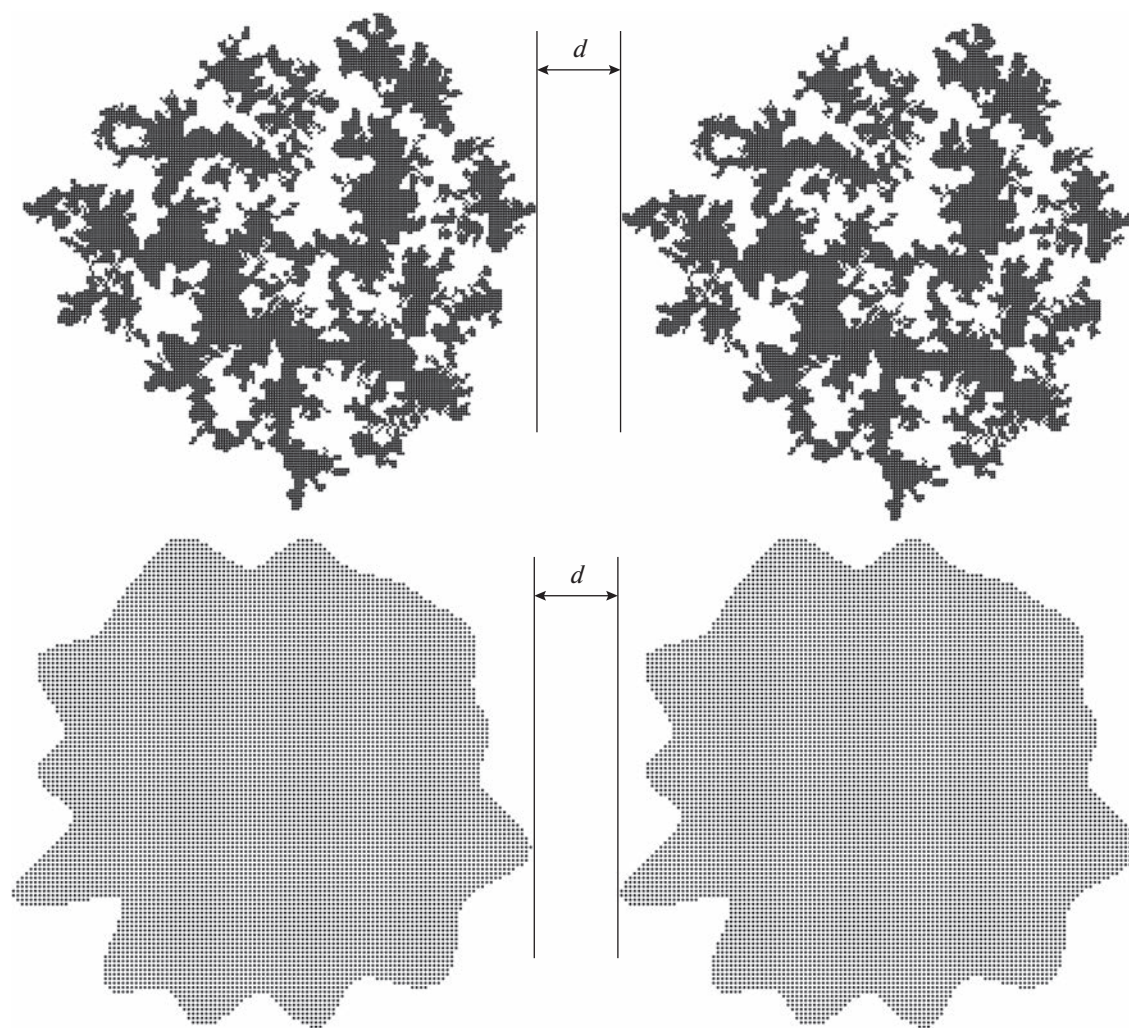


Рис. 4. Пример двойной квазифрактальной пористой частицы (верхняя панель) и случайной гауссовской частицы (нижняя панель).

примерно 15–20% от интенсивности света, рассеянного один раз. При этом вклад света, рассеянного трижды, гораздо меньше и составляет около 2.5%, а вклад более высоких порядков менее одного процента (Bergosc и др., 2005). Таким образом, в таких средах учет двухчастичного рассеяния крайне важен для точного вычисления характеристик рассеяния. Следовательно, изучение двухчастичного рассеяния — это шаг от приближения одночастичного рассеяния к рассеянию света совокупностью частиц. Также интересно изучить влияние двухчастичного рассеяния на степень линейной поляризации.

Таким образом, исследование характеристик света, рассеянного двумя частицами, по сравнению с характеристиками света, рассеянного одной частицей, может дать качественное представление о совокупном влиянии механизмов формирования отрицательной поляризации. Изучению этого вопроса и посвящен данный раздел.

В данной работе мы использовали две модели частиц — сплошные случайные гауссовские частицы (Muinonen, 1996) и квазифрактальные пористые частицы (Petrov, Zhuzhulina, 2022). А затем мы дублировали каждую из частиц, помещая ее на некотором меняющемся расстоянии d от исходной частицы, как показано на рис. 4. Вычисления осуществлялись с помощью программы DDSCAT версии 7.3.3 (Draine, Flatau, 1994). Для вычислений использовались частицы трех видов — ледяные (слабопоглощающие и слабо преломляющие), углеродные (сильнопоглощающие) и силикатные (слабопоглощающие и сильнопреломляющие). Были использованы три размера частиц — 0.4, 0.8 и 1.6 мкм (под размером в данном случае понимается радиус сферы эквивалентного объема отдельной частицы). Длина волны падающего излучения была выбрана в соответствии с центральной длиной волны фильтра V фотометрической системы Джонсона $\lambda = 547.7$ нм

