

03

## Поляризация обратного отражения сферы с двумасштабным рельефом шероховатой поверхности

© Е.В. Класс, С.А. Ульянов, И.Ю. Белорыбкин

Центральный научно-исследовательский институт химии и механики им. Д.И. Менделеева („ЦНИИХМ“),  
115487 Москва, Россия

e-mail: elenaklass@yandex.ru

Поступила в редакцию 07.07.2022 г.

В окончательной редакции 22.08.2022 г.

Принята к публикации 09.09.2022 г.

Представлены результаты исследований поляризации обратно отраженного оптического излучения для модели сферы с волнистой поверхностью, покрытой произвольно ориентированными эллипсоидальными порами. Расчеты проводили методом Монте-Карло (программа РОКС-RG, приближение геометрической оптики). Шероховатость поверхности объектов учитывается с помощью локальных геометрий. Показано, что для структур, поры которых содержат стекловидную среду, наличие вакуумных пустот между прозрачной и непрозрачной средами определяет характер фазовой зависимости степени поляризации. При отсутствии вакуума поляризация всегда положительна и для малых фазовых углов существенно зависит от оптических характеристик непрозрачной среды. Наличие вакуума является катализатором роста  $p$ -компоненты отраженного излучения. Это приводит к существенному снижению амплитуды положительной ветви поляризации. Также нивелируются различия в оптических характеристиках непрозрачных материалов, и в ряде случаев в области малых значений фазовых углов наблюдаются отрицательные значения степени поляризации.

**Ключевые слова:** геометрическая оптика, метод Монте-Карло, шероховатости, поляризация, двумасштабный рельеф.

DOI: 10.21883/OS.2022.11.53775.3904-22

### Введение

Исследования различных характеристик отраженного оптического излучения от неоднородных и шероховатых поверхностей во многих случаях помогают сделать вывод о структуре поверхности, форме и материале объекта. Например, большая чувствительность поляризационных характеристик отраженного излучения к степени шероховатостей позволила развить оптический метод — эллипсометрию [1], который основан на анализе амплитудных и фазовых изменений при взаимодействии поляризованного оптического излучения с отражающей поверхностью исследуемого объекта. Математический аппарат эллипсометрии, базирующийся на приближении Друде и рекуррентных соотношениях с использованием формул Френеля, ориентирован на проведение исследований тонких пленок, а также тонкопленочных систем, изготавливаемых на основе полупроводниковых и диэлектрических материалов [2,3]. К настоящему времени эллипсометрия получила широкое практическое применение для оценки контроля качества поверхностей, формирующихся как при производстве наноразмерных структур, так и для деталей машин, поверхность которых подвергается шлифованию [4]. К моделированию поляризации отраженного излучения шероховатой поверхности с произвольным числом слоев и профилей также привлекают методы Монте-Карло [5].

В эллипсометрии широко используется понятие прямой и обратной задачи. В первом случае по известным внутренним параметрам структуры (оптические константы, толщины слоев и т.п.) определяют поляризационные характеристики, во втором по известным поляризационным характеристикам определяют параметры структуры поверхности. Решение обратной задачи практически всегда осуществляется численными методами, при этом само решение часто неоднозначно.

Ярким примером попыток найти решение обратной задачи несколько в другой области оптической науки является задача оценки структуры отражающей поверхности безатмосферных тел Солнечной системы на основе известных поляризационных и амплитудных характеристик обратно рассеянного оптического излучения.

Указанные тела постоянно подвергаются воздействию потоков частиц высокой энергии и бомбардировке метеорными частицами, различающимися по форме, размерам и энергии. В итоге на поверхности формируется достаточно сложный многомасштабный рельеф с большим количеством кратеров. Из-за отсутствия атмосферы ориентация кратеров может быть произвольной. Поверхность кратеров в свою очередь покрыта так называемым реголитом — несцементированными продуктами дезинтеграции и переотложения пород. Этот материал состоит из обломков пород, частиц метеоритов и продуктов многократных столкновений метеорных частиц, переплавивших, раздробивших и перемешавших матери-

ал поверхности. Размер частиц — от доли миллиметра до десятков сантиметров в диаметре [6].

Солнечное излучение, отраженное от поверхности безатмосферных тел, имеет несколько особенностей. К основным из них относят существенный спад в зависимости индикатрисы обратного отражения в области малых фазовых углов и наличие отрицательной ветви в зависимости степени линейной поляризации отраженного излучения также в области малых фазовых углов [7]. Фазовый угол определяется как угол между направлением от источника (Солнце) к отражающему телу и от отражающего тела к детектору (наблюдатель). Под степенью поляризации отраженного излучения понимают величину, вычисляемую по соотношению  $P = (F_{\perp} - F_{\parallel}) / (F_{\perp} + F_{\parallel})$ , где  $F_{\perp}$ ,  $F_{\parallel}$  — компоненты оптического излучения, отраженного от объекта в плоскости, перпендикулярной ( $s$ ) и параллельной ( $p$ ) плоскости падения соответственно. В качестве примера укажем, что для такого безатмосферного тела, как Луна, спад индикатрисы составляет  $\sim 1.6$  раза для фазовых углов до  $10^{\circ}$ , а отрицательная поляризация наблюдается для углов в интервале  $0-23.5^{\circ}$  и в минимуме составляет  $\sim 1\%$ . Следует отметить, что указанные особенности характерны для любой области на поверхности Луны.

В недавней работе [8] указывается, что, несмотря на тщательное изучение с помощью наземных телескопов, телескопов на околоземной орбите, телескопов дистанционного зондирования в дальнем космосе, а также лабораторных анализов фазовых кривых отражательной способности и поляризации, в настоящее время нет общепринятого единого физического механизма, который бы объяснил оба феномена отражения и поляризации. В подробном обзоре указанной работы по текущему состоянию исследований отмечается, что результаты, полученные в последние десятилетия, показывают, что опозиционный эффект и эффекты поляризации могут возникать в результате различающихся процессов и зависеть от альбедо и размера частиц исследуемых материалов.

С точки зрения объяснения механизмов поляризации безатмосферных тел достаточно актуальны подробные критические анализы моделей и, особенно, ее отрицательной ветви, изложенные в монографии [9], а также в обзорной статье [10]. В частности, отмечаются работы [11,12], где показано, что отрицательная поляризация для малых фазовых углов может быть обусловлена рассеянием на единичной частице, хотя механизм ее формирования при этом не очевиден. Высказывается предположение, что отрицательная поляризация может быть связана с волновыми эффектами световых частиц, например с так называемыми эффектами ближнего поля [13] или обратным когерентным рассеянием, которое возникает для группы частиц, размерами меньше длины волны, когда лучи, идущие взаимно обратными путями, интерферируют друг с другом [14–16]. Следует отметить, что в большинстве моделей форма частиц предполагалась сферической.

В последние годы появилось несколько статей, в которых для прогнозирования особенностей поляризации отраженного излучения комет, представляющих собой сгустки пыли, достаточно успешно зарекомендовала себя модель с использованием агломерированных частиц неправильной формы и различного химического состава размером в несколько микрометров [17,18]. При этом, как указывают авторы, смесь частиц должна содержать частицы из слабо поглощающего материала (например, водного льда).

