

УДК 523.4

ВОЗМОЖНОСТИ ОЦЕНКИ СВОЙСТВ РЫХЛОЙ ПОВЕРХНОСТИ НА ОСНОВЕ ФАЗОВЫХ ПРОФИЛЕЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ И ИНТЕНСИВНОСТИ ОТРАЖЕННОГО СВЕТА

© 2019 г. Е. В. Петрова^{a, *}, В. П. Тишковец^{b, c, **}, Р. М. Нелсон^{d, e}, М. Д. Борита^e

^aИнститут космических исследований РАН, Москва, Россия

^bРадиоастрономический институт НАН Украины, Харьков, Украина

^cХарьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, Харьков, Украина

^dИнститут планетных исследований, Пасадина, Калифорния, США

^eСан-Антонио Колледж, Уолнат, Калифорния, США

*e-mail: epetrova@iki.rssi.ru

**e-mail: tishkovets@rian.kharkov.ua

Поступила в редакцию 19.09.2018 г.

После доработки 19.09.2018 г.

Принята к публикации 06.11.2018 г.

Показано, что с помощью модели, в которой рассеивающая среда состоит из кластеров, расположенных в дальних зонах друг друга, можно количественно оценить ряд свойств реголитоподобных поверхностей по фазовым зависимостям интенсивности и поляризации, измеренным в области обратного рассеяния. Профили поляризации дают возможность оценить размеры частиц, структуру и пористость среды, долю поверхности, покрытой дисперсным материалом. Однако профили интенсивности рассеянного света слабо зависят от размеров и структуры частиц, но определяются концентрацией рассеивателей в среде и вкладом скрытия теней на малых углах фазы. Поскольку этот эффект находится за рамками рассматриваемой модели, достичь хорошего согласия с измерениями интенсивности не удастся. Тем не менее, если доля поверхности, участвующей в когерентном обратном рассеянии, определена из фазового профиля поляризации, с помощью данной модели можно оценить относительный вклад эффекта скрытия теней в пик яркости, измеренный на нулевом угле фазы. Это, в свою очередь, может позволить оценить шероховатость рассеивающей поверхности. Модель не имеет свободных параметров, но в настоящее время нет возможности всесторонне верифицировать ее с помощью данных лабораторных измерений образцов с тщательно контролируемыми параметрами, поскольку такие измерения в достаточно широком диапазоне свойств частиц среды, их упаковки и фазовых углов редки.

Ключевые слова: дискретная среда, поверхность безатмосферных тел, поляризация, оппозиционные эффекты, когерентное рассеяние, эффект скрытия теней

DOI: 10.1134/S0320930X19020051

ВВЕДЕНИЕ

Измерения интенсивности и поляризации света, рассеянного различными объектами Солнечной системы, широко применяются для оценки свойств частиц, слагающих атмосферы и/или поверхности этих тел. Однако интерпретация данных дистанционного зондирования безатмосферных небесных тел сталкивается с отсутствием корректной модели рассеяния света плотно упакованными дискретными средами, что, в свою очередь, связано со сложной проблемой учета взаимодействия рассеивателей в ближнем поле (Tishkovets и др., 2011). Сейчас эта задача успешно решается только для ограниченных ансамблей частиц (например, Tishkovets и др., 2004;

Petrova и др., 2007; Zubko и др., 2008; Mishchenko и др., 2009; Dlugach и др., 2011; Videen, Muinonen, 2015). Такое моделирование позволяет сделать качественные, но не количественные оценки свойств отражающей среды, поскольку размеры агрегатов, рассеяние которыми может быть в настоящее время рассчитано, меньше или сравнимы с расстоянием, на котором интенсивность уменьшается из-за экстинкции в e раз. В дискретной разреженной среде это уменьшение интенсивности определяется мнимой частью эффективного показателя преломления, которая прямо пропорциональна концентрации и среднему сечению экстинкции рассеивателей; однако с ростом плотности упаковки зависимость этой вели-

чины от концентрации становится нелинейной (Varadan и др., 1979; Tsang, Kong, 2001; Mishchenko и др., 2006; Mackowski, Mishchenko., 2013). Кроме того, в таких средах роль взаимного затенения рассеивателей на расстояниях порядка нескольких их размеров может стать значительной (Tishkovets, 2008), что приводит к влиянию рельефа на отражательные характеристики поверхности.

По перечисленным выше причинам применение приближения дальней зоны, которое сильно упрощает расчет характеристик рассеяния разреженной средой, к плотно упакованной среде существенно ограничено (Tishkovets, Petrova, 2016). Тем не менее модель, в которой рассеивающая среда состоит из кластеров, расположенных в дальних зонах друг друга, дает хорошее согласие с лабораторными измерениями поляризации непоглощающих рыхлых образцов (Tishkovets, Petrova, 2013; 2016) и позволяет получить некоторые характеристики поверхности из поляриметрических измерений высоко-альбедных небесных тел на малых углах фазы (Тишковец, Петрова, 2017). При этом параметры Стокса для света, отраженного поверхностью среды, вычисляются как сумма диффузной и когерентной компонент, полученных с помощью численного решения уравнений переноса излучения (Mishchenko и др., 2015) и слабой локализации (Tishkovets, Mishchenko, 2009), соответственно. Представление матрицы рассеяния частиц, составляющих измельченный рыхлый материал поверхности (например, реолит), матрицей рассеяния кластеров позволяет частично учесть взаимодействие рассеивателей в ближнем поле.

Применение модели, основанной на приближении дальней зоны, к вычислению рассеяния плотно упакованной слабо поглощающей средой можно обосновать следующим образом. Согласно микрофизической концепции рассеяния, каждый из рассеивателей находится под действием падающей волны и волн, приходящих от других рассеивателей. Число этих рассеивателей увеличивается прямо пропорционально кубу расстояния от рассматриваемого рассеивателя, в то время как интенсивность воздействия убывает обратно пропорционально квадрату этого расстояния. Излучение также ослабляется из-за экстинкции в среде и взаимного затенения рассеивателей. Если поглощение, а значит и экстинкция, малы и размеры рассеивателей не сильно превышают длину волны падающего света, влияние ближних «соседей» на данный рассеиватель мало по сравнению с влиянием дальних и можно считать, что последние находятся в дальней зоне рассматриваемого рассеивателя. Кроме того, поскольку основной вклад в отражение высокоальбедными объектами вносят высокие порядки рассеяния (при невысокой плотности упаковки), влияние мелкомас-

штабной структуры их поверхности на характеристики рассеяния мало.