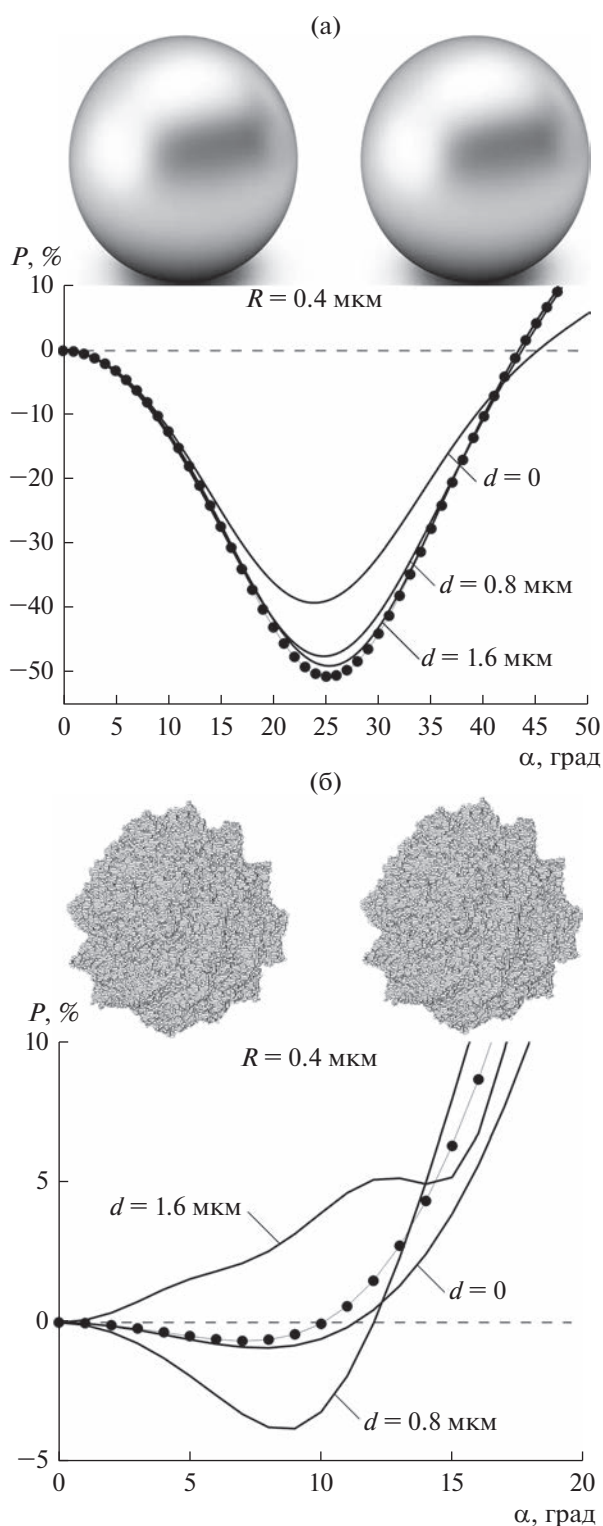


Рис. 5. Отрицательная ветвь степени линейной поляризации света, рассеянного (а) двумя сферами и (б) двумя квазифрактальными пористыми частицами при различном расстоянии между ними. Кривые с точками соответствуют одиночным частицам. Размер частиц $R = 0.4$ мкм, показатель преломления $m = 1.334 + i1.32 \times 10^{-9}$.

(Johnson, Morgan, 1953). Для ледяных частиц использовался показатель преломления $m = 1.334 + i1.32 \times 10^{-9}$ (Warren, Brandt, 2008), для углеродных частиц показатель преломления составлял $m = 1.947 + i0.294$ (Li, Greenberg, 1997), а для силикатных частиц $m = 1.682 + i0.003133$ (Scott, Du-ley, 1996).

Следует подчеркнуть, что ранее двухчастичное рассеяние изучалось в первую очередь на примере сферических частиц, благодаря достаточно быстрому алгоритму вычисления характеристик рассеяния. Mishchenko и др. (1995) исследовали влияние двухчастичного рассеяния на примере двух сфер, меняя расстояние между ними. Было установлено, что в случае усреднения по ориентациям картина рассеяния меняется слабо по сравнению с одиночной сферой. Рис. 5а показывает отрицательную ветвь степени линейной поляризации света, рассеянного двумя ледяными сферами радиуса $R = 0.4$ мкм при различном расстоянии между ними, вычисленную при помощи алгоритма, описанного в работе (Mishchenko и др., 1995). Линия с точками соответствует единичной сфере. Как видно, двухчастичное рассеяние между сферами лишь уменьшает степень линейной поляризации по абсолютной величине, практически не оказывая влияния на знак степени линейной поляризации.

Нами был исследован случай двухчастичного рассеяния света частицами более сложной формы. Рис. 5б демонстрирует отрицательную ветвь степени линейной поляризации света, рассеянного двумя ледяными квазифрактальными пористыми частицами размером $R = 0.4$ мкм при различном расстоянии между ними. Линия с точками соответствует единичной квазифрактальной пористой частице. Как видно из рисунка, в этом случае двухчастичное рассеяние влияет на отрицательную ветвь степени линейной поляризации существенным образом. Величина минимума поляризации при различных расстояниях между частицами может при определенных расстояниях увеличиться в несколько раз.

Таким образом, при двухчастичном рассеянии сферами доминирует поляризация света, рассеянного одиночной частицей. А в случае неправильных частиц влияние двухчастичного рассеяния на степень линейной поляризации является намного более существенным.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Вычисления показали, что изменение расстояния d приводит к некоторым изменениям картины рассеяния. Степень линейной поляризации при изменении параметра d на многих фазовых углах достаточно быстро осциллирует, то увеличиваясь, то уменьшаясь. Причем амплитуда этих

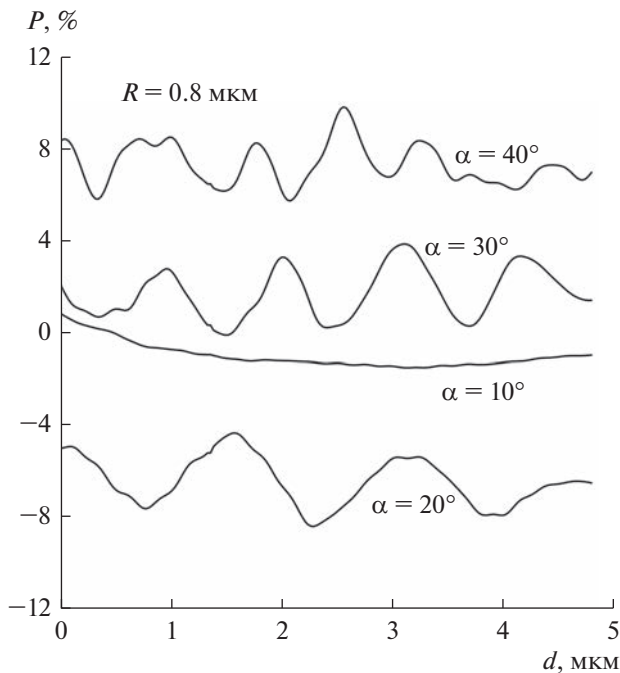


Рис. 6. Зависимость степени линейной поляризации двух фрактальных ледяных частиц от расстояния между ними. Размер одной частицы $R = 0.8$ мкм.

изменений может составлять несколько процентов по абсолютной величине, как показано на рис. 6.