В работе [19] отмечается, что одним из недостатков используемых в настоящее время методологий является то, что они могут применяться только в ограниченном диапазоне размеров частиц — в основном для размеров частиц, сравнимых с длиной волны. Численные методы, такие как приближение дискретного диполя (DDA) и алгоритмы конечно-разностной временной области (FDTD) [20,21], требуют существенного увеличения вычислительных ресурсов по мере роста размера частиц по отношению к длине волны, что в настоящее время ограничивает максимальный практический размер частиц. Авторы [19] дополнили модель когерентного рассеяния механизмом трассировки лучей методом Монте-Карло и использовали ее для расчета кластеров сферических частиц с размерами, существенно превышающими длину волны. Развитие моделей, использующих трассировку лучей для частиц, превышающих длину волны, было продолжено в [22], а в [23] представлена многомасштабная модель рассеяния света, в которой для разных масштабов размеров целевой геометрии (нано-, микро- и миллиметровые масштабы) используются различные инструменты моделирования.

Попыткам выработать единый физический механизм и оценить структуру отражающей поверхности на основе как поляризационных, так и амплитудных характеристик обратного рассеянного излучения посвящена работа [24]. Авторы использовали модель приближения дальнего поля (рассеивающая среда состоит из кластеров, расположенных в дальних зонах друг друга) в вычислениях когерентного обратного рассеяния ближнего поля, т.е. для плотно упакованной слабо поглощающей среды, и получили достаточно хорошее согласие с некоторыми лабораторными данными.

Следует отметить, что оценкам структуры отражающей поверхности на основе исследований амплитудных характеристик посвящено существенно большее число работ, чем на основе поляризационных характеристик. Так, например, в работе [25] было исследовано влияние на индикатрису обратного отражения различных типов топографий, характерный масштаб которых намного больше, чем поверхностный размер частицы. Расчеты проводились в рамках приближения геометрической оптики на основе трассировки лучей методом Монте-Карло. Получить искомую зависимость индикатрисы отражения не удалось, но было показано, что скалистые топографии, произведенные беспорядочно распределенными камнями на плоской поверхности, показывают

намного более крутые фазовые кривые, чем поверхность со случайной топографией, полученной на основе гауссовской статистики распределений высот и наклонов.

Особенности отражения от пор эллипсоидального типа для одномасштабной геометрии на качественном уровне наглядно представлены в [7], стр. 209, рис. 16. Основное возражение автора [7] против использования указанной модели состояло в том, что для вертикальных углов наблюдения можно объяснить крутую зависимость обратного отражения, а для больших углов нельзя.

В [26,27] были представлены результаты исследований по формированию индикатрисы отражения для сферы с двумасштабным рельефом шероховатой поверхности и показано, что для рельефа сферы в виде волнистой поверхности, покрытой произвольно ориентированными эллипсоидальными порами, варьирование параметров шероховатостей позволяет получить фазовую зависимость обратного отражения, близкую к фазовой зависимости Луны. В качестве инструмента использовалась трассировка лучей методом Монте-Карло и приближение геометрической оптики.

Настоящая работа является в некотором роде продолжением [27] и посвящена исследованиям по формированию поляризации обратно отраженного излучения в рамках двумасштабной модели сферы, содержащей эллипсоидальные поры.

## Методика расчета и объект исследований

Для расчета отраженного оптического излучения используется математический аппарат, который при решении уравнения переноса светового излучения в трехмерной постановке использует метод Монте-Карло. Теория переноса излучения в применении к оптическому излучению рассматривает процесс распространения излучения как перенос частиц, фотонов. А волновые эффекты отражения и преломления на границах раздела между различными средами учитываются с помощью специальных краевых условий.

Стандартное стационарное уравнение переноса поляризованного излучения в рассеивающей среде в интегрально-дифференциальной форме имеет вид

$$(\omega, \text{grad } I(r, \omega)) = -\sigma_t(r, \omega)I(r, \omega) + \int_{\Omega} \sigma_s(r, \omega')I(r, \omega') \times g(\omega', \omega, r)d\omega' + I_0(r, \omega),$$

где  $I(r, \omega)$  — вектор-функция (вектор Стокса) интенсивности излучения в точке  $r$  в направлении  $\omega$ ,  $I_0$  — вектор-функция плотности распределения источника частиц,  $\sigma_t$  — полное сечение взаимодействия излучения в точке  $r$  в направлении  $\omega$ , включающее в себя сечение рассеяния  $\sigma_s$  и сечение поглощения  $\sigma_a$  ( $\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a$ ),  $g(\omega', \omega, r)$  — матричная функция рассеяния фотона,

меняющего направление движения  $\omega'$  на направление  $\omega$ . Компоненты вектора Стокса  $I(r, \omega)$  определяются интенсивностью излучения и параметрами поляризации (плоскость поляризации, степень эллиптичности и т.п.).

Мы решаем задачу по определению отражения поляризованного излучения от непрозрачного трехмерного объекта  $G$ , имеющего шероховатую поверхность  $S$ . При этом часть поверхности может содержать области, покрытые прозрачными материалами конечной толщины  $d$ . Пусть интересующий нас объект  $G$  имеет  $i$  однородных по физическим свойствам областей. Введем в рассмотрение поверхности  $S_{i-}$  и  $S_{i+}$ , описывающие внутреннюю и внешнюю границы раздела  $S_i$  однородных областей  $G_i$ . Граничные условия на указанных поверхностях запишутся в виде

$$I(r, \omega)|_{S_{i-}} = \hat{F}(r, \omega)I(r, \omega)|_{S_{i+}} = \hat{R}(r, \omega)I(r, \omega)|_{S_{i+}} + \hat{T}(r, \omega)I(r, \omega)|_{S_{i+}},$$

где операторы  $\hat{F}$ ,  $\hat{R}$  и  $\hat{T}$  описывают оптические свойства материалов в виде коэффициентов отражения и преломления соответственно, получаемых на основе формул Френеля [9].

С учетом того, что в нашем случае среда не рассеивающая ( $\sigma_s = 0$ ), но прозрачный материал может иметь сечение поглощения  $\sigma_a$ , отличное от нуля, уравнение переноса принимает вид

$$(\omega, \text{grad } I(r, \omega)) = -\sigma_a(r, \omega)I(r, \omega) + I_0(r, \omega).$$

Для оценки искомой индикатрисы отражения как линейного функционала вида

$$I(\omega) = \int_S I(r, \omega)dr,$$

где интегрирование ведется по поверхности  $S$  области  $G$ , решение уравнения может быть представлено в виде ряда Неймана по числу пересечений [28] фотоном границ раздела различных сред. Между точками пересечений границ раздела в среде поток фотонов распространяется по характеристике. При пересечении границ преобразование вектора Стокса осуществляется по правилам матричной оптики  $I' = FI$ , где  $F$  — матрица отражения Френеля. Так, например, при моделировании отражения от шероховатой поверхности вектор Стокса отраженного излучения, испытавшего  $n$  отражений, запишется в виде  $I' = R_n F_n, \dots, F_2 R_1 F_1$ , где  $F_n$  — матрица Френеля для  $n$ -го отражения,  $R_n$  — матрица поворота плоскости отражения при переходе луча с  $(n-1)$ -й к  $n$ -й площадке. Угол поворота определяется направлениями нормалей к указанным площадкам, а выражение для матрицы поворота можно найти в [29,30].

