



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Ю. Э. Гейнц, Е. К. Панина, Влияние шероховатостей поверхности диэлектрических микросфер на параметры формируемых фотонных наноструй,  
*Компьютерная оптика*, 2023, том 47, выпуск 4, 559–566

<https://www.mathnet.ru/co1155>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.84

26 апреля 2025 г., 04:21:29



## Влияние шероховатостей поверхности диэлектрических микросфер на параметры формируемых фотонных наноструй

Ю.Э. Гейнц<sup>1</sup>, Е.К. Панина<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН,  
634055, Россия, г. Томск, площадь Академика Зуева, д. 1

### Аннотация

Все природные и искусственно изготовленные твердые микрочастицы имеют шероховатую поверхность. При рассеянии на таких частицах оптического излучения текстура поверхности, помимо геометрической формы рассеивателя, становится важным морфологическим фактором, определяющим его оптические свойства. Мы представляем результаты численного FDTD-моделирования фокусировки оптической волны диэлектрической микросферой со случайно сгенерированными шероховатостями поверхности. Рассмотрены варианты азимутально симметричных и несимметричных искажений поверхности частицы. Показано, что ключевые параметры ближнепольной фокальной области (интенсивность, продольный и поперечные размеры, фокусное расстояние) для так называемой фотонной наноструи оказываются чувствительными к изменению текстуры поверхности сферы. При этом наибольшим изменениям подвержены два параметра – пиковая интенсивность фотонной наноструи и ее протяженность. Исследовано влияние оптического контраста (относительного показателя преломления) рассеивающей излучение микросферы на характеристики фотонной наноструи, а также показана возможность снижения влияния шероховатостей поверхности на качество фокусировки ближнего оптического поля при обводнении микросфер.

**Ключевые слова:** диэлектрическая микросфера, фотонная наноструя, шероховатость поверхности, ближнепольная фокусировка.

**Цитирование:** Гейнц, Ю.Э. Влияние шероховатостей поверхности диэлектрических микросфер на параметры формируемых фотонных наноструй / Ю.Э. Гейнц, Е.К. Панина // Компьютерная оптика. – 2023. – Т. 47, № 4. – С. 559–566. – DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1280.

**Citation:** Geints YE, Panina EK. Surface roughness influence on photonic nanojet parameters of dielectric microspheres. Computer Optics 2023; 47(4): 559-566. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1280.

### Введение

Изучение особенностей рассеяния света малыми частицами имеет важное значение при решении задач, направленных на совершенствование технологий дистанционного оптического зондирования [1, 2], обнаружения техногенных и природных аэрозолей [3, 4], прецизионной диагностики параметров дисперсных сред [5–7], микроскопии сверхвысокого разрешения [8] и т.д. В настоящее время также активно развиваются научные направления, связанные с наноструктурированием материалов при использовании микрочастиц в качестве оптических элементов, преобразующих падающее оптическое излучение [9, 10]. Здесь часто используют миниатюрные объекты различных геометрических форм (микропризмы [11], микроконусы [12], микрокубоиды [13]), однако наиболее востребованными с практической точки зрения по-прежнему остаются непоглощающие сферические диэлектрические микрочастицы. В большей степени это связано с более простой технологией изготовления микросфер с заданными размерами и внутренней структурой.

Обладая высокой степенью пространственной симметрии, сферические частицы с размерами поряд-

ка длины волны падающего излучения (мезоволновые частицы) могут создавать в области ближнего поля протяженные локализованные световые потоки повышенной интенсивности – так называемые «фотонные наноструи» (ФНС) [14]. Пространственная форма и интенсивность ФНС оказываются чувствительными к изменению размера и оптических свойств микросферы [15–21]. Возможность управления параметрами фотонной наноструи, например, увеличение длины либо повышение пиковой интенсивности, делает эффект ФНС весьма привлекательным для множества практических приложений современной фотоники, в частности, спектроскопии высокого разрешения [14], нанолитографии [22], медицины (оптический скальпель или оптический пинцет) [23–25].