Интересно оценить проявление теневого механизма в рассеянии парой частиц. Для этого мы вычислили зависимость фактора рассеяния Q_{sca} , который определяет, насколько эффективно перерассеивает свет единица площади рассеивающего объекта (Фарафонов и др., 2019). Результаты вычислений показаны на рис. 7. Верхняя панель соответствует углеродным частицам, средняя панель — ледяным, нижняя — силикатным. Сплошные линии соответствуют сплошным частицам, пунктир — фрактальным частицам. Тонкие линии — $R = 0.4$ мкм, средние линии — $R = 0.8$ мкм, толстые линии — $R = 1.2$ мкм. Как видно из рисунка, теновый эффект (проявляющийся в увеличении Q_{sca} по мере увеличения d от нуля) проявляется практически у всех типов частиц всех размеров, за исключением сильнопреломляющих силикатных частиц малого размера ($R = 0.4$ мкм). Из этого можно сделать вывод, что в случае сильного преломления на малых частицах другие механизмы рассеяния оказывают более существенное влияние, чем теновый эффект.

Ввиду немонотонной зависимости степени линейной поляризации от d интересно рассмотреть интегральное влияние расстояния между частицами. Для этого мы варьировали расстояние между частицами от 0 до величины, равной $6R$, и

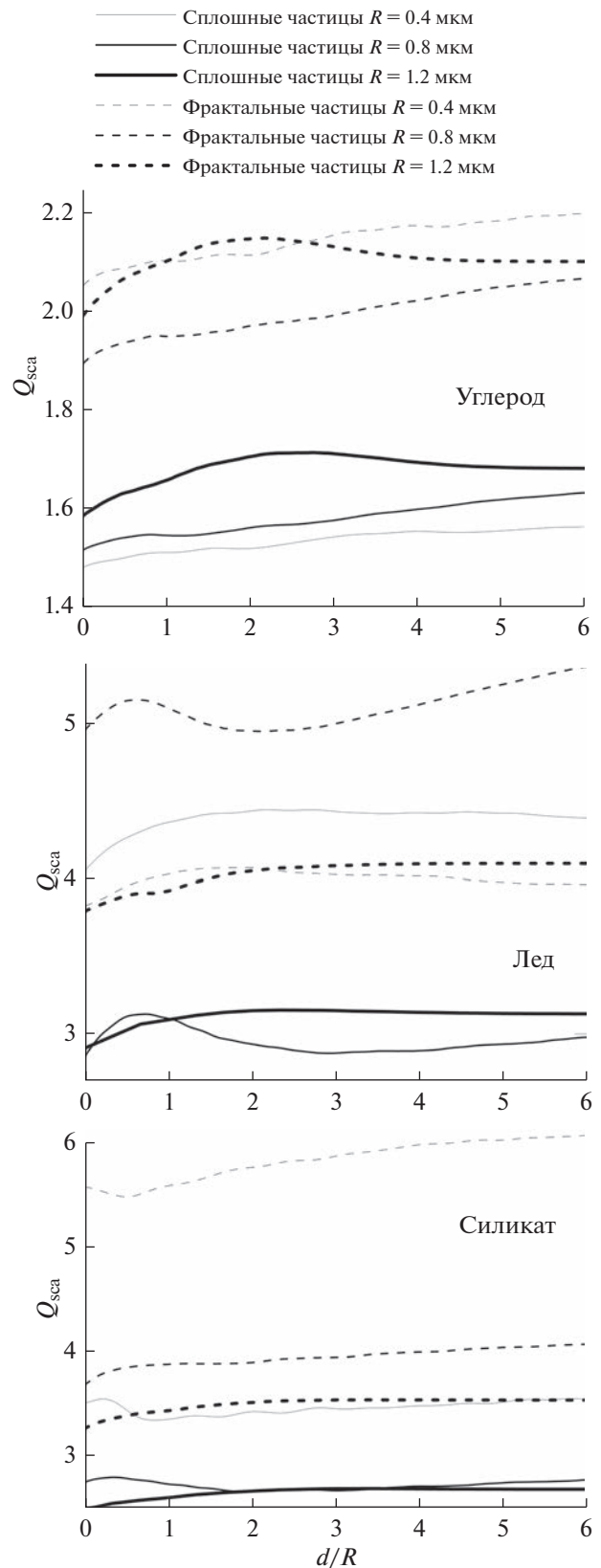


Рис. 7. Фактор рассеяния Q_{sca} как функция расстояния между частицами углерода (верхняя панель), льда (средняя панель) и силиката (нижняя панель).