Моделирование процессов переноса оптического излучения проводилось с использованием программы РОКС-RG [31], которая была разработана для оценки

характеристик полей оптических излучений в трехмерных объектах с шероховатой поверхностью методом Монте-Карло в приближении геометрической оптики. Геометрический модуль программы ориентирован на представление объекта в виде комбинации геометрических зон, ограниченных поверхностями второго порядка. Контроль правильности задания расчетной геометрии осуществляется с помощью специально разработанного оригинального алгоритма визуализации [32].

Физика взаимодействия оптического излучения с материалами, реализованная в программе, включает в себя процессы отражения и преломления, вероятность которых определяется на основе формул Френеля, а также процессы диффузного отражения. В качестве исходного параметра при расчете вероятностей отражения и преломления используется комплексный показатель преломления  $m = n + ik$ , на основе которого вычисляются отношения потоков энергии, каждый из которых в свою очередь пропорционален квадрату соответствующей амплитуды. Формулы для вычисления вероятностей отражения и преломления для  $s$ - и  $p$ -поляризованного излучения в случае комплексного показателя преломления можно найти, например, в [9].

В прозрачных средах с коэффициентом поглощения  $k$ , не равным нулю, поглощение излучения оценивается по экспоненте в соответствии с законом Бугера–Ламберта, в котором показатель поглощения на единицу длины  $\alpha$  вычисляется в соответствии с выражением  $\alpha = 4\pi k/\lambda$ , где  $\lambda$  — длина волны. Величина пути фотона в прозрачной среде определяется на основе координат траектории частицы при последовательном пересечении границ указанной среды.

Приближение геометрической оптики позволяет при задании размеров расчетной схемы объекта пользоваться законом подобия. А именно, результаты расчетов, полученные в трехмерной геометрии с линейными размерами  $XYZ$ , можно распространять на геометрию с размерами  $\alpha(XYZ)$ , где  $\alpha$  — коэффициент пропорциональности. На основе этого в программе был реализован подход, который позволяет оценить отражающие свойства трехмерного объекта, имеющего шероховатую поверхность.

Суть подхода заключается в представлении геометрического описания объекта на двух уровнях: как целое — на макроуровне, а шероховатость задается на микроуровне. Подобная идея изначально была предложена в работе [33], где геометрия микроуровня формировалась в виде случайной тетраэдрической „ямы“. Но в этом случае невозможно учесть многократное отражение, связанное с переносом излучения между соседними „ямами“. В [31] геометрию микроуровня, предназначенную для описания шероховатостей, было предложено задавать в виде совокупности тел вращения, размещенных на подложке. В качестве таковых рассматривались эллипсоиды, конуса, параболоиды, гиперболоиды и т.п. Искомая степень шероховатости моделируется формой и параметрами фигур, в частности их высотой и радиусом. Подобное представление микрогеометрии

позволяет корректно учесть эффекты многократного отражения шероховатой поверхности. Для объекта, имеющего многомасштабный рельеф поверхности, может быть использовано несколько последовательных микроуровней. Следует отметить, что закон подобия позволяет при идентификации линейных размеров использовать относительные единицы не только для макроуровня, но для микроуровней.

Моделирование траекторий оптических квантов начинается на первом уровне (макро), который полагается самым высоким. При попадании частицы на поверхность макрогеометрии, помеченной как шероховатая, осуществляется переход на микроуровень, т.е. координаты частицы пересчитываются из основной геометрии в локальную. В этом случае в программе запоминаются направляющие косинусы, координаты частицы и номер уравнения, определяющего поверхность перехода к геометрии данного уровня. При вычислении координат и направляющих векторов частицы в локальной системе предполагается, что ее ось  $Z$  направлена (в зависимости от задачи) либо по нормали к поверхности, которая определяет зону перехода к локальной системе, либо разыгрывается равномерно относительно указанной нормали. Остальные направления определяются по формулам, описывающим поворот старой системы координат относительно новой на соответствующий угол.

На микроуровне траектория частицы прослеживается до тех пор, пока не покинет его пределы. При этом в каждом акте взаимодействия частицы с неоднородностями микрогеометрии разыгрывается зеркальное отражение, а вес отраженной частицы вычисляется по формулам Френеля для соответствующего материала. Далее производится возврат на макроуровень и продолжается моделирование траектории в макрогеометрии.

Ограничения предложенного алгоритма заключаются в том, что при организации последовательного возвращения частицы из микрогеометрий в макрогеометрию предполагается, что она имеет те же самые координаты, которые имела до перехода в микрогеометрию предыдущего уровня, т.е. шероховатость меняет только направление движения частицы, а не ее координаты. Из указанного ограничения следует, что предложенный подход является корректным для непрозрачных материалов. Однако прозрачные материалы также могут быть использованы в многомасштабной геометрии, если для исследуемой структуры можно принять вышеуказанные ограничения. Прозрачные материалы, имеющие коэффициент поглощения, не равный нулю, ослабляют излучение нелинейно. Поэтому к ним не применим закон подобия, и их использование для моделирования отражения оптического излучения в многомасштабной геометрии некорректно.

Укажем здесь также несколько особенностей организации стандартного моделирования частиц методом Монте-Карло. Источник излучения обычно представляется в виде широкого мононаправленного пучка частиц. Розыгрыш начальных координат частицы производится

на внешней поверхности объекта, равномерно по площади проекции на направление падения излучения. При моделировании траектории каждой частице присваивается начальный вес. Когда частица пересекает поверхность исследуемого объекта, для точки пересечения определяется материал поверхности, и для данного материала в соответствии с заданными вероятностями разыгрывается тип отражения (зеркальное или диффузное). Для выбранного процесса отражения по соответствующим формулам определяется направление отражения и корректируется вес частицы. При попадании частицы в зону детектирования ее траектория обрывается, а набранный на траектории вес фиксируется. В качестве зоны регистрации отраженного излучения может быть принята сфера  $P$ , включающая в себя рассчитываемый объект. Вес вылетающей частицы в соответствии с направлением ее движения фиксируется на угловой сетке, разбивающей все возможные направления по полярному и азимутальному углам на отдельные ячейки. Для регистрации излучения удобно использовать сетку Карлсона [34], в которой число разбиений по азимутальному углу зависит от косинуса полярного угла, что позволяет разбить сферу телесных углов на ячейки равной площади.

В нашем случае исследуемый объект представлял собой сферу, геометрическое описание шероховатостей которой включало в себя два блока микрогеометрий. Один из них моделировал волнистую поверхность, для чего была использована совокупность половинок эллипсоидов, а второй моделировал пористую поверхность, для чего также использовались эллипсоиды.

## Тестирование методики

Результаты верификации программы РОК-РГ на данных численных аналитических расчетов для геометрий с гладкими поверхностями и экспериментальных исследований для отражения от случайно шероховатых поверхностей и трехмерного объекта изложены в [31]. Тестирование программы в применении к пористой поверхности представлено в [26] на основе сравнения с результатами эксперимента, в котором исследовалось ослабление оптического излучения в конусообразных порах, образующихся при травлении никелевой пластины. При верификации программы в применении к расчету обратного отражения для геометрий, имеющих двумасштабный рельеф поверхности, в [27] было показано удовлетворительное согласие с результатами эксперимента, в котором было изготовлено несколько вариантов двумасштабной шероховатой поверхности и измерено обратное отражение для  $s$ -компоненты  $s$ -поляризованного излучения.