При численном моделировании эффекта ФНС, как правило, рассматривают частицы, имеющие идеальную сферическую поверхность. На практике же достичь подобной идеальности крайне сложно. Шероховатость существует почти на всех поверхностях природных частиц (кристаллы льда в перистых облаках, биологические споры в воздухе или воде, клетки тканей живых организмов), а также на искусственно изготовленных объектах [26]. Текстура поверхности рассеивающей частицы, помимо ее геометрической

формы, является важным морфологическим фактором, определяющим оптические свойства рассеивателя. Любое, даже незначительное искажение поверхности, влечет за собой изменение характеристик светорассеяния частиц [27]. Однако, несмотря на важность обсуждаемой проблемы как с теоретической, так и с практической точек зрения, в настоящее время нет достаточной ясности в понимании специфики формирования ФНС при наличии шероховатостей поверхности микрочастицы.

Влияние шероховатости поверхности на рассеяние света в *дальнем* поле для частиц сферической формы было численно изучено в [28, 29]. Шероховатости задавались в форме псевдослучайных возмущений по сферическим углам, а исследовалась матрица рассеяния. Было показано, что в ряде случаев использование приближения идеальной сферы для шероховатых частиц может привести к заметным ошибкам в коэффициентах матрицы Мюллера.

В работах [30, 31] с помощью метода спектральных элементов исследовались специфические деформации диэлектрических микроцилиндров, в которых деформации вызываются с помощью гофрирования поверхности. Обнаружено, что с точки зрения ближнепольной микрофокусировки оптического поля, при определенных условиях гофрированные цилиндрические частицы могут проявлять себя так же, как и идеально гладкие микроцилиндры, обеспечивая высокую степень подъема интенсивности поля и появление типичных фотонных наноструй.

В настоящей работе, в отличие от предыдущих исследований, рассматривается ситуация, которая наиболее близко соответствует условиям экспериментов с фотонными наноструями, получаемыми от реальных микрочастиц. В нашем моделировании задаются не детерминированные искажения поверхности микросфер (эллиптичность, асферичность, регулярный гофр), а шероховатости считаются случайными (в рамках алгоритма машинного генератора случайных чисел) по всей координатной поверхности. По нашим сведениям, это одно из первых подобных исследований, выполненное для случая нерезонансной фокусировки оптической волны неидеальной диэлектрической микросферой, в котором систематически изучаются все значимые параметры ближнепольной фокальной области, существующей в виде ФНС. Мы показываем, что все характеристики ФНС могут существенно изменяться при возникновении искажений поверхности частицы, при этом две из них – интенсивность и продольная протяженность, являются наиболее чувствительными.

**1. Компьютерная модель диэлектрической микросферы с шероховатой поверхностью**

Далее для определенности будем рассматривать рассеяние оптического излучения с длиной волны  $\lambda = 500$  нм на непоглощающих сферических частицах

радиуса  $R = 1$  мкм. Поверхностная шероховатость  $\xi(x, y)$  генерируется с помощью стандартного алгоритма для создания случайной поверхности в спектральной области (включен в состав используемого программного пакета FDTD-расчетов). Этот алгоритм был нами адаптирован для конкретной задачи фокусировки поля на шероховатых микросферах.

Процедура состоит из нескольких шагов. Сначала иницируется матрица случайных равномерно распределенных комплексных чисел на плоскости декартовых координат  $\xi(x, y)$ . Затем в 2D-пространстве Фурье-гармоник  $\omega_k = \{\omega_x, \omega_y\}$ , определяемом размерными параметрами численной сетки, задается Гауссовская корреляционная функция:

$$\langle \xi(x, y) \xi(x + \delta x, y + \delta y) \rangle = \sigma^2 \exp\left\{-\left(\omega_x L_{cx}\right)^2 - \left(\omega_y L_{cy}\right)^2\right\}, \tag{1}$$

где введены корреляционные длины  $L_{cx}$  и  $L_{cy}$  по координатным осям и амплитуда возмущений  $\sigma$ . После этого в алгоритме используется спектральное преобразование Фурье для преобразования матрицы случайных частот обратно в реальное пространство. Вследствие особенностей работы быстрого преобразования Фурье, матрица шероховатости будет периодической с периодом численной сетки.

Наконец, вычисленная матрица шероховатостей с корреляцией (1) «обертывается» вокруг заданной геометрической фигуры (сфера) путем прибавления массива заранее вычисленных для сферической поверхности высот  $z_0 = \sqrt{R^2 - (x^2 + y^2)}$ . Это приводит к возмущению всех точек по поверхности сферы радиусом  $R$  и созданию непрерывной шаровой структуры со случайной шероховатой поверхностью  $\tilde{R}(x, y) = z_0(x, y) + \xi(x, y)$ .