Следует отметить, что попытки применения рассматриваемой модели к данным измерений интенсивности света, отраженного слабо поглощающими образцами на малых углах фазы, не всегда дают положительный результат (Tishkovets, Petrova, 2016). Возможные причины этого несогласия будут рассмотрены ниже.

Еще одним препятствием к рекомендации применения предлагаемой модели для интерпретации данных дистанционного зондирования является то обстоятельство, что лабораторные измерения характеристик рассеяния образцов с тщательно контролируемыми параметрами (размер частиц, показатель преломления, структура, плотность упаковки) в достаточно широком диапазоне фазовых углов редки. В связи с этим нет возможности всесторонней проверки применения модели к средам с разной степенью поглощения и пористости. Но мы считаем необходимым продемонстрировать возможности модели на примерах сравнения с результатами как имеющихся лабораторных экспериментов, так и астрономических измерений интенсивности и поляризации света, отраженного безатмосферными небесными телами.

В данной работе мы приводим примеры применения предложенной модели к недавно полученным данным измерений интенсивности и поляризации света, отраженного образцами Al_2O_3 на углах фазы α от 0.05° до 15° (Nelson и др., 2018), а также к более ранним измерениям подобных образцов с разной плотностью упаковки (Shkuratov и др., 2002). На примере наземных измерений поляризации спутника Сатурна Реи (Зайцев, 2016) и фазовых профилей Реи, полученных в миссии Cassini (Buratti и др., 2009), показано, какие свойства поверхности можно оценить из совместного анализа поляриметрических и спектрофотометрических данных с помощью данной модели.

СРАВНЕНИЕ ИЗМЕРЕННЫХ И МОДЕЛЬНЫХ ФАЗОВЫХ ПРОФИЛЕЙ

Недавние лабораторные измерения фазовых зависимостей интенсивности и поляризации излучения, отраженного образцами порошка Al_2O_3 на длине волны $\lambda = 0.635$ мкм (Nelson и др., 2018), особенно ценны тем, что в них строго контролировались размеры частиц образцов и плотность их упаковки (показатель преломления также известен, 1.7659, поглощение отсутствует). Кроме того, измерения охватывали более широкий фазовый диапазон ($\alpha = 0.05^\circ - 15^\circ$), чем известные более ранние эксперименты (Shkuratov и др., 2002). Каждый из 13 исследованных образцов со-

держал частицы одного размера, от 0.1 до 30.09 мкм (в диаметре); при этом измеренная пористость образцов (доля объема, свободного от частиц) была наибольшей для самых мелких частиц, 97.68%, и наименьшей для самых крупных, 65.85%. Подробное описание лабораторного эксперимента можно найти в цитируемой статье.

К сожалению, в настоящее время мы можем провести сравнение модельных профилей с измерениями только тех образцов из экспериментов Nelson и др. (2018), которые состоят из самых мелких частиц. Причина в том, что для вычисления матрицы рассеяния частиц, составляющих среду, мы принимаем форму частиц в кластерах сферической (и используем метод суперпозиции Т-матриц (Maskowski, Mishchenko, 2011)). Если размерный параметр частиц $x = 2\pi r/\lambda > 2$ (при показателе преломления, типичном для льдов или реголитов в видимой области спектра), резонансные явления при рассеянии на изолированных сферических частицах формируют сильную и широкую ветвь отрицательной поляризации, которая сохраняется в фазовых кривых поляризации кластеров, содержащих такие частицы во внешнем слое. Это делает форму фазовых зависимостей далекой от той, которая обычно наблюдается у природных объектов (Tishkovets и др., 2004), и может приводить к положительной ветви фазовой зависимости поляризации для среды в области обратного рассеяния (Tishkovets и др., 2011; Tishkovets, Petrova, 2016). Таким образом, чтобы получить при моделировании близкую к реальной матрицу рассеяния кластеров, состоящих из крупных частиц, надо принимать их форму неправильной. Расчеты рассеяния такими ансамблями частиц могут быть выполнены с помощью дискретного дипольного приближения (DDA) (например, Zubko и др. (2008)), однако они требуют больших компьютерных ресурсов и выходят за рамки данной работы.

Измеренные фазовые профили интенсивности и поляризации света, отраженного образцами Al_2O_3 с размерами частиц 0.1 мкм (Nelson и др., 2018), показаны на рис. 1 символами. Там же даны модели, рассчитанные для двух сред, содержащих кластеры разных типов (см. вставки) при концентрации рассеивателей в среде $\xi = 0.05, 0.07, 0.10$. (Заметим, что параметр ξ характеризует относительную среднюю концентрацию частиц, а не кластеров, в среде, и его значение не зависит от типа кластеров, если число составляющих их частиц одинаково (Tishkovets, Petrova, 2013a)). Кластеры построены с помощью фракталоподобной модели (Maskowski, 1995), которая позволяет легко создавать кластеры с широким диапазоном плотности упаковки. Параметры показанных кластеров: $k_f = 8.0$ и $D_f = 2.1$ (внизу) и 3.0 (вверху), что соответствует плотности упаковки в кластере

из 200 мономеров порядка 13 и 46% соответственно. Кластеры такой величины выбраны для примеров, поскольку, как показало предыдущее моделирование, дальнейший их рост слабо влияет на характеристики рассеяния среды, которую они составляют (Tishkovets, Petrova, 2013a). Размерный параметр мономеров $x = 0.5$, что соответствует размеру частиц в исследованных образцах.

Из моделей на рис. 1 видно, что особенно чувствительны к структуре кластеров и концентрации рассеивателей в среде именно фазовые профили поляризации. Влияние структуры кластеров на фазовую зависимость интенсивности практически незаметно, а рост концентрации увеличивает ширину оппозиционного пика, как и сдвигает положение минимума поляризации от оппозиции. Сравнение измерений и моделей ясно показывает, что измеренный фазовый профиль поляризации можно хорошо описать моделью среды, содержащей более плотные кластеры, при средней концентрации рассеивателей около 0.07 (что неплохо согласуется с измеренным значением пористости образца 97.68%). В то же время оппозиционный пик яркости в моделях гораздо выше измеренного, а наклон модельных профилей от примерно 3° в сторону больших углов менее крутой, чем у измеренного.