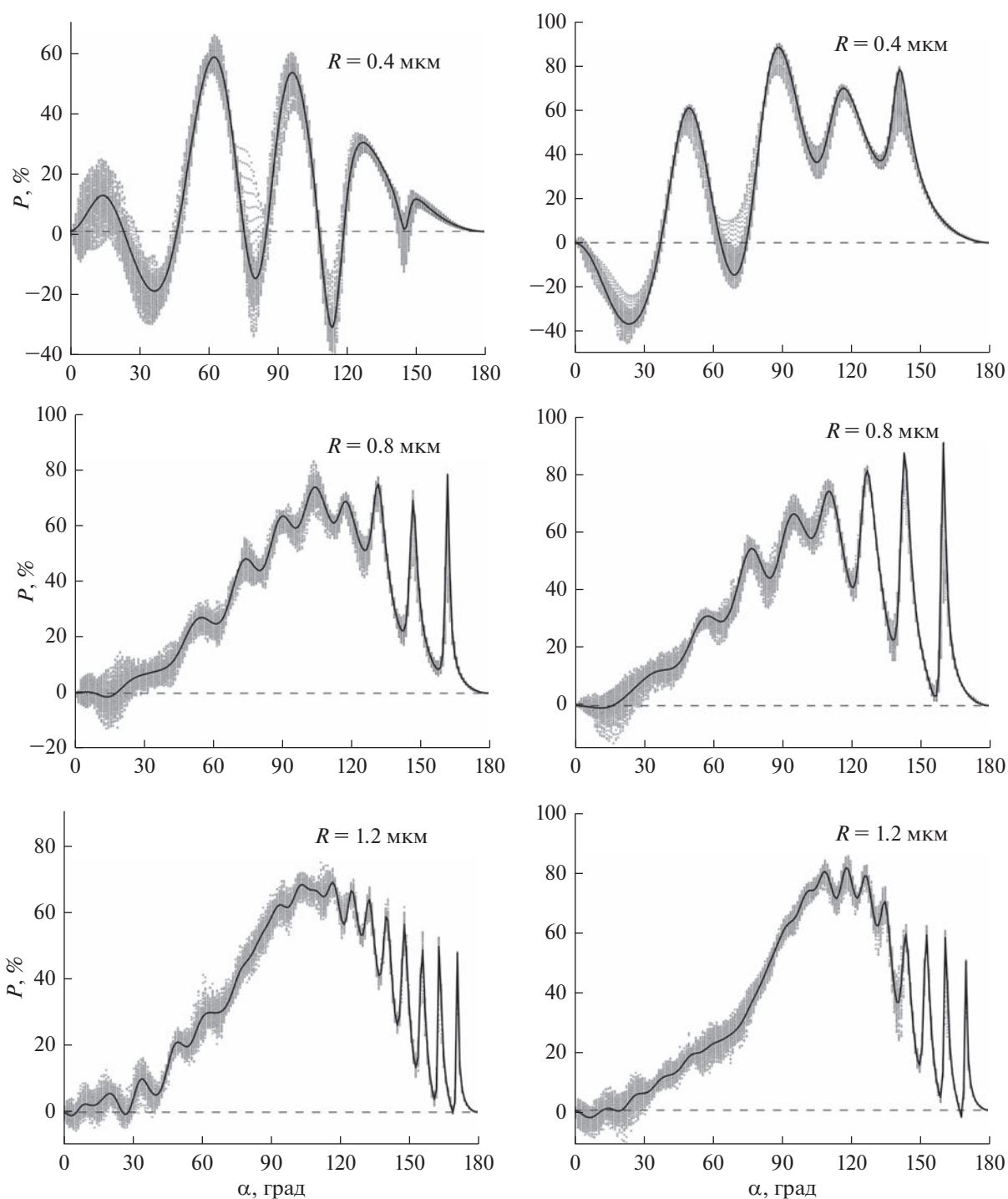


Рис. 8. Степень линейной поляризации одиночной углеродной частицы (сплошная линия) и пары частиц при изменении расстояния между ними от 0 до $6R$ (серые точки).

нанесли их на графики в виде точек. Рис. 8 демонстрирует влияние двухчастичного рассеяния на частицы из углерода. Левая панель соответствует фрактальным частицам, правая — сплошным гауссовским частицам различного размера. Рис. 9 представляет результаты для ледяных частиц,

рис. 10 — для силикатных частиц. Сплошные линии на рисунках соответствуют одиночной частице. Разброс точек относительно сплошной линии демонстрирует влияние двухчастичного рассеяния.

Как видно из рисунков, в случае неправильных частиц это влияние оказалось существен-

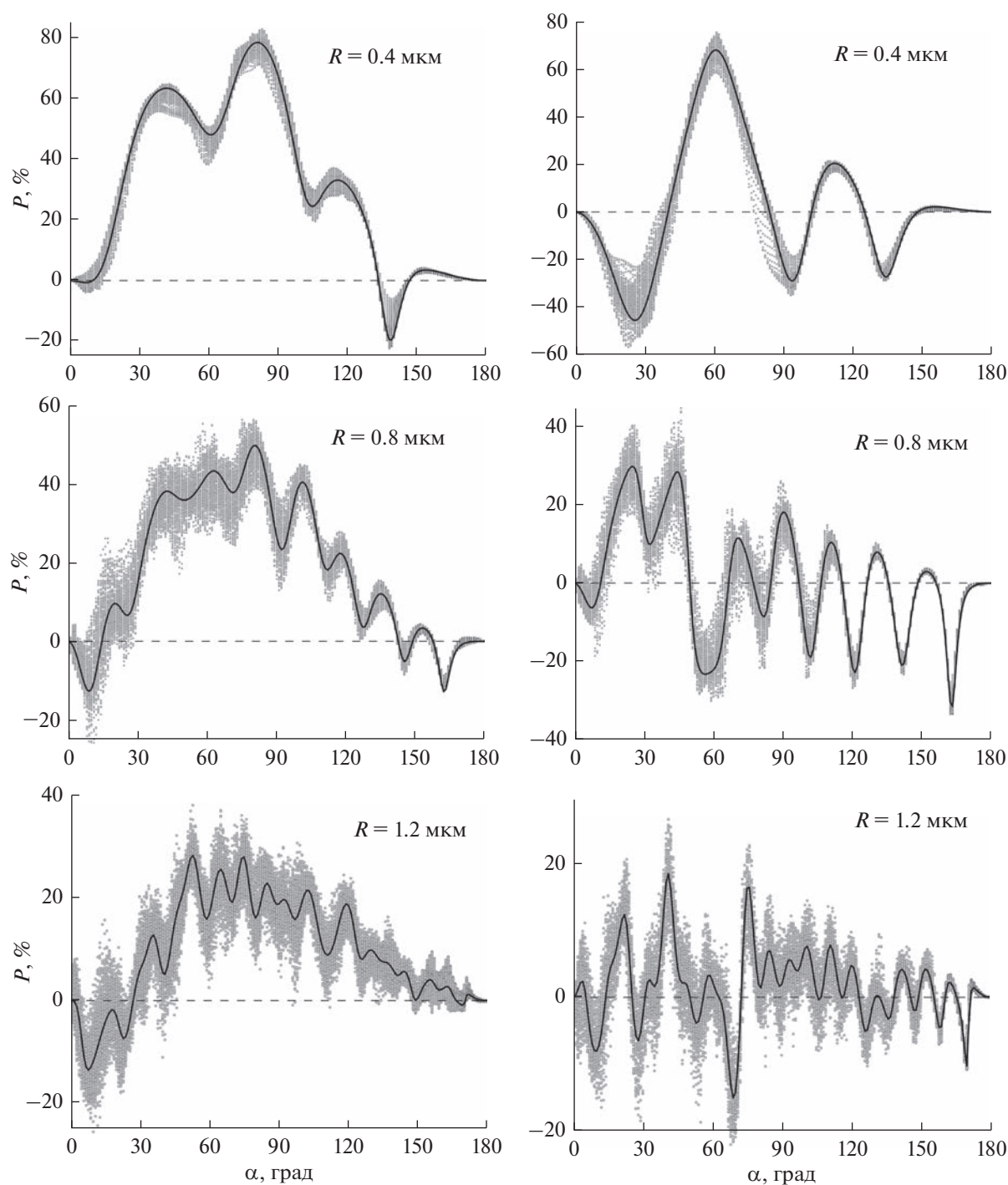


Рис. 9. То же, что и на рис. 8, но для ледяных частиц.