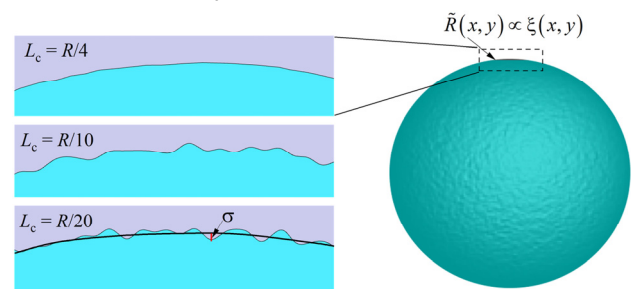


Рис. 1. Визуализация работы алгоритма задания шероховатости с амплитудой  $\sigma$  и различной длиной корреляции возмущений  $L_c$  на сферической поверхности микрочастицы

В качестве иллюстрации работы данного алгоритма на рис. 1 показан участок поверхности частицы при различном значении длин пространственной корреляции возмущений. В дальнейшем для удобства анализа корреляционные длины возмущений по осям  $x$  и  $y$  будем считать равными, если не оговорено обратное. Поэтому дистанция корреляции поверхност-

ных возмущений будет обозначаться одним символом:  $L_{cx} = L_{cy} = L_c$ .

## 2. Результаты численного моделирования и их обсуждение

Численные расчеты проводились путем решения системы дифференциальных уравнений Максвелла для векторов электромагнитного поля ( $\mathbf{E}-\mathbf{H}$ ) в 3D-координатном пространстве. Для этого использовалась стандартная технология конечно-разностной аппроксимации полевых переменных во временной области (FDTD), реализованная в коммерческом программном пакете Ansys Lumerical FDTD. Внутри прямоугольной области, заполненной воздухом и окруженной идеально поглощающими слоями, реализующими выполнение условий свободного излучения поля через границы домена, помещалась диэлектрическая сфера со сгенерированной шероховатой поверхностью  $\tilde{R}(x, y)$ .

В качестве источника оптического излучения задавалась плоская линейно поляризованная волна с

длиной волны  $\lambda$ , распространяющаяся с нижней стороны счетного домена в направлении оси  $z$ . Дискретизация пространства проводилась штатным сеточным генератором Lumerical при задании адаптивного алгоритма с минимальным шагом сетки в пределах микрочастицы 5 нм ( $\lambda/100$ ), что существенно меньше рассматриваемых здесь длин корреляции возмущений, и временным шагом порядка 0,02 фс.

В результате рассеяния оптической волны на частице в ближнем поле формируется область фокусировки – ФНС, которая обычно характеризуется четырьмя пространственными (длина  $R_z$ , полуширина по осям  $x$  и  $y$  –  $R_x$  и  $R_y$ , фокусное расстояние –  $f$ ) и одним амплитудным (фактор подъема интенсивности –  $I_m$ ) параметрами. Принцип вычисления данных параметров показан на рис. 2а и основан на анализе одномерных профилей относительной интенсивности оптического поля, получаемых при сечении 3D-распределения интенсивности поля  $I(x, y, z)$  в точке абсолютного максимума  $I_m$ .

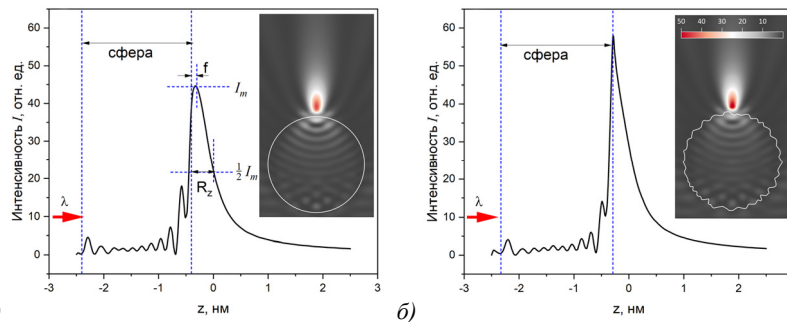


Рис. 2. Примеры распределения относительной интенсивности  $I$  оптического поля в области ФНС от (а) идеальной и (б) шероховатой кварцевых сфер ( $n = 1,45$ ), освещенных оптическим излучением ( $\lambda = 500$  нм). Направление падения волны показано красными стрелками, а границы частицы – синим пунктиром