Такое же поведение модельных фазовых профилей интенсивности и поляризации относительно измеренных можно наблюдать для образцов MgO с размерами частиц менее 1 мкм (Shkuratov и др., 2002). Эти измерения проводились для исследования эффектов обратного рассеяния, и потому максимальный фазовый угол был менее 5° . Но они особенно интересны, потому что интенсивность и поляризация отраженного света были измерены при двух состояниях образца - до и после уплотнения. Результаты эксперимента представлены на рис. 2, где также показаны модели, для которых получено наилучшее согласие с измеренными профилями поляризации (Tishkovets, Petrova, 2016). Интересно, что в обоих случаях это среды, содержащие аналогичные плотные кластеры ($k_f = 8.0$ и $D_f = 3.0$), но при разной концентрации рассеивателей: $\xi = 0.03$ и 0.12 для образца до и после уплотнения, соответственно.

Модель при $\xi = 0.03$ также неплохо описывает измеренный фазовый профиль интенсивности неуплотненного образца MgO, но для профиля интенсивности образца после уплотнения найти подходящую модель не удалось (Tishkovets, Petrova, 2016). Причины этого разногласия будут рассмотрены ниже.

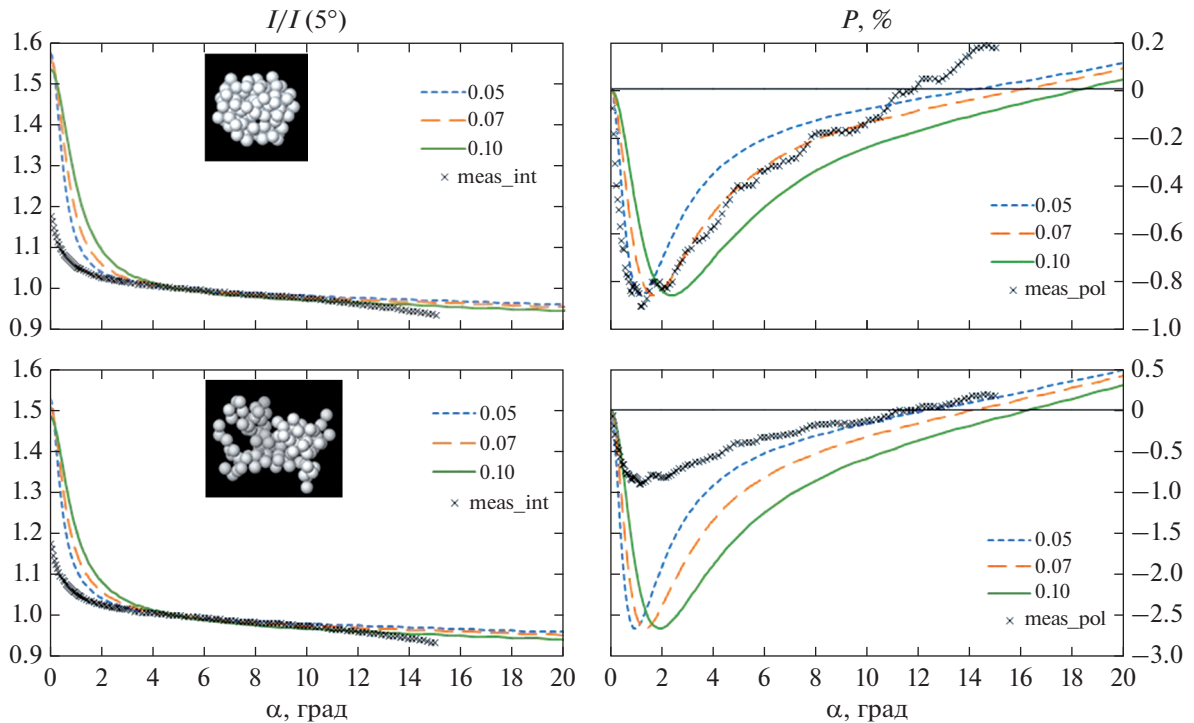


Рис. 1. Фазовые профили интенсивности (приведенной к значению на $\alpha = 5^\circ$; слева) и поляризации (справа) света, отраженного образцами Al_2O_3 с размерами частиц $2r = 0.1$ мкм ($\lambda = 0.635$ мкм). Измерения из работы Nelson и др. (2018) (крестики) в сравнении с моделями для двух сред кластеров разных типов (см. вставки), состоящих из 200 мономеров с $x = 0.5$, при $\xi = 0.05, 0.07, 0.10$. Показатель преломления частиц 1.7659, поглощение отсутствует.

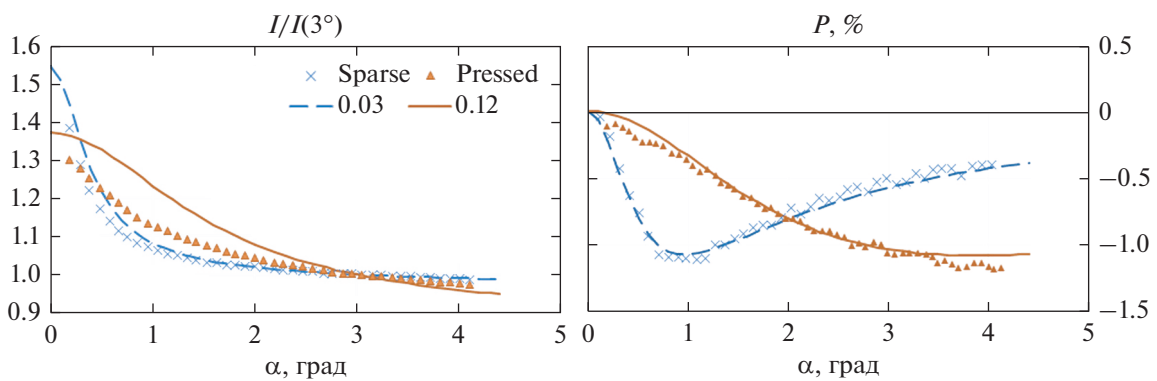


Рис. 2. Фазовые профили интенсивности (приведенной к значению на $\alpha = 3^\circ$; слева) и поляризации (справа) света, отраженного образцами MgO (показатель преломления 1.7346, поглощение отсутствует) с размерами частиц менее 1 мкм ($\lambda = 0.63$ мкм). Измерения и модели показаны символами (адаптировано из работы Shkuratov и др. (2002)) и кривыми, соответственно. Модельные среды содержат кластеры из 20 мономеров с $x = 1.5$, принятая концентрация рассеивателей $\xi = 0.03$ и 0.12 .