ным. Оно способно приводить как к увеличению, так и к уменьшению степени линейной поляризации однократного рассеяния. Причем, что характерно, на многих рисунках (особенно на рис. 8) на малых фазовых углах при двухчастичном рассеянии возникает отрицательная поляризация, хотя при рассеянии света одиночной частицей она практически отсутствует. То есть мы можем сде-

лать вывод, что двухчастичное рассеяние может вызывать отрицательную поляризацию даже в том случае, если одиночная частица отрицательной поляризации не проявляет вообще. Также из рисунков видно, что двухчастичное рассеяние в случае сильнопоглощающих углеродных частиц (рис. 8) и слабопреломляющих ледяных частиц (рис. 9) наиболее сильно развито на фазовых уг-

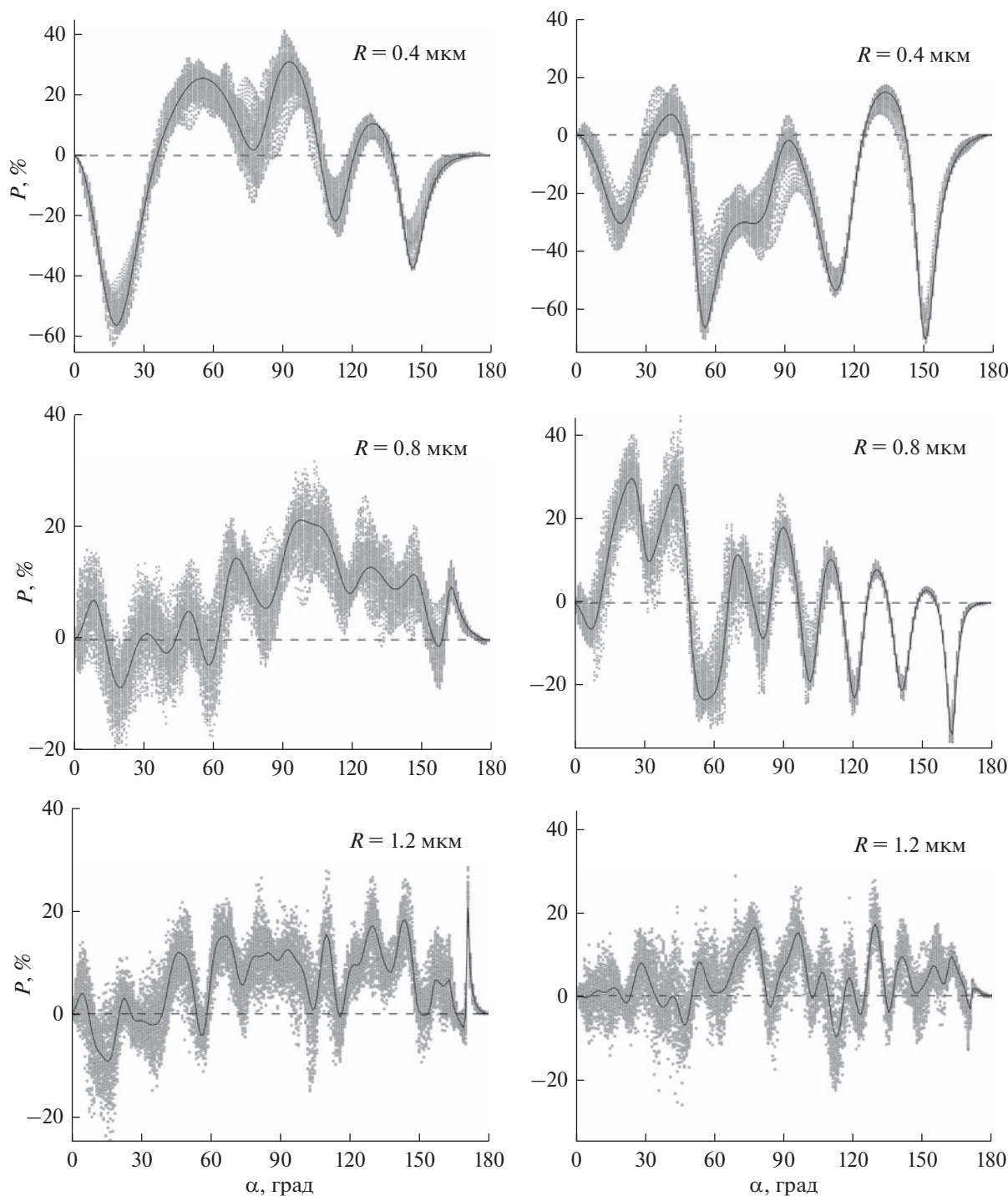


Рис. 10. То же, что и на рис. 8, но для силикатных частиц.

лах примерно до 100° , а на больших фазовых углах проявляется гораздо слабее. В случае же сильно-преломляющих силикатных частиц (рис. 10) сильное влияние двухчастичного рассеяния сохраняется вплоть до фазовых углов порядка 170° . Также любопытно отметить разницу между влиянием двухчастичного рассеяния на фрактальные

частицы и на сплошные частицы. Из рисунков видно, что, как правило, двухчастичное рассеяние сильнее влияет на фрактальные частицы. Объяснение этой особенности может состоять в том, что в случае фрактальных частиц более развито многократное рассеяние света между ее элементами, что делает проявления вышеперечис-

ленных механизмов отрицательной поляризации более выраженными.