Показатель преломления вещества частицы  $n$  считался действительным числом (поглощения нет) и мог варьироваться. Для обеспечения репрезентативной статистики результатов для каждого набора входных переменных ( $n$ ,  $L_c$ ,  $\sigma$ ) производился многократный расчет структуры оптических полей, каждый раз со случайно сгенерированной формой поверхности. Глубина выборки составляла 50 реализаций, в рамках каждой из них вычислялись значения параметров ФНС ( $I_m, f, R_x, R_y, R_z$ ), и затем проводилось их математическое усреднение.

Сравнение рис. 2а и 2б показывает, что наличие шероховатости поверхности сферы приводит к изменению не только пространственного размера, но и интенсивности ФНС. Для заданных параметров расчета изменение текстуры поверхности сферы влечет сокращение протяженности струи, при этом в ряде случаев может наблюдаться повышение пиковой интенсивности  $I_m$ , но в целом она снижается. Численные расчеты также показали, что координата максимума интенсивности фотонного потока  $f$  для идеальной сферы (рис. 2а) удалена от поверхности, в отличие от случая частицы с шероховатой поверхностью на

рис. 2б, когда фокусное расстояние  $f=0$ , а поле в области внешнего фокуса формируется в виде экспоненциально затухающего (эванесцентного) «хвоста».

Далее более подробно обсудим обозначенные выше размерные характеристики фотонных наноструй от частиц с различными типами искажений поверхности.

На рис. 3а-б представлены зависимости пиковой интенсивности  $I_m$  (рис. 3а) и длины  $R_z$  струи (рис. 3б) от длины корреляции возмущений  $L_c$  шероховатостей поверхности микросферы. Расчет проведен для двух значений амплитудного параметра  $\sigma$  (по  $x$  и  $y$ ):  $\sigma = 100$  нм и 250 нм. Точки на графиках получены в результате усреднения по 50 реализациям. Отмечен также доверительный интервал разброса значений параметров.

Видно, что параметры фотонной наноструи от микросферы с шероховатой поверхностью существенно отличаются от своего «идеального» аналога (на рисунках соответствующие значения  $I_m$  и  $R_z$  обозначены как «идеальная сфера»). Оба рассмотренных параметра ФНС уменьшаются. В то же время при невысокой амплитуде шероховатостей ( $\sigma = 100$  нм  $= \lambda/5$ ) изменение длины их пространственной корреляции в

рамках статистической вариации практически не влияет ни на интенсивность ФНС, ни на ее длину. Увеличение степени шероховатости поверхности ( $\sigma = 250$  нм) приводит к заметному падению пиковой интенсивности струи (до двух раз при  $L_c > 150$  нм) и сокращению ее длины вследствие затягивания оптического поля внутрь частицы при микрофокусировке на шероховатостях. При этом более плавные возмущения поверхности (параметр  $L_c$  растет) оказывают большее влияние на характеристики фотонной струи. Что касается пространственных размеров струи в поперечном направлении (не показано), значимого влияния длины корреляции шероховатости частицы на параметры  $R_x$ ,  $R_y$  выявлено не было.

Далее обсудим серию графиков (рис. 4а, б), представляющих результаты численного моделирования зависимости пиковой интенсивности (рис. 4а), длины и ширины ФНС (рис. 4б) от другого расчетного параметра, а именно, амплитуды возмущений  $\sigma$ . Как было установлено выше, интенсивность ФНС заметно падает при возрастании амплитуды неоднородностей поверхности. Эта зависимость представлена на рис. 4а для трех различных значений пространственного масштаба корреляции шероховатостей. Видно, что указанная тенденция сохраняется при любых размерах неоднородностей, причем начиная со значений  $L_c > 100$  нм =  $\lambda/5$  интен-

сивность ФНС уже перестает зависеть от масштаба шероховатостей и «чувствует» только их амплитуду.