Согласно формулам Френеля, отраженное излучение для непрозрачных тел всегда имеет неотрицательную степень поляризации. Поскольку нас интересует возможность формирования отрицательной поляризации,

то в исследуемых структурах должны присутствовать прозрачные среды.

В интересах настоящей работы было проведено тестирование программы на результатах нескольких исследований предыдущих лет, полученных разными авторами для степени поляризации прозрачных сред (рис. 1). На рис. 1, *a* показано сопоставление с расчетами прозрачной сферы из [35] с  $m = 1.55 + 0i$ , где в чистом виде работает приближение геометрической оптики и размер сферы неважен. На рис. 1, *b* представлено сравнение с результатами из [36], полученными в эксперименте из серии PROGRA<sup>2</sup>, а также с расчетами по теории Ми для одиночной сферы радиусом  $50 \mu\text{m}$  из алмаза с  $m = 1.51 + 0.00085i$  и  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ . Эксперименты серии PROGRA<sup>2</sup> были разработаны для измерений степени поляризации частиц различного состава на установке, моделирующей условия микрогравитации.

В обоих рассмотренных случаях наблюдается удовлетворительное согласие между сопоставляемыми данными.

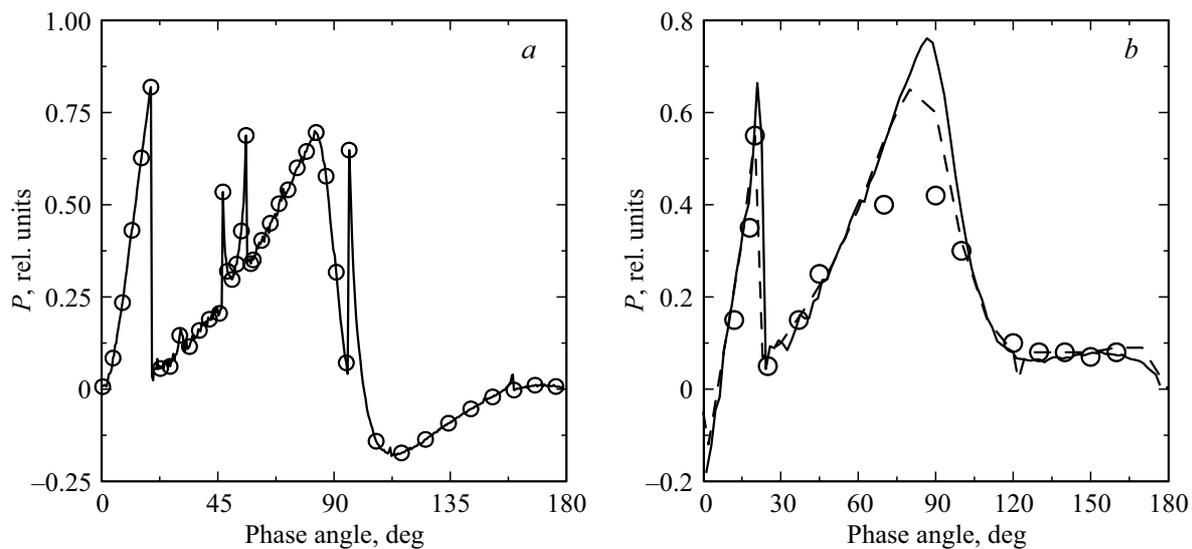
## Результаты расчета

Напомним, что основной объект исследований представлял собой сферу, геометрическое описание которой включало в себя два блока микрогеометрий. Один из них моделировал волнистую поверхность, для чего была использована совокупность половинок эллипсоидов, а второй моделировал пористую поверхность, для чего также использовались эллипсоиды. Сфера облучалась мононаправленным потоком частиц. При проведении исследований мы моделируем ситуацию, когда источник и детектор удалены от объекта на значительное расстояние, существенно большее размеров объекта. Поэтому результаты расчетов представляются в виде зависимости отражающих характеристик от угла источник-сфера-детектор, который при дальнейшем изложении будем называть фазовым углом.

## Сфера из непрозрачных материалов

На первом этапе исследований покрытие сферы предполагалось непрозрачным. Расчеты поляризации проводились для материалов с различными комплексными показателями преломления в области длин волн порядка  $550 \text{ nm}$ , на основе которых вычислялись значения коэффициента отражения  $\rho$ . Рассматривались сферы, поверхность которых имеет одноуровневые шероховатости в виде выпуклых половинок эллипсоидов и двухуровневые — в виде волнистой поверхности с эллипсоидальными произвольно ориентированными порами.

Для обозначения степени неоднородности шероховатой поверхности, моделируемой с помощью выпуклых элементов, по аналогии с [27] будем использовать величину отношения  $\sigma/\tau$ , где  $\sigma$  — среднеквадратичное



**Рис. 1.** (а) Зависимость степени поляризации от фазового угла для сферы с  $m = 1.55 + 0i$ . Сплошная кривая — РОКС-RG,  $\circ$  — [35]. (б) Зависимость степени поляризации для сферы ( $r = 50 \mu\text{m}$ ) из алмаза ( $m = 1.51 + 0.00085i$ ).  $\circ$  — эксперимент [36], штрихи — теория Ми [36], сплошная кривая — РОКС-RG.

отклонение высоты неоднородностей, а  $\tau$  — корреляционная длина. Шероховатость пористой поверхности будем характеризовать величиной аспектного отношения  $sa$ , характеризуемого отношением глубины поры  $d$  к ее радиусу  $r - d/r$ .

Проведенные расчеты показали, что для двумасштабной сферы основное влияние на степень поляризации оказывает геометрия нижнего уровня, описывающая пористую поверхность. Положение максимума во всех случаях примерно соответствует двойному углу Брюстера, а амплитуда максимума имеет обратную зависимость относительно отражательной способности материала. Исследования также показали, что при увеличении глубины пор положение максимума смещается в область меньших углов, а его амплитуда уменьшается. Интересно отметить, что для очень глубоких пор при  $sa \sim 3$  и выше кривая степени поляризации выполаживается.

В качестве примера на рис. 2, а и 2, б показаны некоторые результаты расчета фазовой зависимости степени поляризации  $P$  излучения для сферы с одноуровневыми и двухуровневыми шероховатостями из материалов с различными коэффициентами отражения  $\rho$ .