ВЫВОДЫ

В работе приведен литературный обзор основных механизмов, объясняющих возникновение отрицательной поляризации рассеянного света. Проведено компьютерное моделирование рассеяния света — как одиночными частицами, так и парами частиц, находящихся на различном расстоянии друг от друга. Моделирование показало, что влияние двухчастичного рассеяния между частицами неправильной формы на степень линейной поляризации носит немонотонный характер, в отличие от случая пары идеальных сфер, в случае которых двухчастичное рассеяние уменьшает по модулю величину отрицательной поляризации. Также моделирование показало, что двухчастичное рассеяние способно производить отрицательную поляризацию даже в том случае, когда однократно рассеянный свет поляризован положительно. Таким образом, при теоретическом исследовании процессов формирования отрицательной поляризации учет двухчастичного рассеяния крайне важен. Также в работе показано, что теневой эффект проявляется не во всех случаях. Сильно преломляющие (силикатные) частицы малого размера не проявляют теневого эффекта, что, вероятнее всего, обусловлено дифракцией света.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Киселев Н.Н., Чернова Г.П. О возможно новом виде зависимости поляризации-фаза для комет // Астрон. циркуляр. 1976. Т. 931. С. 5–7.
- Киселев Н.Н., Чернова Г.П. Поляризация излучения кометы Веста 1975n // Астрон. журн. 1978. Т. 55. № 5. С. 1064–1071.
- Овчаренко А.А., Шкуратов Ю.Г. Эффект слабой локализации света при обратном рассеянии поверхностями сложной структуры // Оптика и спектроскопия. 2000. Т. 88. № 2. С. 291–297. <https://doi.org/10.1134/1.626788>
- Петрова Е.В., Тишковец В.П., Йокерс К. Взаимодействие частиц в ближнем поле и оппозиционные эффекты у реголитоподобных поверхностей // Астрон. вестн. 2009. Т. 43. № 2. С. 110–124. (Petrova E.V., Tishkovets V.P., Jockers K. Interaction of particles in the near field and opposition effects in regolith-like surfaces // Sol. Syst. Res. 2009. V. 43. № 2. P. 100–115). <https://doi.org/10.1134/S0038094609020026>
- Уфимцев П.Я. Метод краевых волн в физической теории дифракции. Москва: Советское радио, 1962. 241 с.
- Фарафонов В.Г., Ильин В.Б., Прокопьева М.С., Тулегенов А.Р., Устимов В.И. О сфероидальной модели рассеяния света несферическими частицами // Оптика и спектроскопия. 2019. Т. 126. № 4. С. 443–449. <https://doi.org/10.1134/S0030400X19040076>
- Шкуратов Ю.Г. Модель отрицательной поляризации света безатмосферных небесных тел // Астрон. журн. 1982. Т. 59. С. 817–822.
- Шкуратов Ю.Г. О природе оппозиционного эффекта яркости и отрицательной поляризации света твердых космических поверхностей // Астрон. циркуляр. 1985. Т. 1400. С. 3–6.
- Шкуратов Ю.Г. Дифракционный механизм формирования оппозиционного эффекта яркости поверхностей со сложной структурой // Кинемат. и физ. небесн. тел. 1988а. Т. 4. № 4. С. 33–39.
- Шкуратов Ю.Г. О природе полириметрической неоднородности поверхности астероида 4 Веста // Астрон. вестн. 1988б. Т. 12. № 2. С. 152–158.
- Шкуратов Ю.Г., Опанасенко Н.В., Мелкумова Л.Я. Интерференционное усиление обратного рассеяния и отрицательная поляризация света, отраженного поверхностями со сложной структурой // Препринт АН УССР. Ин-т радиофизики и электрон. Харьков. 1989. № 361. 26 с.
- Шкуратов Ю.Г. Интерференционная модель отрицательной поляризации света, рассеянного твердыми поверхностями небесных тел // Астрон. вестн. 1991. Т. 25. № 2. С. 152–161. (Shkuratov Y.G. Interference model of negative polarization of light scattered by the solid surfaces of celestial bodies // Sol. Syst. Res. 1991. V. 25. № 2. P. 110.)
- Шкуратов Ю.Г., Креславский М.А., Опанасенко Н.В. Анализ механизма отрицательной поляризации света, рассеянного безатмосферными небесными телами // Астрон. вестн. 1992. Т. 26. С. 46–53. (Shkuratov Y.G., Kreslavskii M.A., Opanasenko N.V. Analysis of a mechanism of negative polarization of light scattered by the surface of atmosphereless celestial bodies // Sol. Syst. Res. 1992. V. 26. № 1. P. 33.)
- Akkermans E., Wolf P., Maynard R., Maret G. Theoretical study of the coherent backscattering of light by disordered media // J. de Physique. 1988. V. 49. P. 77–98.
- Amic E., Luck J.M., Nieuwenhuizen T.M. Multiple Rayleigh scattering of electromagnetic waves // J. de Physique I. 1997. V. 7. № 3. P. 445–483. <https://doi.org/10.1051/jp1:1997170>
- Barabanenkov Y.N., Kravtsov Y.A., Ozrin V.D., Saichev A.I. II Enhanced Backscattering in Optics // Progress in Optics. 1991. V. 29. P. 65–197. [https://doi.org/10.1016/S0079-6638\(08\)70006-4](https://doi.org/10.1016/S0079-6638(08)70006-4)
- Barabashev N.P. Bestimmung der Erdalbedo und des Reflexionsgesetzes für die Oberfläche der Mondmeere. Theorie der Rillen // Astron. Nachr. 1922. V. 217. P. 445–452.
- Bercoval E., Churmakov D.Y., Romanov V.P., Jermy M.C., Meglinski I.V. Crossed source-detector geometry for a novel spray diagnostic: Monte Carlo simulation and analytical results // Appl. Optics. 2005. V. 44. № 13. P. 2519–2529. <https://doi.org/10.1364/AO.44.002519>
- Bohren C.F., Huffman D.R. Absorption and Scattering of Light by Small Particles. Wiley-VCH, 1998. 530 p.
- Bowell E., Dollfus A., Geake J.E. Polarimetric properties of the lunar surface and its interpretation. Part 5: Apollo 14 and Luna 16 lunar samples // Lunar and Planet. Sci. Conf. Proc. Houston, 1972. V. 3. P. 3103.