Интегральная оценка пространственных размеров струи может быть дана только на основании комплексного анализа всех ее размерных параметров, а именно, длины  $R_z$  и полуширин по координатным осям  $x$  и  $y$  ( $R_x$ ,  $R_y$ ). На рис. 4б представлены результаты численного расчета данных величин для выбранного значения корреляции поверхностных возмущений  $L_c = 250$  нм. Здесь же для сравнения представлены соответствующие значения для идеальной сферы. Видно, что с увеличением  $\sigma$  для частиц с шероховатой текстурой поверхностью уменьшается длина струи  $R_z$  (синяя кривая) и ее поперечный размер по оси  $x$  –  $R_x$  (черная кривая), что свидетельствует о формировании локально ограниченного ближнеполюсного фокуса. В то же время происходит рост другого поперечного размера  $R_y$  (красная кривая), а следовательно, уширение фотонного потока в поперечном к плоскости поляризации направлении (по оси  $y$ ). Таким образом, при сильной шероховатости поверхности фотонная наноструя теряет свою изначальную эллипсоидальную форму, которая характерна для случая облучения сферы линейно поляризованной волной, и приобретает пространственный вид квазикругового конуса с основанием у поверхности микросферы.

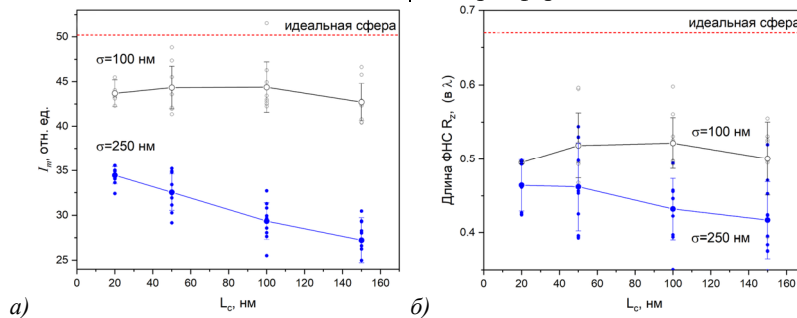


Рис. 3. Зависимость пиковой интенсивности ФНС  $I_m$  (а) и протяженности  $R_z$  (б) от длины корреляции искажений поверхности микросферы  $L_c$

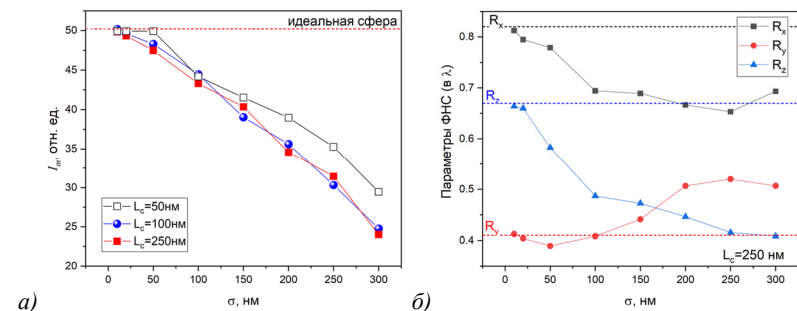


Рис. 4. Зависимость пиковой интенсивности  $I_m$  (а) и длины  $R_z$  (б) ФНС от амплитуды  $\sigma$  искажений поверхности микросферы. Пунктирные линии – соответствующие значения для идеальной сферы

Представленные выше расчеты проведены для шероховатых сфер, изготовленных из материала, близкого по показателю преломления к обычному кварцевому стеклу с  $n = 1,45$ . Ниже рассмотрим более широкий ряд значений  $n$  и обсудим влияние шероховатости поверхности микросфер на их оптические свойства. В качестве

модельной частицы была выбрана микросфера с параметрами шероховатости  $L_c = 100$  нм и  $\sigma = 100$  нм. Сравнение проведено с идеальной сферической частицей того же радиуса и оптических свойств (рис. 5 и 6).

Из анализа рис. 5 следует, что изменение показателя преломления частицы позволяет



управлять интенсивностью ФНС. В первую очередь, обращает на себя внимание подобие кривых для идеальной сферы и сферы с шероховатой поверхностью, а также наличие явно выраженного пика при  $n=1,6$ , когда фотонная струя имеет максимум точно на теневой поверхности сферы [32]. Интересно, что для водных частиц ( $n=1,33$ ) заданные при численном моделировании параметры шероховатостей не изменяют мощностных характеристик ФНС, поскольку в этом случае наноструя достаточно далеко отстоит от частицы (см. рис. 6з) и не «чувствует» рельефа ее поверхности. При этом для частиц с показателем преломления  $n > 1,6$  отличие в значениях  $I_m$  уже становится существенным и может превышать  $\sim 100\%$ .