### Одиночные поры, содержащие стекловидную среду

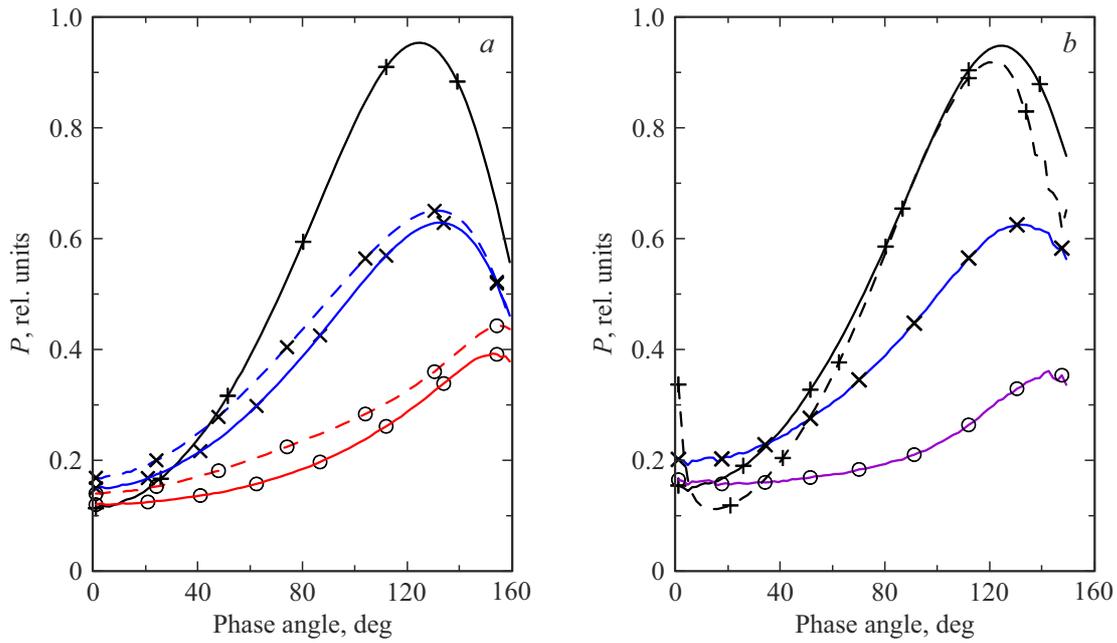
Второй этап исследований был посвящен изучению формирования степени поляризации одиночной поры, внутри которой присутствует стекловидный материал. Заполнение поры имело слоистую структуру: сначала вакуум, затем стекловидный материал, за которым следует непрозрачный. Также рассматривалась возможность наличия вакуумных пустот между стекловидным

и непрозрачным материалами, моделирующих неплотное прилегание стекловидного материала к основной непрозрачной среде. Величиной  $h$  обозначим толщину стекловидного материала вдоль оси поры, а  $h1$  — толщину вакуума (при его наличии). Глубина поры  $d$  в этом случае относится к расстоянию от поверхности поры до стекловидной среды.

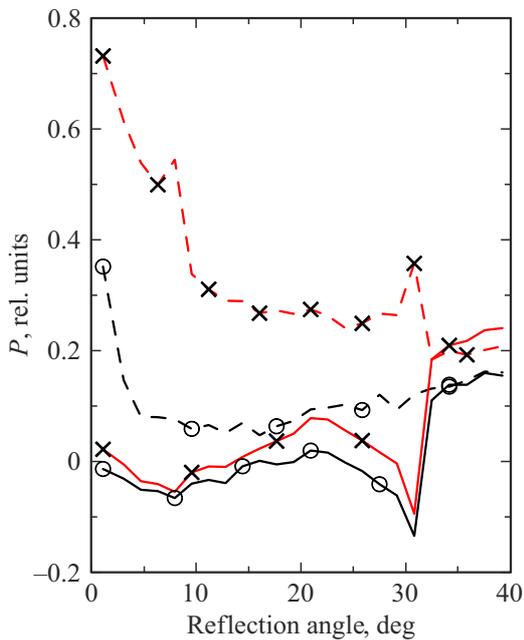
Облучение моделировалось в виде параллельного пучка частиц, направленных вдоль оси поры. Рассчитывалась степень поляризации в зависимости от угла отражения излучения. Оптические константы для стекловидного материала были выбраны равными  $m = 1.6 + 0.00001i$ .

Результаты расчетов показали следующее

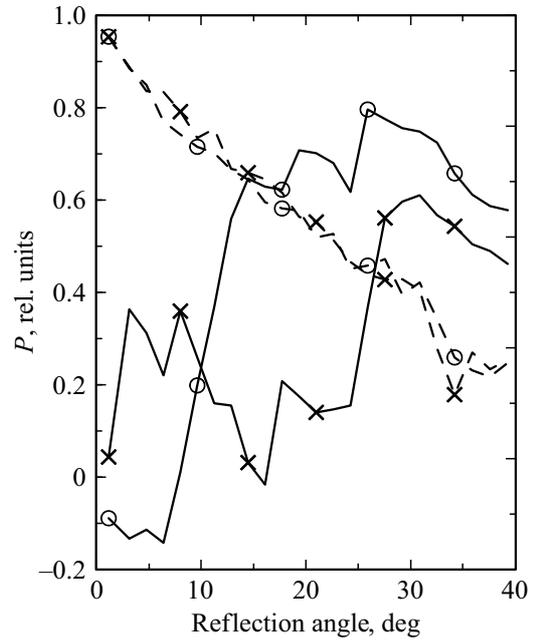
Для мелких пор с параметрами  $r \gg d$  степень поляризации при малых углах отражения близка к нулю, при этом изменение толщины прозрачного материала слабо влияет на степень поляризации. По мере увеличения глубины поры появляются различия в зависимости степени поляризации от наличия или отсутствия вакуумных пустот между прозрачным и непрозрачным материалами и от толщины прозрачного материала  $h$ . В качестве примера на рис. 3, 4 показаны соответствующие зависимости для поры с  $d/r \sim 0.5$  и  $d/r \sim 1.5$  соответственно. Рис. 3 демонстрирует, что при отсутствии вакуума (штрихи) при одинаковой толщине  $h$  степень поляризации всегда положительна и зависит от коэффициента отражения непрозрачного материала. А при его наличии (сплошная кривая) степень поляризации при малых значениях угла отражения может быть отрицательной и слабо зависит от коэффициента отражения непрозрачной основы. Рис. 4 показывает, что для одного и



**Рис. 2.** Степень поляризации сферы для непрозрачных материалов с различными  $\rho$ : 0.11(+), 0.33( $\times$ ), 0.7( $\circ$ ). Шероховатости одноуровневые (a): сплошная кривая —  $\sigma/\tau \sim 0.38$ , штрихи —  $\sigma/\tau \sim 0.06$ ; двухуровневые (b): первый уровень  $\sigma/\tau = 0.38$ , второй уровень — поры: сплошная кривая —  $d/r \sim 0.5$ , штрихи —  $d/r \sim 1.5$ .