- Dollfus A., Wolff M.* Theory and Application of the Negative Branch of Polarization for Airless Planetary Objects // Lunar and Planet. Sci. Conf. XII. Abstracts. 1981. P. 232–234.
- Dollfus A., Wolff M., Geake J.E., Lupishko D.F., Dougherty L.M.* Photopolarimetry of asteroids // Asteroids II. Tucson: Univ. Arizona Press, 1989. P. 594–616.
- Draine B.T., Flatau P.J.* Discrete-dipole approximation for scattering calculations // J. Optical Soc. Am. A. 1994. V. 11. № 4. P. 1491–1499.
<https://doi.org/10.1364/JOSAA.11.001491>
- Frattin E., Muñoz O., Moreno F., Nava J., Escobar-Cerezo J., Gomez Martin J.C., Guirado D., Cellino A., Coll P., Raulin F., Bertini I., Cremonese G., Lazzarin M., Naletto G., La Forgia F.* Experimental phase function and degree of linear polarization of cometary dust analogues // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2019. V. 484. № 2. P. 2198–2211.
<https://doi.org/10.1093/mnras/stz129>
- Geake J.E., Geake M., Zellner B.H.* Experiments to test theoretical models of the polarization of light by rough surfaces // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 1984. V. 210. P. 89–112.
<https://doi.org/10.1093/mnras/210.1.89>
- Geake J.E., Geake M.* A Remote Sensing Method for Sub-Wavelength Grains on Planetary Surfaces by Optical Polarimetry // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 1990. V. 245. P. 46–55.
<https://doi.org/10.1093/mnras/245.1.46>
- Gorodnichev E.E., Kondratiev K.A., Rogozkin D.B.* Coherent backscattering of light from a Faraday medium // Phys. Rev. B. 2022. V. 105. № 10. id. 104208.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.105.104208>
- Hapke B.W.* A theoretical photometric function for the lunar surface // J. Geophys. Res. 1963. V. 68. P. 4571–4586.
<https://doi.org/10.1029/JZ068i015p04571>
- Hapke B.W.* Theory of Reflectance and Emittance Spectroscopy. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1993. 455 p.
- Hapke B.W.* Bidirectional reflectance spectroscopy. 6. Effects of porosity // Icarus. 2008. V. 195. № 2. P. 918–926.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2008.01.003>
- Hopfield J.J.* Mechanism of lunar polarization // Science. 1966. V. 151. № 3716. P. 1380–1381.
<https://doi.org/10.1126/science.151.3716.1380>
- Horton C.W., Watson R.B.* On the Diffraction of Radar Waves by a Semi-Infinite Conducting Screen // J. Appl. Phys. 1950. V. 21. № 1. P. 16–21.
<https://doi.org/10.1063/1.1699412>
- Hovenier J.W., van der Mee C.V.M.* Fundamental relationships relevant to the transfer of polarized light in a scattering atmosphere // Astron. and Astrophys. 1983. V. 128. № 1. P. 1–16.
- Jentsch F.* Über die Beugung des Lichtes an Stahlschneiden // Ann. der Physik. 1927. V. 389. № 18. P. 292–312.
<https://doi.org/10.1002/andp.19273891806>
- Johnson H.L., Morgan W.W.* Fundamental stellar photometry for standards of spectral type on the revised system of the Yerkes spectral atlas // Astrophys. J. 1953. V. 117. № 3. P. 313–352.
<https://doi.org/10.1086/145697>
- Kiselev N., Rosenbush V., Muinonen K., Kolokolova L., Savushkin A., Karpov N.* New polarimetric data for the Galilean satellites: Europa observations and modeling // Planet. Sci. J. 2022. V. 3. № 6. id. 134 (13 p.).
<https://doi.org/10.3847/PSJ/ac6bef>
- Li A., Greenberg J.M.* A unified model of interstellar dust // Astron. and Astrophys. 1997. V. 323. № 2. P. 566–584.
- Lyot B.* Recherches sur la polarisation de la lumière des planètes et de quelques substances terrestres // Ann. Obs. Meudon. 1929. V. 8. P. 1–161.
- Lyot B.* Polarisation des petites planètes // Comptes Rendus de l'Académie des Sciences. 1934. V. 199. P. 774.
- McCoy G.C.* Polarization properties of simple dielectric rough surface model // J. Optical Soc. Am. 1967. V. 57. № 11. P. 1345–1350.
- Mishchenko M.I.* Enhanced backscattering of polarized light from discrete random media: calculations in exactly the backscattering direction // J. Optical Soc. Am. A. 1992. V. 9. № 6. P. 978–982.
<https://doi.org/10.1364/JOSAA.9.000978>
- Mishchenko M.I.* On the nature of the polarization opposition effect exhibited by Saturn's rings // Astrophys. J. 1993. V. 411. P. 351–361.
<https://doi.org/10.1086/172835>
- Mishchenko M.I., Travis L.D., Mackowski D.W.* Scattering of light by bispheres with touching and separated components // Appl. Optics. 1995. V. 34. № 21. P. 4589–4599.
<https://doi.org/10.1364/AO.34.004589>
- Mishchenko M.I.* Diffuse and coherent backscattering by discrete random media. I. Radar reflectivity, polarization ratios, and enhancement factors for a half-space of polydisperse, nonabsorbing and absorbing spherical particles // J. Quant. Spectroscopy and Radiative Transfer. 1996. V. 56. № 5. P. 673–702.
[https://doi.org/10.1016/S0022-4073\(96\)00117-3](https://doi.org/10.1016/S0022-4073(96)00117-3)
- Mishchenko M.I., Luck J.M., Nieuwenhuizen T.M.* Full angular profile of the coherent polarization opposition effect // J. Optical Soc. Am. A. 2000. V. 17. № 5. P. 888–891.
<https://doi.org/10.1364/JOSAA.17.000888>
- Mishchenko M.I., Dlugach J.M., Liu L.* Azimuthal asymmetry of the coherent backscattering cone: Theoretical results // Phys. Rev. A. 2009. V. 80. № 5. id. 053824.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.80.053824>
- Mishchenko M.I., Rosenbush V.K., Kiselev N.N., Lupishko D.F., Tishkovets V.P., Kaydash V.G., Belskaya I.N., Efimov Y.S., Shakhovskoy N.M.* Polarimetric remote sensing of Solar System objects. K.: Akademperiodyka, 2010. 291 p.
- Muinonen K.* Electromagnetic scattering by two interacting dipoles // Proc. 1989 URSI Electromagnetic Theory Symp. Stockholm, 1989. P. 428–430.
- Muinonen K.* Light scattering by inhomogeneous media: Backward enhancement and reversal of linear polarization // Ph. D. Thesis. Report 3/1990. Helsinki: Observatory and Astrophysics Laboratory, Univ. Helsinki, 1990. 24 p.
- Muinonen K.O., Sihvola A.H., Lindell I.V., Lumme K.A.* Scattering by a small object close to an interface. II. Study of backscattering // J. Optical Soc. Am. A. 1991. V. 8. Iss. 3. P. 477–482.
<https://doi.org/10.1364/JOSAA.8.000477>