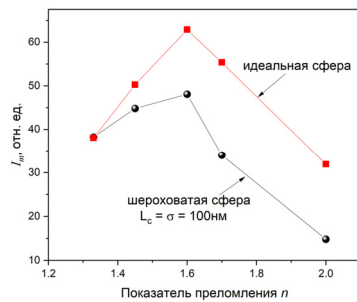


Рис. 5. Зависимость пиковой интенсивности фотонной наноструи  $I_m$  от показателя преломления рассеивающей частицы  $n$  для идеальной сферы и сферы с шероховатостью поверхности

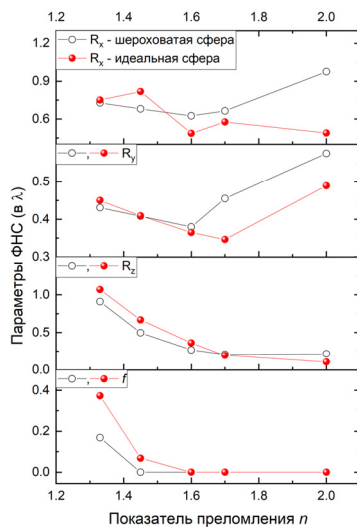


Рис. 6. Пространственные размеры фокальной перетяжки при изменении показателя преломления  $n$  рассеивающей частицы при  $L_c = 100$  нм и  $\sigma = 100$  нм

Пространственный размер ФНС также чувствителен к изменению показателя преломления рассеивающей излучение частицы (рис. 6). Как показали наши расчеты, в направлении плоскости поляризации (вдоль оси  $x$ ) и поперек поляризации волны (вдоль оси  $y$ ) пространственный размер фокуса  $R_x$  и  $R_y$  увеличивается в диапазоне значений от  $n=1,6$  до 2, т.е. происходит уширение пятна фокусировки. Продольный размер фокальной области  $R_z$  характеризуется

более сглаженной зависимостью от  $n$  и не имеет явно выраженных максимумов. Более того, длина ФНС практически не зависит от качества поверхности сферы. Увеличение показателя преломления сферической частицы приводит к постепенному сокращению длины струи, что связано с обострением фокусировки при повышении отношения показателей преломления сферы и окружающей среды (воздуха).

Удаленность максимума интенсивности ФНС от поверхности рассеивающего излучение объекта определяется параметром фокусного расстояния  $f$  (рис. 6з). Видно, что при  $n > 1,6$  для идеальной сферы (красная кривая) фотонная струя всегда имеет максимум интенсивности на поверхности частицы, в то время как для искаженной сферы (черная кривая) эта ситуация реализуется уже для  $n > 1,45$ . При этом отличие значений  $f$  для сферической и волнистой водных частиц ( $n=1,33$ ) составляет порядка двух раз.

Следует заметить, что реализовать искажения поверхности, подобные показанным на рис. 1, в жидких частицах (каплях) возможно только в динамике, т.е. возбуждав поверхностные колебания, например, переменным воздушным потоком, или за счет неоднородного распределения температуры (термокапиллярные деформации), или интенсивным оптическим полем за счет действия пондеромоторных сил [33].

Все представленные выше результаты получены для случая симметричных возмущений по осям  $x$  и  $y$ . Рассмотрим теперь вариант резко несимметричных искажений поверхности диэлектрической частицы, когда выполняется неравенство:  $L_{cx} \neq L_{cy}$ . Напомним, что в качестве оптического источника, освещающего микросферу, используется плоская линейно поляризованная по оси  $x$  волна. Следовательно, при создании возмущений поверхности сферы преимущественно вдоль или поперек вектора поляризации поля возможно ожидать различный эффект на параметры возникающей фотонной струи. В рамках используемого алгоритма генерации случайных возмущений пространственная асимметрия шероховатостей по осям  $x$  и  $y$  создавалась путем задания соответствующего параметра длины корреляции ( $L_{cx}$  или  $L_{cy}$ ) на фиксированном уровне, равным для определенности радиусу сферы, и вариации другого оставшегося параметра. В результате, на поверхности сферической частицы возникал рельеф неоднородностей вдоль одной из координатных осей (см. рис. 7а и б).