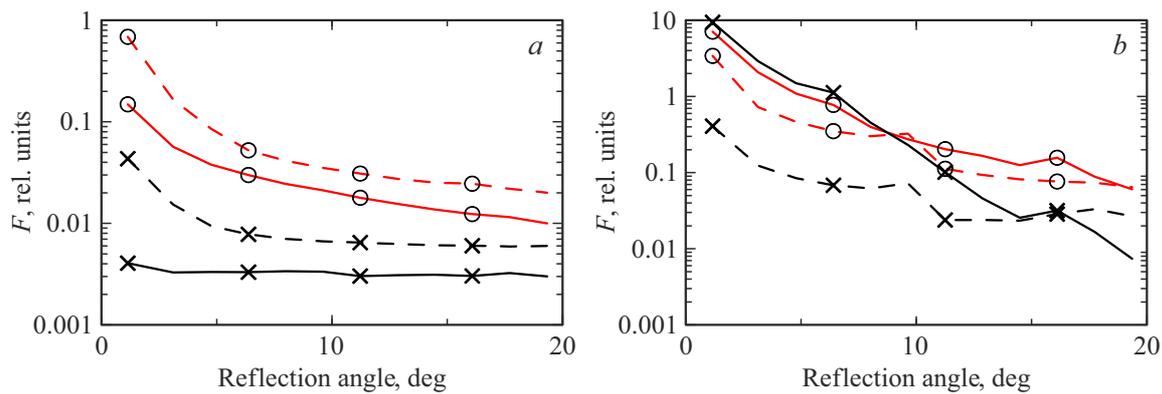
**Рис. 3.** Влияние материала на поляризацию отраженного излучения одиночной поры. Коэффициент отражения  $\rho$ : 0.11( $\circ$ ), 0.33( $\times$ ). Сплошная кривая — с вакуумом, штрихи — без вакуума.  $\circ$  —  $h \ll r$ ,  $\times$  —  $h \sim r$ .



**Рис. 4.** Влияние толщины  $h$  стекловидной среды на степень поляризации для одиночной поры с  $d/r = 1.5$ . Сплошная кривая — с вакуумом, штрихи — без вакуума.  $\circ$  —  $h \ll r$ ,  $\times$  —  $h \sim r$ .

того же непрозрачного материала в отсутствие вакуума (штрихи) поляризация всегда положительна и слабо зависит от толщины  $h$ . В этом случае при малых углах отражения степень поляризации близка к единице, с

увеличением угла отражения ее значения уменьшаются. При наличии вакуума (сплошная кривая) поляризация зависит от толщины прозрачного материала  $h$ , имеет при этом нерегулярный характер, а ее величина для



**Рис. 5.** Вклад  $s$  (○) и  $p$  (×) компонент при отражении от прозрачной (сплошная кривая) и непрозрачной (штриховая) среды при отсутствии вакуума (а) и при его наличии (б).

некоторых интервалов углов отражения может быть отрицательной.

Исследования по влиянию коэффициента поглощения стекловидного материала на степень поляризации также показали различие в поведении зависимостей от наличия или отсутствия вакуумных пустот. При отсутствии вакуума коэффициент поглощения не влияет на поляризацию, а при его наличии степень поляризации растет с увеличением коэффициента поглощения.

Физический механизм, который обуславливает особенности поведения фазовых зависимостей при наличии вакуумных пустот, связан с полным внутренним отражением на границе стекловидной среды и вакуума. Изначально в стекловидной среде, согласно формулам Френеля,  $p$ -компонента преломленного излучения больше или равна  $s$ -компоненте. Далее при переходе из оптически более плотной среды (стекловидная среда) в оптически менее плотную среду (вакуум), начиная с некоторого угла падения  $\theta_m \sim \arcsin(1/n)$ , происходит полное отражение света. Кванты, падающие на границу раздела под углами от 0 до  $\theta_m$ , частично отражаются, а частично преломляются обычным образом. Для углов, превышающих  $\theta_m$ ,  $s$ - и  $p$ -компоненты отражаются в равной степени, т.е., если в прозрачную среду больше прошло  $p$ -поляризованного излучения, то и отразится его больше. На непрозрачный материал, который следует за вакуумом, попадают преломленные кванты из ограниченного диапазона углов падения (тем самым дополнительно снижается их общее число), имеющие отрицательную степень поляризации. Исследования показали, что дальнейшее отражение квантов от непрозрачного материала увеличивает число  $s$ -поляризованных квантов, но предыдущее снижение общего числа квантов, падающих на непрозрачный материал, приводит к тому, что их вклад в общую сумму  $s$ -компоненты отраженного излучения достаточно мал.

На рис. 5 представлены результаты расчетов вкладов в угловое распределение отраженного потока излучения от квантов, которые отразились от непрозрачного материала (сплошная кривая,  $\rho = 0.33$ ), и квантов, которые

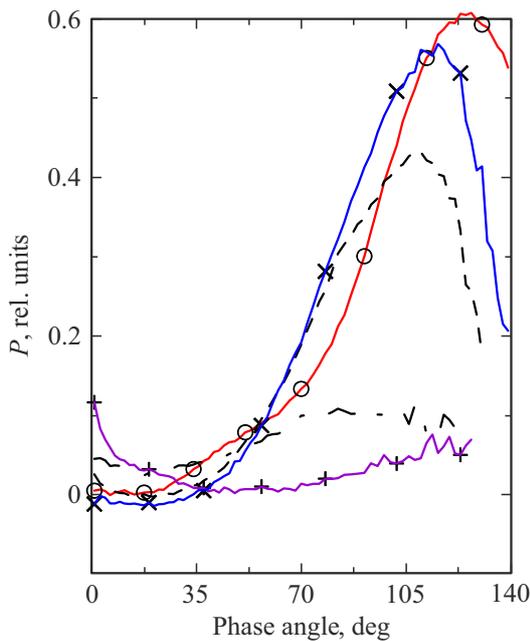
не дошли до него и отразились от прозрачного материала (штрихи), для случаев, когда между прозрачным и непрозрачным материалами нет вакуума и когда он есть. На рис. 5, а видно, что при отсутствии вакуума вклад  $s$ -компоненты для квантов, которые отразились от непрозрачной среды, может быть выше, чем при отражении от прозрачной среды. При этом в обоих случаях вклад  $p$ -компоненты существенно меньше. При наличии вакуума (рис. 5, б) вклады  $s$ - и  $p$ -компонент, отраженных от первой среды, при небольших углах отражения близки между собой, а иногда значение для  $p$ -компоненты превышает значение  $s$ -компоненты. Вклад от второй, непрозрачной среды в основном в несколько раз ниже, чем вклад от первой среды. Можно сказать, что вакуум выступает в роли катализатора роста  $p$ -компоненты отраженного излучения.

Хотелось бы отметить, что при линейных размерах вакуумной полости порядка длины волны и менее возможно проявление эффекта неполного внутреннего отражения (НПВО), при котором возникает эллипсоидальная или круговая поляризация излучения [37,38]. Но рассмотрение указанного эффекта, относящегося к волновой оптике, выходит за рамки настоящей работы.

### Двумасштабная сфера с порами, содержащими прозрачный материал

Как указывалось выше, расчеты проводились для сферы с двумасштабным рельефом поверхности: волнистая поверхность покрыта произвольно ориентированными порами, геометрия которых имеет слоистую структуру: вакуум, стекловидный материал и непрозрачная основа. Рассматривались также варианты, в которых предусматривалось наличие вакуума между стекловидным и непрозрачным материалами. Поглощение в стекловидном материале не учитывалось.

Исследования показали, что основное влияние на степень поляризации двумасштабной сферы оказывает геометрия нижнего уровня, описывающая пористую поверхность.