ВОЗМОЖНЫЕ ПРИЧИНЫ НЕСОГЛАСИЯ МОДЕЛИ С ИЗМЕРЕННЫМИ ПРОФИЛЯМИ

В данном разделе мы кратко рассмотрим, почему результаты проведенного моделирования могут недостаточно хорошо описывать данные лабораторных измерений. Это обусловлено как недостатками модели, так и особенностями лабораторных измерений. Напомним некоторые условия, при которых была получена данная мо-

дель. Они полностью соответствуют условиям, при которых из уравнений Максвелла можно вывести классическое уравнение переноса для однородных и изотропных сред. Полный перечень таких условий можно найти в книге Mishchenko и др. (2006).

Основным предположением, которое радикально упрощает вывод уравнений многократного рассеяния из уравнений Максвелла, является предположение о том, что в среде между рассеи-

вателями распространяются сферические волны. Это предположение эквивалентно предположению, что рассеиватели среды находятся в дальних зонах друг друга. При этом экстинкция в среде оказывается пропорциональной концентрации рассеивателей. Таким образом, полностью игнорируются эффекты ближнего поля. Однако, чтобы хотя бы частично учесть эти эффекты, мы рассматриваем в качестве «элементарного объема» среды хаотически ориентированные кластеры частиц. Тем самым мы учитываем эффекты ближнего поля только в масштабах порядка размеров кластеров. Как отмечалось в работе Tishkovets, Petrova (2013b), ближнее поле может приводить к подавлению оппозиционного пика в интенсивности и сдвигу минимума поляризации в сторону увеличения углов фазы. Этим объясняется плохое согласие данных моделирования и измерений для Al_2O_3 (рис. 1) в интенсивности и некоторое расхождение в теоретической оценке плотности упаковки частиц по профилю поляризации и оценке пористости среды, сделанной при измерениях в работе Nelson и др. (2018).

Кроме того, предполагается, что падающее излучение – плоская волна, распространяющаяся нормально к поверхности среды, сама среда – полубесконечная, а граница среды идеально плоская, что исключает существование рельефа поверхности.

Но даже при этих предположениях оппозиционные эффекты описываются сложной системой интегральных уравнений. Для решения данной системы мы применяем довольно грубое приближение, которое преобразует систему интегральных уравнений в систему алгебраических уравнений (Tishkovets, Mishchenko, 2009). В частности, предполагается, что «функция источников» в среде убывает экспоненциально, аналогично функции источников в глубоких слоях для уравнения переноса (Соболев, 1972). Это справедливо для сильно поглощающей среды, но не справедливо для не поглощающих или слабо поглощающих сред, в которых эта зависимость очень сложная (Яновицкий, 1995). Таким образом, мы принимаем распределение интенсивности с глубиной, которое отличается от реального для рассматриваемых сред, что должно в основном сказаться на рассчитанной интенсивности рассеянного среды света.

В модели экстинкция в среде учитывается так же, как в теории многократного рассеяния для разреженных сред, т.е. предполагается, что экстинкция пропорциональна концентрации рассеивателей. В плотных средах линейная зависимость экстинкции от концентрации нарушается – с увеличением концентрации мнимая часть эффективного показателя преломления среды (экстинкция) может быть значительно меньше, чем

полученная из линейной зависимости (Varadan и др., 1983). Следовательно, мы получаем в модели альbedo, а значит и интенсивность рассеянного света, с ошибкой.

Кроме того, как отмечено выше, в качестве матрицы рассеяния «элементарным объемом» мы используем матрицу рассеяния кластерами, которые достаточно велики, чтобы их профили поляризации однократно рассеянного света практически не менялись с увеличением числа составляющих частиц. Однако фазовые профили интенсивности крупных кластеров характеризуются сильным дифракционным пиком, что ограничивает приложение модели к плотно упакованным средам. Как показано в работе Mishchenko и др. (2013), уменьшение (депрессия) этого пика с помощью введения структурного фактора может значительно расширить применимость классического уравнения переноса в сторону увеличения концентрации рассеивателей в среде. В то же время поляризация отраженного средой света вблизи оппозиции в основном определяется поляризацией при однократном рассеянии «элементарным объемом» (т.е. кластером) в боковых направлениях, где она максимальна.

Итак, мы видим, что ограничения, принятые в модели, сильнее будут сказываться на интенсивности отраженного излучения, чем на поляризации. Следует также отметить, что, если эти ограничения в одинаковой степени влияют на обе компоненты рассчитанной интенсивности (параллельную и перпендикулярную плоскости рассеяния), то они вообще не окажут влияния на степень поляризации, поскольку она – величина относительная.

Что касается лабораторных измерений, то в подавляющем большинстве измерений не все основные параметры среды контролируются. В частности, лишь в единичных случаях контролируется плотность упаковки и размеры рассеивателей (Nelson и др., 2018). Практически не контролируется граница среды. Даже небольшие, но сравнимые с длиной волны шероховатости поверхности могут приводить к появлению эффекта скрытия теней. Как отмечено в работах Shkuratov и др. (1994) и Muinonen и др. (2006), теневой эффект влияет на интенсивность, но не влияет на поляризацию отраженного излучения.

Кроме того, не контролируется оптическая толщина образцов. Однако, поскольку экстинкция в плотных средах с увеличением концентрации растет гораздо медленнее, чем в разреженных средах или даже уменьшается, оптическая толщина среды с увеличением концентрации рассеивателей может стать конечной, что противоречит условиям модели. Часто измерения проводятся при наклонном падении излучения на образец, что также не соответствует условиям модели.