Результаты расчетов интенсивности ФНС показаны на рис. 7в. Видно, что случаи резкого изменения амплитуды шероховатостей преимущественно вдоль или поперек вектора поляризации волны оказывают разное влияние на параметр  $I_m$ . Особенно это заметно в диапазоне длин корреляции возмущений, примерно  $\lambda/2 < L_c < 2\lambda/3$ , когда шероховатости, расположенные горизонтально вдоль оси  $x$ , приводят к резким броскам интенсивности оптического поля в фокусе. При этом  $I_m$  в некоторых случаях превышает свое значе-

ние для идеальной сферы (штриховая линия на рис. 7в). Очевидно, что подобные микрофокусировки являются следствием возникновения на поверхности частицы гладких кольцевых бороздок (нерегулярного гофра), действующих как микролинзы, которые собирают световые лучи по всей поверхности сферы и направляют их в точку фокуса. В зависимости от амплитуды возникающего гофра микрофокусы могут быть хаотически расположенными вблизи поверхности ( $L_c < \lambda/2$ ) или же давать небольшой астигматизм фокального пятна ( $L_c \sim \lambda$ ), не сильно ухудшающий пиковую интенсивность ФНС.

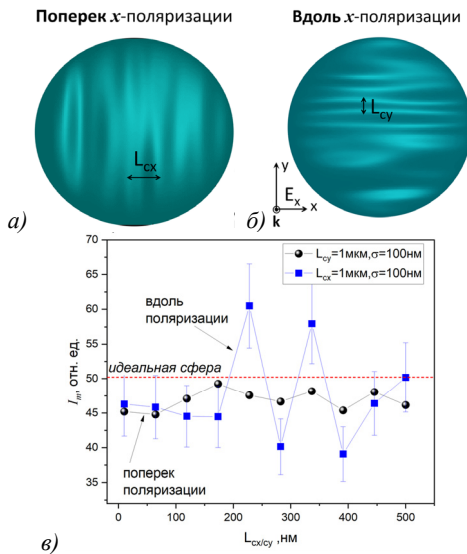


Рис. 7. Схематическое изображение поверхности частицы при создании возмущений поверхности (а) поперек и (б) вдоль поляризации плоской волны. (в) Интенсивность ФНС  $I_m$  в зависимости от корреляционной длины асимметричных шероховатостей

Если же микрорельеф образован поперек поляризации оптического поля (рис. 7а), то никаких протяженных микролинз на поверхности частицы для компоненты поля  $E_x$  не образуется. Независимо от периода пульсаций формы поверхности вдоль  $x$ , интенсивность ФНС лишь незначительно снижается, в среднем на 10%. Размерные параметры фотонной струи ведут себя подобным образом, испытывая наибольшие изменения для случая продольного расположения гофрированного микрорельефа.

Интересно обсудить также возможности снижения влияния шероховатостей поверхности микросфер на качество фокусировки ближнего оптического поля. В качестве одного из таких способов, не связанных с вмешательством в технологию изготовления микрочастиц, можно предложить покрытие частиц каким-либо жидкофазным материалом, который заполняет все микронеоднородности твердой поверхности и за счет сил поверхностного натяжения создает близкую к идеальной двуслойную сферу. Тогда все локальные фокусировки оптического поля, возникающие на неоднородностях твердого ядра, сглаживаются внешней

сферической поверхностью. Простейшим вариантом здесь является обводнение микрочастиц, т.е. создание водной наноразмерной пленки на их поверхности.

Указанная ситуация моделировалась нами путем создания двухслойной частицы, состоящей из кремниевого ядра с шероховатой поверхностью и внешней сферической водной оболочки толщиной  $d_w = 70$  нм ( $n = 1,33$ ). Результаты расчетов интенсивности ФНС  $I_m$  приведены на рис. 8. Для сравнения здесь также приведена зависимость данного параметра для сухой микросферы того же внешнего радиуса  $R_w = R + d_w$  с шероховатостями поверхности. Для упрощения анализа длина корреляции возмущений  $L_c$  в расчетах была неизменной и составляла 100 нм.