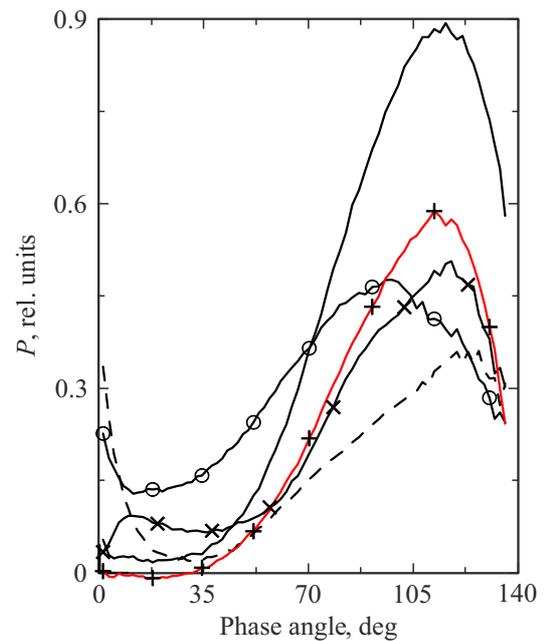


**Рис. 6.** Степень поляризации отраженного излучения для двумасштабной сферы ( $\sigma/\tau \sim 0.38$ ,  $h > d$ ) для пор различной глубины  $d/r$ : 0.2 ( $\circ$ ), 1.0 ( $\times$ ), 1.2 (штрихи), 1.8 (штрих-пунктир), 3.0 (+).

Исследования также показали, что степень поляризации двумасштабной сферы при наличии вакуумной полости внутри эллипсоидальных пор в значительной степени зависит от глубины пор и толщины прозрачного материала. Примеры зависимости степени поляризации от глубины пор при одной и той же толщине прозрачного материала представлены на рис. 6, а от толщины прозрачной среды при одной и той же глубине пор — на рис. 7.

Анализ результатов расчетов показал, что для пор глубиной  $0.7 \leq d/r \leq 1.3$  и при достаточно большой толщине прозрачного материала  $h > d$  степень поляризации имеет отрицательные значения в области малых значений фазовых углов. Для более глубоких пор отрицательная ветвь поляризации отсутствует, и с увеличением глубины пор значение  $P$  в нуле растет. Положение максимума положительной ветви поляризации и его амплитуда также определяются глубиной пор. Для пор с  $d/r \leq 1$  максимум наблюдается в области углов  $110\text{--}130^\circ$ . С увеличением глубины пор его положение сдвигается в область углов с меньшими значениями с одновременным уменьшением амплитуды. Изменение толщины прозрачного материала при одной и той же глубине пор неоднозначно меняет характер зависимости степени поляризации от фазового угла (рис. 7).

На рис. 8 показано влияние наличия вакуумной полости между прозрачной и непрозрачной средой на степень поляризации для материалов с различными значениями коэффициента отражения непрозрачной основы. Данные

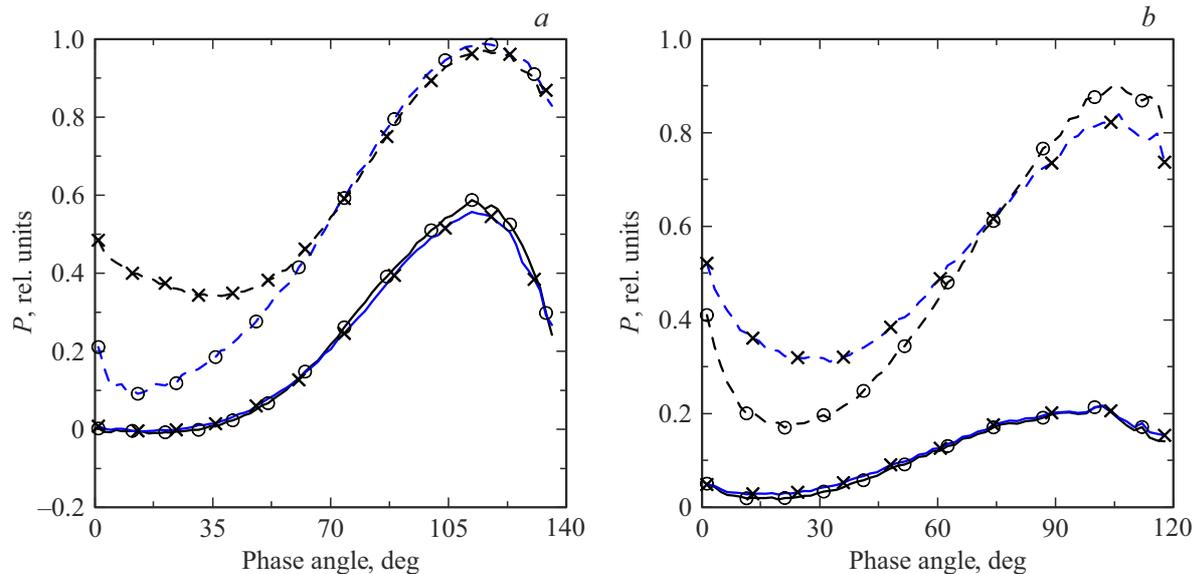


**Рис. 7.** Степень поляризации отраженного излучения двумасштабной сферой ( $\sigma/\tau \sim 0.38$ ,  $d/r \sim 1$ ) для различной толщины прозрачной среды  $h/r$ : 0.1 ( $\circ$ ), 0.8 (штрихи), 1.2 ( $\times$ ), 3.0 (+), 8.0 (сплошная кривая).

представлены для рельефа с параметрами пор  $d/r \sim 1$  (рис. 8, *a*) и  $d/r \sim 1.5$  (рис. 8, *b*). Наглядно видно, что при отсутствии вакуума максимум в положительной ветви поляризации близок к 1, в то время как при его наличии амплитуда максимума существенно меньше. И чем больше глубина пор, тем более значимо уменьшение амплитуды. Так, например, для пор глубиной  $d/r \sim 1$  амплитуда максимума снижается в 2 раза, а для пор с  $d/r \sim 1.5$  — в 4 раза. Еще одна особенность заключается в том, что кривая поляризации при наличии вакуума практически не зависит от оптических характеристик непрозрачных материалов во всем диапазоне фазовых углов, т.е. наличие вакуума нивелирует их различия. А в отсутствие вакуума наблюдаются существенные различия в степени поляризации при изменении оптических характеристик непрозрачной основы. Особенно заметны эти различия в диапазоне фазовых углов до  $\sim 60^\circ$ .

## Заключение

Расчет степени поляризации проведен в работе в приближении геометрической оптики для идеализированной модели, достаточно далекой от реальных структур, встречающихся в природе. Тем не менее представленные результаты дают возможность оценить влияние различных факторов на особенности формирования поляризационных характеристик отраженного оптического излучения в структурах, содержащих в эллипсоидальных порах стекловидную среду. Одним из таких факторов является наличие вакуумных пустот между



**Рис. 8.** Влияние вакуумной полости на степень поляризации для двумасштабной сферы. (а)  $\sigma/\tau \sim 0.38$ ,  $d/r \sim 1$ ,  $h \sim 3d$ ; (б)  $\sigma/\tau \sim 0.38$ ,  $d/r \sim 1.5$ ,  $h \sim 2d$ . Сплошная кривая — с вакуумом, штрихи — без вакуума. Коэффициент отражения непрозрачного материала  $\rho = 0.11$  ( $\circ$ ),  $0.33$  ( $\times$ ).