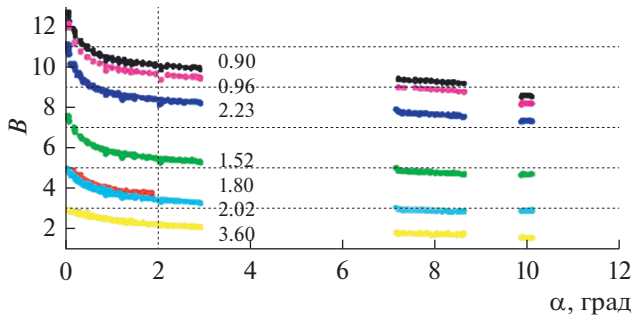


Рис. 3. Фазовые профили яркости Рея, измеренные спектрометром VIMS/Cassini в длинах волн, указанных на графике в микронах (адаптировано из Buratti et al. (2009)).

Отмеченные особенности лабораторных измерений — и эффект скрытия теней, и, возможно, конечная оптическая толщина образцов — влияют в основном на результаты измерения интенсивности и в меньшей степени — на результаты измерения поляризации. Тем не менее, если проводились измерения и интенсивности, и поляризации света, рассеянного объектом на малых углах фазы, данные по интенсивности также могут быть полезны для оценки некоторых свойств рассеивающей поверхности с помощью рассматриваемой модели даже при указанных ее недостатках.

ОЦЕНКА СВОЙСТВ ПОВЕРХНОСТИ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ СПЕКТРОФОТОМЕТРИИ

Чтобы показать возможности совместной интерпретации фазовых профилей интенсивности и поляризации, измеренных удаленно у какого-либо тела Солнечной системы, удобно рассмотреть объект, для которого хотя бы одна характеристика поверхности уже известна. Это позволит уменьшить число вариантов при выборе значений модельных параметров для адекватного описания измеренных профилей. Один из таких объектов — Рея, ледяной спутник Сатурна. Его фотометрические профили были измерены на углах фазы от 0° до $\sim 10^\circ$ с помощью спектрометра VIMS миссии Cassini. Результаты измерений в нескольких длинах волн ближнего ИК-диапазона были представлены Buratti и др. (2009). Они приведены на рис. 3.

Фазовые профили поляризации света, рассеянного Реей в видимом диапазоне, были получены в наземных наблюдениях (Зайцев и др., 2015; Зайцев, 2016), поэтому максимальный фазовый угол едва превышает 6° . Они были предметом нашего предыдущего анализа (Тишковец, Петрова, 2017), результаты которого приведены на рис. 4. Отметим, что поглощательные свойства поверхности Рея в видимом диапазоне были оценены по измеренным значениям геометрического альbedo и фазового интеграла (мнимая часть показателя преломления частиц около 0.001). По профилям поляризации удалось оценить относительную

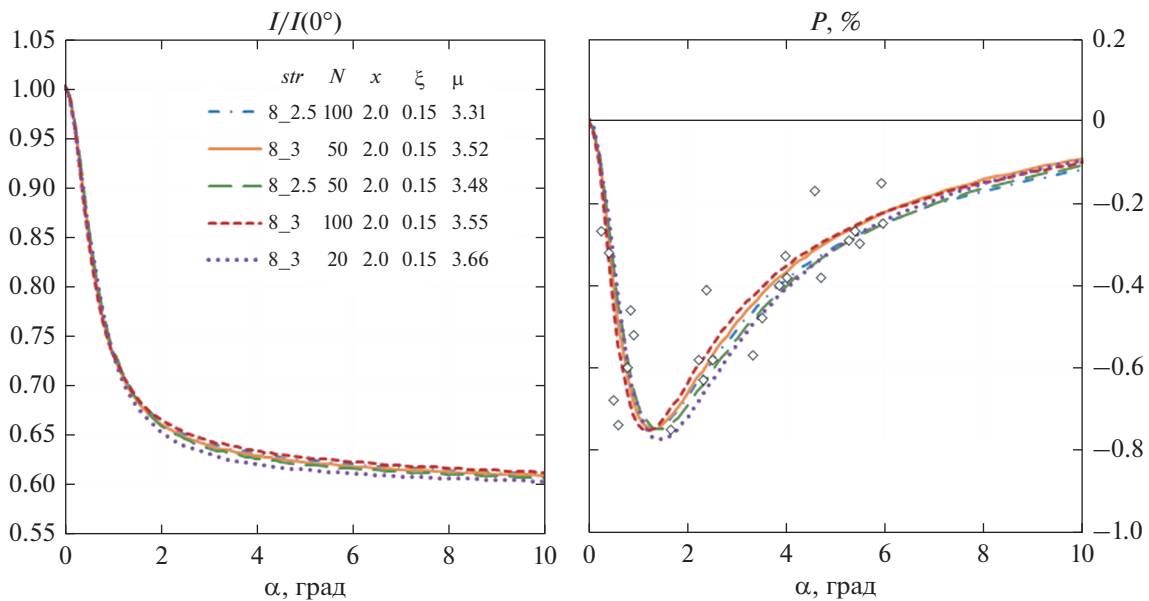


Рис. 4. Справа: сравнение измеренных значений линейной поляризации света, отраженного Реей в видимой области спектра (символы) (Зайцев, 2016), с модельными профилями, лучше всего описывающими измеренный. Слева: фазовая зависимость относительной интенсивности согласно этим моделям и их параметры (показатель преломления $m = 1.33 + 0.001i$, число частиц в кластерах N и их размерный параметр x , структура при $k_f = 8.0$ и $D_f = 2.5$ и 3.0 , относительная концентрация рассеивателей ξ и отношение площадей μ) (Тишковец, Петрова, 2017).