- Muñonen K. Light scattering by Gaussian random particles // *Earth, Moon, and Planets*. 1996. V. 72. P. 339–342. <https://doi.org/10.1007/BF00117539>
- Muñoz O., Hovenier J.W. Laboratory measurements of single light scattering by ensembles of randomly oriented small irregular particles in air. A review // *J. Quant. Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2011. V. 112. № 11. P. 1646–1657. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2011.02.005>
- Muñoz O., Moreno F., Gómez-Martín J.C., Vargas-Martín F., Guirado D., Ramos J.L., Bustamante I., Bertini I., Frattin E., Markannen J., Tübiana C., Fulle M., Güttler C., Sierks H., Rotundi A., Della Corte V., Ivanovski S., Zakharov V.V., Bockelée-Morvan D., Blum J., Merouane S., Lévassieur-Regourd A.C., Kolokolova L., Jardiel T., Caballero A.C. Experimental phase function and degree of linear polarization curves of millimeter-sized cosmic dust analogs // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2020. V. 247. № 1. id. 19 (13 p.). <https://doi.org/10.3847/1538-4365/ab6851>
- Öhman Y. A tentative explanation of the polarization in diffuse reflection // *Stockholm Obs. Ann.* 1955. V. 18. P. 1–10.
- Ozrin V.D. Exact solution for coherent backscattering of polarized light from a random medium of Rayleigh scatterers // *Waves in Random Media*. 1992. V. 2. № 2. P. 141–164. <https://doi.org/10.1088/0959-7174/2/2/005>
- Petrov D., Kiselev N. Computer simulation of position and maximum of linear polarization of asteroids // *J. Quant. Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2018. V. 204. P. 88–93. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2017.09.003>
- Petrov D.V., Zhuzhulina E.A. Polarization properties of quasi-fractal porous particles // *J. Quant. Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2022. V. 289. id. 108298. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2022.108298>
- Petrova E.V., Tishkovets V.P., Jockers K. Modeling of opposition effects with ensembles of clusters: Interplay of various scattering mechanisms // *Icarus*. 2007. V. 188. № 1. P. 233–245. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2006.11.011>
- Quirantes A., Arroyo F., Quirantes-Ros J. Multiple light scattering by spherical particle systems and its dependence on concentration: A T-matrix study // *J. Colloid and Interface Sci.* 2001. V. 240. № 1. P. 78–82. <https://doi.org/10.1006/jcis.2001.7641>
- Rode O., Ivanov A., Nazarov M., Cimbalnikova A., Jurek K., Hejl V. Atlas of photomicrographs of the surface structures of lunar regolith particles. Prague: Academia, 1979. 242 p.
- Savornin J. Étude de la diffraction éloignée // *Ann. de Physique*. 1939. V. 11. № 11. P. 129–255. <https://doi.org/10.1051/anphys/193911110129>
- Scott A., Duley W.W. Ultraviolet and infrared refractive indices of amorphous silicates // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1996. V. 105. P. 401. <https://doi.org/10.1086/192321>
- Shkuratov Y.G., Melkumova L.Y. Diffraction model of the negative polarization of light scattering by atmosphereless cosmic bodies // *Abstracts of Lunar and Planet. Sci. Conf.* 1991. V. 22. P. 1243.
- Shkuratov Y.G., Muñonen 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 atmosphereless Solar System bodies // *Earth, Moon and Planets*. 1994. V. 65. № 3. P. 201–246. <https://doi.org/10.1007/BF00579535>
- Shkuratov Y., Ovcharenko A., Zubko E., Miloslavskaya O., Muñonen K., Piironen J., Nelson R., Smythe W., Rosenbush V., Helfenstein P. The opposition effect and negative polarization // *Icarus*. 2002. V. 159. P. 396–416. <https://doi.org/10.1006/icar.2002.6923>
- Shkuratov Yu., Videen G., Kreslavsky M., Belskaya I., Kaydash V., Ovcharenko A., Omelchenko V., Opanasenko N., Zubko E. Scattering properties of planetary regoliths near opposition // *Photopolarimetry in remote sensing: NATO Science Series / Eds: Videen G., Yatskiv Y., Mishchenko M. London: Kluwer Acad. Publ., 2004. P. 191–208. https://doi.org/10.1007/1-4020-2368-5_8*
- Steigmann G.A. A polarimetric model for a dust-covered planetary surface // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1978. V. 185. P. 877–888. <https://doi.org/10.1093/mnras/185.4.877>
- Steigmann G.A. Application of a polarimetric model to the surface microstructure of particles in the B-ring of Saturn // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1984. V. 209. P. 359–371. <https://doi.org/10.1093/mnras/209.2.359>
- Steigmann G.A. Optical polarimetry of sulphur and the surface microstructure of Io // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1986. V. 219. P. 823–833. <https://doi.org/10.1093/mnras/219.4.823>
- Steigmann G.A., Dodsworth M.B. Surface microstructure of the nucleus of Comet P/Halley // *Observatory*. 1987. V. 107. P. 263–267.
- Tishkovets V.P. Backscattering of light by close-packed systems of particles // *Optics and Spectroscopy*. 1998. V. 85. № 2. P. 212–217.
- Tishkovets V., Litvinov P., Petrova E., Jockers K., Mishchenko M. Backscattering effects for discrete random media: Theoretical results // *Photopolarimetry in Remote Sensing*. Dordrecht, Netherlands: Kluwer Acad., 2004. P. 221–242. https://doi.org/10.1007/1-4020-2368-5_10
- Tishkovets V.P. Light scattering by closely packed clusters: Shielding of particles by each other in the near field // *J. Quant. Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2008. V. 109. № 16. P. 2665–2672. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2008.05.008>
- Veverka J. Polarimetry of Satellite Surfaces // *Planetary Satellites / Ed.: Burns J.A. Tucson: Univ. Arizona Press, 1977. P. 210.*
- Warren S.G., Brandt R.E. Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave: A revised compilation // *J. Geophys. Res.: Atmospheres*. 2008. V. 113. id. D14220. <https://doi.org/10.1029/2007JD009744>
- Watson K.M. Multiple scattering of electromagnetic waves in an underdense plasma // *J. Mathemat. Physics*. 1969. V. 10. P. 688–702. <https://doi.org/10.1063/1.1664895>

- Weinberg, J.L. Polarization of the zodiacal light // In Gehrels T., ed., Planets, Stars, and Nebulae: Studied with Photopolarimetry / Tucson AZ: University of Arizona Press, 1974. p. 781.
- Wolff M. Polarization of light reflected from rough planetary surface // Appl. Optics. 1975. V. 14. № 6. P. 1395–1405.
<https://doi.org/10.1364/AO.14.001395>
- Wolff M. Theory and application of the polarization-albedo rules // Icarus. 1980. V. 44. № 3. P. 780–792.
[https://doi.org/10.1016/0019-1035\(80\)90144-X](https://doi.org/10.1016/0019-1035(80)90144-X)
- Wolff M. Computing diffuse reflection from particulate planetary surface with a new function // Appl. Optics. 1981. V. 20. P. 2493–2498.
<https://doi.org/10.1364/AO.20.002493>
- Wolfsohn G. Strenge theorie der interferenz und beugung // Handbuch der Physik / Eds: Geiger H., Scheel K. Berlin: Springer Verlag, 1928. P. 263–316.
https://doi.org/10.1007/978-3-642-90780-7_7.
- Zhou C. Coherent backscatter enhancement in single scattering // Optics Express. 2018. V. 26. № 10. id. A508.
<https://doi.org/10.1364/OE.26.00A508>
- Zhuzhulina E., Petrov D., Kiselev N., Karpov N., Savushkin A. Aperture polarimetry of selected comets in 2018–2020: Observations and computer simulation // J. Quant. Spectroscopy and Radiative Transfer. 2022. V. 290. id. 108321.
<https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2022.108321>
- Zubko E., Petrov D., Shkuratov Y., Videen G. Discrete dipole approximation simulations of scattering by particles with hierarchical structure // Appl. Optics. 2005. V. 44. № 30. P. 6479–6485.
<https://doi.org/10.1364/AO.44.006479>