стекловидной и непрозрачной средами. При отсутствии вакуума степень поляризации в значительной степени определяется оптическими характеристиками непрозрачной среды. Наличие вакуумных пустот является катализатором роста  $p$ -компоненты отраженного излучения, за счет чего амплитуда положительной ветви степени поляризации существенно снижается по сравнению со структурами, в которых пустоты отсутствуют, а в ряде случаев в области малых фазовых углов ее величина принимает отрицательные значения. При этом различия в оптических характеристиках непрозрачных материалов нивелируются, т. е. степень поляризации от них практически не зависит.

Полученные результаты могут оказаться полезными при разработке моделей для объяснения феноменов, связанных с отражением и поляризацией безатмосферных тел, а также в других практических применениях.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что конфликта интересов нет.

### Список литературы

- [1] В.К. Громов. *Введение в эллисометрию* (Изд. ЛГУ, Л., 1986), 191 с.
- [2] К.Г. Секарин. *Исследование физико-технических характеристик неоднородных сред поляризационно-оптическими методами*. Автореф. канд. дис. (СПбГУ ИТМО, Санкт-Петербург, 2009).
- [3] С.Н. Свиташева. *Эллисометрия шероховатых поверхностей*. Автореф.канд. дис. (ИФП СО РАН, Новосибирск, 2009).

- [4] Р.Р. Зиятдинов, А.А. Шабаев, Р.Р. Валиахметов. *Фунд. иссл.*, **12**, 287 (2017).
- [5] Chi Wang, Jun Gao, Tingting Yao, Lingmei Wang, Yongxuan Sun, Zhao Xie, Zhongyi Guo. *Opt. Soc. of Am.*, **24** (9), 9397 (2016).
- [6] А.В. Мохов, П.М. Карташов, Т.А. Горностаева, А.П. Рыбчук, О.А. Богатиков. *Кристаллогр.*, **66** (4), 610 (2021).
- [7] *Физика и астрономия Луны*, под ред. З. Копала (Мир, М., 1973), гл. 5.
- [8] R.M. Nelson, M. Boryta, B.W. Napke, K. Manatt, Yu. Shkuratov, V. Psarev, K. Vandervoort, D. Kroner, A. Nebedum, Chr.L. Vides, J. Quiñones. *Icarus*, **302**, 483 (2018).
- [9] Br. Hapke. *Theory of reflectance and emittance spectroscopy* (Cambridge University Press., 1993).
- [10] Y. Shkuratov, V. Kaydash, V. Korokhin, Y. Velikodsky, N. Opanasenko, G. Videen. *Planet. and Space Sci.*, **59**, 1326 (2011).
- [11] Y. Shkuratov, A. Ovcharenko, E. Zubko, H. Volten, O. Munos, G. Videen. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.*, **88**, 267 (2004).
- [12] Y. Shkuratov, S. Bondarenko, A. Ovcharenko, C. Pieters, T. Hiroi, H. Volten, O. Munos, G. Videen. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.*, **100**, 340 (2006).
- [13] E.V. Petrova, V.P. Tishkovets, K. Jockers. *Icarus*, **188**, 233 (2007).
- [14] M.I. Mishchenko, J.M. Dlugach, Li Liu. *Phys. Rev. A*, **80**, 053824 (2009).
- [15] M. Mishchenko, J. Dlugach, L. Liu, V. Rosenbush, N. Kiselev, Y. Shkuratov. *Astrophys. J. Lett.*, **705**, L118 (2009).
- [16] E. Zubko, Y. Shkuratov, M. Mishchenko, G. Videen. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **109**, 2195 (2009).
- [17] E. Zubko, G. Videen, D.C. Hines, Yu. Shkuratov. In: *7 Moscow Intern. Solar System Symp. (7M-S3, IKI M., 2016)*, p. 124.
- [18] E. Zubko, A.J. Weinberger, N. Zubko. *Opt. Lett.*, **42**, 1962 (2017).

- [19] G. Videen, K. Muinonen. *J. Quant. Spectrosc. & Radiat. Transfer*, **150**, 87 (2015).
- [20] E. Zubko, D. Petrov, Y. Grynko, Y. Shkuratov, H. Okamoto, K. Muinonen, T. Nousiainen, H. Kimura, T. Yamamoto, G. Videen. *Appl. Opt.*, **49**, 1267 (2010).
- [21] W.B. Sun, G. Videen, Q. Fu, Y.X. Hu. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **131**, 166 (2013).
- [22] H. Lindqvist, J. Martikainen, J. Rabinäb, A. Penttiläb, K. Muinonen. *J. Quant. Spectrosc. & Radiat. Transfer*, **217**, 329 (2018).
- [23] A. Penttilä, T. Vaisanen, J. Markkanen, J. Martikainen, T. Kohout, G. Videen, K. Muinonen. *Icarus*, **345**, 113727 (2020). DOI: 10.1016/j.icarus.2020.113727
- [24] Е.В. Петрова, В.П. Тишковец, Р.М. Нелсон, М.Д. Борита. *Астр. Вестник*, **53** (3), 185 (2019).
- [25] Y. Shkuratov, D. Stankevich, D. Petrov, P. Pinet, A. Cord, Y. Daydou, S. Chevrel. *Icarus*, **173**, 3 (2005).
- [26] Е.В. Класс. *Опт. и спектр.*, **123** (6), 977 (2017). [E.V. Klass. *Opt. Spectrosc.*, **123** (6), 983 (2017). DOI: 10.1134/S0030400X1711011X].
- [27] Е.В. Класс. *Опт. и спектр.*, **123** (6), 970 (2017). [E.V. Klass. *Opt. Spectrosc.*, **123** (6), 977 (2017). DOI: 10.1134/S0030400X17110121].
- [28] А.М. Кольчужкин, В.В. Учайкин. *Введение в теорию прохождения частиц через вещество* (Атомиздат, М., 1978).
- [29] С.М. Пригарин. *Основы статистического моделирования переноса поляризованного оптического излучения* (Изд-во Новос. гос. ун-та, Новосибирск, 2010).
- [30] В.С. Дегтярев, Л.О. Колоколова. *Кинематика и физика небес. тел.*, **8** (2), 8 (1992).
- [31] Е.В. Класс, В.В. Шаховский, К.В. Бадюк, С.А. Ульянов. *Опт. журн.*, **82** (2), 3 (2014).
- [32] Е.В. Класс, С.А. Ульянов. *Труды 21-й Междунар. конф. по компьют. графике и зрению (Graphicson-2011, Москва, 2011)*.
- [33] L.M. Hanssen, A.V. Prokhorov. *Proc. SPIE.*, **7065**, 70650W-1 (2008).
- [34] B.G. Carlson. *Nucl. Sci. and Eng.*, **61**, 408 (1976).
- [35] Y. Grynko, Y. Shkuratov. *J. Quant. Spectr. & Radiat. Transfer*, **106**, 56 (2007).
- [36] J.-C. Worms, J.-B. Renard, A.C. Levasseur-Regourd, E. Hadamcik. *Adv. Space Res.*, **23** (7), 1257 (1999).
- [37] Д.В. Сивухин. *Общий курс физики. Т. IV. Оптика* (М., 1980).
- [38] *Основы оптики. Конспект лекций*, под ред. А.А. Шехонина (СПбГУ ИТМО, СПб., 2009).