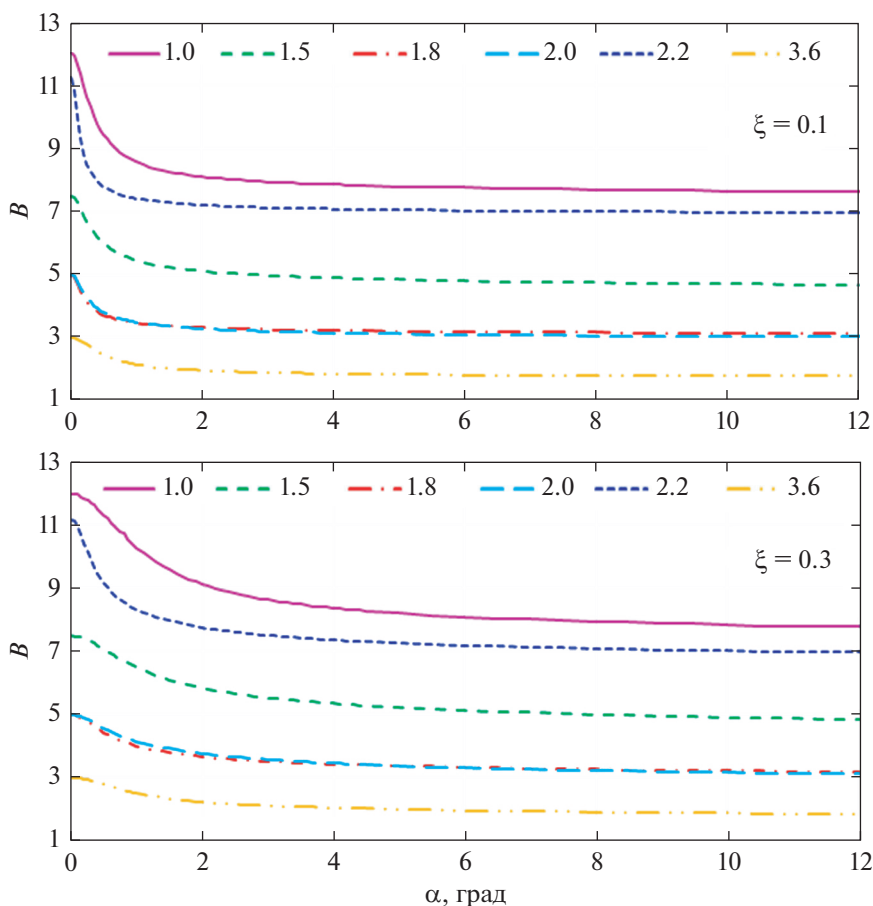


Рис. 5. Фазовые профили яркости в шести длинах волн (значения в микронах даны на графиках сверху), рассчитанные для двух значений средней концентрации рассеивателей в среде ($\xi = 0.1$ и 0.3), состоящей из полидисперсных кластеров со средним радиусом составляющих частиц 0.25 мкм; $N=100$, плотность их упаковки 0.21 . Профили в каждой длине волны нормированы так, чтобы расчетные значения были равны измеренным при $\alpha = 0^\circ$ (рис. 3).

плотность упаковки частиц, участвующих в создании оппозиционных эффектов на Рее ($\sim 15\%$), их минимальный размер (порядка длины волны видимого света) и отношение площади поверхности, которая не вносит вклад в отрицательную поляризацию на малых углах фазы, к площади, создающей ветвь отрицательной поляризации. В предположении, что альbedo таких площадей одинаково, это отношение для Реи составило $\mu = 3.31-3.66$. Фактически оно дает возможность оценить какая доля поверхности спутника участвует в когерентном обратном рассеянии, то есть покрыта дисперсным веществом ($\Delta S_1 \approx 0.22$). Отметим, что в дальнейшем эта оценка оказалась полезной при анализе профилей интенсивности.

Для сравнения с измеренными профилями интенсивности были рассмотрены модели сред, состоящих из монодисперсных и полидисперсных кластеров с разной плотностью упаковки при разной средней концентрации рассеивателей в среде. Значения показателя преломления частиц водного льда в разных длинах волн были приняты

согласно результатам исследований Warren и Brandt (2008). Как и следовало ожидать согласно теории слабой локализации, форма пика яркости когерентного обратного рассеяния оказалась наиболее чувствительной к концентрации рассеивателей в среде (см. примеры на рис. 5), в то время как эффект других параметров частиц существенно слабее.

Из сравнения рассчитанных моделей с измеренными профилями яркости (рис. 3) видно, что модели достаточно хорошо описывают форму профилей для длин волн, в которых поглощение излучения веществом поверхности значительно ($\lambda = 3.60, 2.02, 1.80$ мкм), но плохо согласуются с профилями с низким поглощением. Этот факт можно объяснить тем, что не вся поверхность Реи покрыта достаточно дисперсным материалом, который может вносить вклад в когерентное обратное рассеяние. Для длин волн, где поглощение велико, роль когерентного обратного рассеяния незначительна, и не важно, какая часть поверхности в нем участвует. В то же время для коррект-

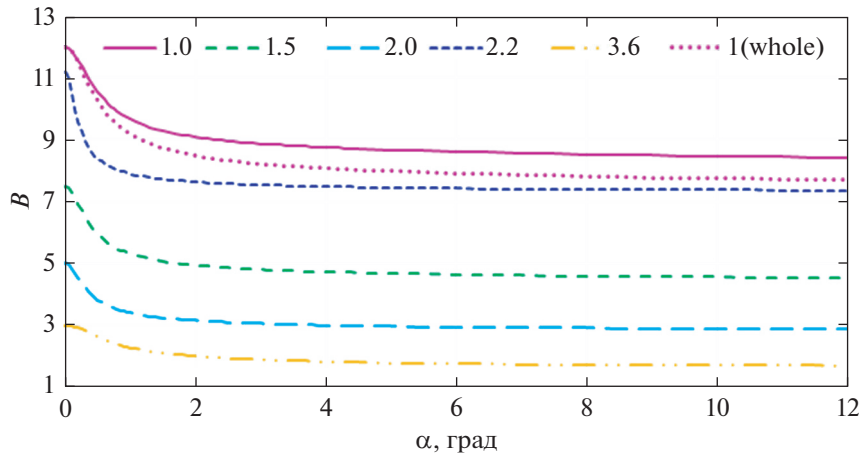


Рис. 6. Фазовые профили яркости в пяти длинах волн (значения в микронах даны на графиках сверху), рассчитанные для среды, состоящей из кластеров с мономерами радиусом 0.25 мкм, при средней концентрации рассеивателей в среде $\xi = 0.15$; $N = 100$, параметры фрактальной структуры $k_f = 8.0$ и $D_f = 2.1$. Модели учитывают, что только часть поверхности (0.22) участвует в когерентном обратном рассеянии; профиль, показанный для сравнения пунктиром ($\lambda = 1$ мкм), рассчитан без учета этого эффекта (как для рис. 5).

ного описания профилей с низким поглощением надо учитывать, что в когерентном обратном рассеянии участвует лишь часть поверхности спутника. Оценка этой части поверхности, $\Delta S_1 \approx 0.22$, была получена при анализе профилей поляризации (см. выше). Ее учет делает модельные профили яркости на длинах волн со слабым поглощением более близкими к измеренным (рис. 6), хотя добиться полного соответствия в рамках настоящей модели невозможно, потому что она не учитывает эффект скрытия теней.

Тем не менее, если доля поверхности, участвующей в когерентном обратном рассеянии, ΔS_1 , известна, с помощью данной модели можно оценить относительный вклад теневого эффекта в пик яркости, измеренный на нулевом угле фазы. Для этого запишем яркость при $\alpha = 0^\circ$ как сумму вкладов, обусловленных когерентным и диффузным рассеянием и теньевым эффектом (R_{coh} , R_{dif} и R_{shad} , соответственно):

$$R(0) = \Delta S_1 R_{\text{coh}}(0) + R_{\text{shad}}(0) + R_{\text{dif}}(0) = [\Delta S_1 + R_{\text{shad}}(0)/R_{\text{coh}}(0)]R_{\text{coh}}(0) + R_{\text{dif}}(0).$$

Мы предполагаем здесь, что диффузная и теньевая компоненты формируются всем диском спутника, причем диск (за исключением площадки ΔS_1) фотометрически однороден. Будем считать, что яркость, измеренная на $\alpha = 10^\circ$, обусловлена только диффузным рассеянием. Тогда сравнение полной яркости и вкладов диффузного и когерентного рассеяния, рассчитанных по модели, с измеренными значениями на $\alpha = 0^\circ$ и 10° даст значение отношения $R_{\text{shad}}(0)/R_{\text{coh}}(0)$ на каждой из рассматриваемых длин волн. Таким образом, относительный вклад теневого эффекта в пик ярко-

сти, измеренный на $\alpha = 0^\circ$, получается равным 0.53, 0.63, 0.86, 0.91 и 0.99 на $\lambda = 1.0, 2.2, 1.5, 2.02$ и 3.6 мкм соответственно, т.е. увеличивается с поглощением. Он составляет примерно половину от вклада когерентного обратного рассеяния на длинах волн со слабым поглощением, в то время как для длин волн, в которых поглощение света веществом поверхности существенно, эти эффекты сопоставимы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчет характеристик рассеяния света рыхлой поверхностью по модели, в которой рассеивающая среда состоит из кластеров, расположенных в дальних зонах друг друга, дает, тем не менее, возможность количественно оценить ряд параметров этой среды. Так, по фазовым профилям поляризации, измеренным в области обратного рассеяния, можно оценить размеры частиц, их структуру и пористость среды (концентрацию рассеивателей), долю поверхности, покрытой дисперсным материалом (т.е. участвующую в когерентном обратном рассеянии). Фазовые профили интенсивности рассеянного света на малых углах фазы слабо зависят от свойств частиц, но в основном определяются концентрацией рассеивателей в среде и вкладом скрытия теней. Этот эффект находится за рамками рассматриваемой модели, что не позволяет достичь хорошего согласия модели и измерений интенсивности, особенно образцов с высокой плотностью упаковки. Тем не менее, если доля поверхности, участвующей в когерентном обратном рассеянии известна (из фазового профиля поляризации), с помощью данной модели можно оценить относительный вклад теневого

эффекта в пик яркости, измеренный на нулевом угле фазы (при условии, что есть измерения и вне области вклада оппозиционных эффектов). Это, в свою очередь, может позволить оценить шероховатость рассеивающей поверхности.

Следует отметить, что в настоящее время нет возможности всесторонней проверки применения модели к средам с разной степенью поглощения и упаковки, поскольку лабораторные измерения характеристик рассеяния образцов с тщательным контролируемыми параметрами (размер частиц, показатель преломления, структура, плотность упаковки) в достаточно широком диапазоне фазовых углов редки. Это обстоятельство не позволяет оценить пределы применимости данной модели, а следовательно, и погрешность оценок параметров поверхностей. Однако модель имеет ряд преимуществ перед известными моделями отражения света поверхностями. Это — отсутствие свободных параметров и хорошее согласие с некоторыми лабораторными данными. Верификация данной модели путем сравнения с лабораторными измерениями характеристик рассеяния образцов с тщательно контролируемыми параметрами позволила бы более уверенно применять модель для интерпретации данных наблюдений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Зайцев С.В., Киселев Н.Н., Розенбуш В.К., Колесников С.В.* Поляриметрия спутника Сатурна Реи // Кинемат. и физ. небесн. тел. 2015. Т. 31. № 6. С. 23–31.
- Зайцев С.В.* Отрицательная поляризация рассеянного излучения избранных безатмосферных тел Солнечной системы. Автореферат диссертации. Киев: Главная астрономическая обсерватория НАН Украины, 2016. 24 с.
- Соболев В.В.* Рассеяние света в атмосферах планет. М.: Наука, 1972. 336 с.
- Тишковец В.П., Петрова Е.В.* Модель отражения света плотноупакованными средами: оценка свойств поверхностей высоко-альбедных спутников Сатурна // Астрон. вестн. 2017. Т. 51. С. 303–320. (*Tishkovets V.P., Petrova E.V.* Reflectance model for densely packed media: estimates of the surface properties of the high-albedo satellites of Saturn // Sol. Syst. Res. 2017. V. 51. P. 277–293. doi 10.1134/S0038094617040062
- Яновицкий Э.Г.* Рассеяние света в неоднородных атмосферах. Киев: Наукова думка, 1995. 399 с.
- Buratti B.J., Mosher J.A., Abramson L., Akhter N., Clark R.N., Brown R.H., Baines K.H., Nicholson P.D., DeWet S.* Opposition surges of the satellites of Saturn from the Cassini Visual Infrared Mapping Spectrometer (VIMS) // Proc. 40th LPSC 2009. Abstract 1738.
- Dlugach J.M., Mishchenko M.I., Liu L., Mackowski D.W.* Numerically exact computer simulations of light scattering by densely packed, random particulate media // J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans. 2011. V. 112. P. 2068–2078. doi 10.1016/j.jqsrt.2011.02.009
- Mackowski D.W.* Electrostatics analysis of sphere clusters in the Rayleigh limit: Application to soot particles // Appl. Opt. 1995. V. 34. P. 3535–3545.
- Mackowski D.W., Mishchenko M.I.* A multiple sphere T-matrix Fortran code for use on parallel computer clusters // J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans. 2011. V. 112. P. 2182–2192. http://dx.org/10.1016/j.jqsrt. 2011.02.019.
- Mackowski D.W., Mishchenko M.I.* Direct simulation of extinction in a slab of spherical particles // J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans. 2013. V. 123. P. 103–112. https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2013.02.008.
- Mishchenko M.I., Travis L.D., Lacis A.A.* Multiple Scattering of Light by Particles. Radiative Transfer and Coherent Backscattering. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2006. 478 p. (http://www.giss.nasa.gov/staff/mmishchenko/publications).
- Mishchenko M., Dlugach J., Liu L., Rosenbush V., Kiselev N., Shkuratov Y.* Direct solutions of the Maxwell equations explain opposition phenomena observed for high-albedo Solar System objects // Astrophys. J. Letters. 2009. V. 705. P. L118–L122.
- Mishchenko M.I., Goldstein D.H., Chowdhary J., Lompad A.* Radiative transfer theory verified by controlled laboratory experiments // Opt. Letters. 2013. V. 38. № 18. P. 3512–3525. http://dx.doi.org/10.1364/OL.38.003522.
- Mishchenko M.I., Dlugach J.M., Chowdhary J., Zakharova N.T.* Polarized bidirectional reflectance of optically thick sparse particulate layers: An efficient numerically exact radiative-transfer solution // J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans. 2015. V. 156. P. 97–108. http://dx.doi.org/10.1016/j.jqsrt.2015.02.003.
- Muinonen K., Videen G., Zubko E., Shkuratov Yu.G.* Numerical techniques for backscattering by random media // Optics of Cosmic Dust / Eds Videen G., Kocifaj M. Dordrecht.: Klumer Acad. Publ., 2006. P. 261–282.
- Nelson R.M., Boryta M.D., Hapke B.W., Manatt K.S., Shkuratov Yu., Psarev V., Vandervoort K., Kroner D., Nebedum A., Vides C.L., Quiñones J.* Laboratory simulations of planetary surfaces: Understanding regolith physical properties from remote photopolarimetric observations // Icarus. 2018. V. 302. P. 483–498. https://doi.org/10.1016/j.icarus.2017.11.021.
- 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. P. 233–245. doi 10.1016/j.icarus.2006.11.011
- Shkuratov Yu.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 for the negative polarization of light scattered by atmosphereless Solar system bodies // Earth, Moon, and Planets. 1994. V. 65. № 3. P. 201–246.
- Shkuratov Yu., Ovcharenko A., Zubko E., Miloslavskaya O., Nelson R., Smythe W., Muinonen K., Piironen J., Rosenbush V., Helfenstein P.* The opposition effect and negative polarization of structural analogs for planetary regoliths // Icarus. 2002. V. 159. P. 396–416.
- Tishkovets V.P.* Light scattering by closely packed clusters: Shielding of particles by each other in the near field // J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans. 2008. V. 109. P. 2665–2672. doi 10.1016/j.jqsrt.2008.05.008

- Tishkovets V.P., Petrova E.V., Jockers K.* Optical properties of aggregate particles comparable in size to the wavelength // *J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans.* 2004. V. 86. P. 241–265. doi 10.1016/j.jqsrt.2003.08.003
- Tishkovets V.P., Mishchenko M.I.* Approximate calculation of coherent backscattering for semi-infinite discrete random media. // *J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans.* 2009. V. 110. P. 139–145. doi 10.1016/j.jqsrt.2008.09.005
- Tishkovets V.P., Petrova E.V., Mishchenko M.I.* Scattering of electromagnetic waves by ensembles of particles and discrete random media // *J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans.* 2011. V. 112. P. 2095–2127. doi 10.1016/j.jqsrt.2011.04.010
- Tishkovets V.P., Petrova E.V.* Coherent backscattering by discrete random media composed of clusters of spherical particles // *J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans.* 2013a. V. 127. P. 192–206. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jqsrt.2013.05.017>.
- Tishkovets V.P., Petrova E.V.* Light scattering by densely packed systems of particles: Near-field effects // *Light Scattering Reviews. V. 7. Radiative Transfer and Optical Properties of Atmosphere and Underlying Surface* / Ed. Kokhanovsky A. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2013b. P. 3–36.
- Tishkovets V.P., Petrova E.V.* On applicability of the far-field approximation to the analysis of light scattering by particulate media // *J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans.* 2016. V. 182. P. 24–34. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jqsrt.2016.05.013>.
- Tsang L., Kong J.A.* Scattering of electromagnetic waves. Advanced topics. New York: Wiley-Interscience, 2001. 432 p.
- Varadan V.K., Brongi V.N., Varadan V.V.* Coherent electromagnetic wave propagation through randomly distributed dielectric scatters // *Phys. Rev. D.* 1979. V. 19. P. 2480–2489.
- Varadan V.K., Brongi V.N., Varadan V.V., Ishimaru A.* Multiple scattering theory for waves in discrete random media and comparison with experiments // *Radio Sci.* 1983. V. 18. P. 321–327.
- Videen G., Muinonen K.* Light-scattering evolution from particles to regolith // *J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans.* 2015. V. 150. P. 87–94. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jqsrt.2014.05.019>.
- Warren S.G., Brandt R.E.* Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave: A revised compilation // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. P. D14220. doi 10.1029/2007JD009744
- Zubko E., Shkuratov Yu., Mishchenko M., Videen G.* Light scattering in a finite multi-particle system // *J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans.* 2008. V. 109. P. 2195–2206. doi 10.1016/j.jqsrt.2008.03.007