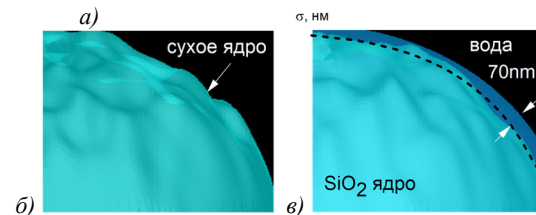
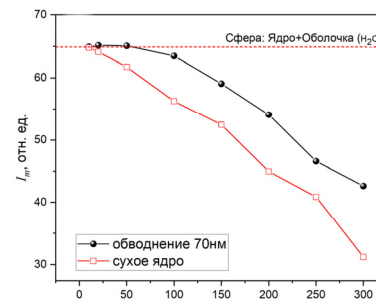


Рис. 8. (а) Интенсивность ФНС в зависимости от амплитуды шероховатостей для сухой и обводненной кварцевых частиц ( $n = 1,45$ ). Изображение части поверхности (б) сухой и (в) обводненной микросфер

Из данного рисунка видно, что до тех пор пока водная пленка способна заполнить микровпадины, т.е. примерно до значения амплитуды возмущений  $\sigma \approx 2d_w$ , шероховатость поверхности практически не сказывается на степени подъема интенсивности ближнего поля. Фазовый фронт оптической волны, искаженный микрофокусировками на выступах и впадинах твердой поверхности, сглаживается и «исправляется» гладкой внешней водной поверхностью. При дальнейшем росте амплитуды шероховатостей, аналогично сухой частице, интенсивность ФНС демонстрирует монотонное падение.

### Заключение

Рассмотрены основные характеристики фотонных наноструй (пространственный размер, пиковая интенсивность), формирующихся в окрестности прозрачных диэлектрических микросфер микронного радиуса с различными типами случайно сгенерированных искажений поверхности при облучении их лазерным излучением с  $\lambda = 500$  нм. Детально исследованы случаи симметричных и несимметричных искажений

поверхности частицы. Установлено различное влияние корреляционной длины и амплитуды возмущений поверхности на ключевые параметры ближнепольной фокальной области.

Численные расчеты, выполненные в рамках FDTD-метода, наглядно продемонстрировали, что наличие шероховатостей поверхности приводит к изменению фокусирующих свойств частицы по сравнению со своим «идеальным» аналогом. При этом наиболее восприимчивыми к изменению текстуры поверхности рассеивающей оптическое излучение частицы являются два параметра ФНС, а именно, пиковая интенсивность и ее протяженность в поперечном к поляризации волны направлении.

Изменение характеристик ФНС возможно также путем варьирования оптического контраста (относительного показателя преломления) рассеивающей излучение микросферы. Определен диапазон значений показателя преломления микросферы, в котором для заданных параметров модельной частицы происходит уширение пятна фокусировки, однако длина ФНС практически не зависит от качества поверхности сферы.

Предложена возможность снижения влияния шероховатостей поверхности на качество фокусировки ближнего оптического поля при обводнении микросфер.

### *Благодарности*

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по Государственному заданию ИОА СО РАН.

### *References*

- [1] Wielicki BA, Barkstrom BR, Baum BA, Charlock TP, Green RN, Kratz DP, Lee RB, Minnis P, Smith GL, Wong T, Young DF, Cess RD, Coakley JA, Crommelynck AH, Donner L, Kandel R, King MD, Miller AJ, Ramanathan V, Radall DA, Stowe LL, Welch RM. Clouds and earth's radiant energy system (CERES): Algorithm overview. *IEEE Trans Geosci Remote Sensing* 1998; 36: 1127-1141.
- [2] Panchenko MV, Kabanov MV, Pkhalagov YuA, Belan BD, Kozlov VS, Sakerin SM, Kabanov DM, Uzhegov VN, Shchelkanov NN, Polkin VV, Terpugova SA, Tolmachev GN, Yausheva EP, Arshinov MYu, Simonenkov DV, Shmargunov VP, Chernov DG, Turchinovich YuS, Pol'kin VV, Zhuravleva TB, Nasrtdinov IM, Zenkova PN. Integrated studies of tropospheric aerosol at the institute of atmospheric optics (development stages). *Atmospheric Ocean Opt* 2020; 33(01): 27-41.
- [3] Pan YL, Aptowicz KB, Chang RK, Hart M, Eversole JD. Characterizing and monitoring respiratory aerosols by light scattering. *Opt Lett* 2003; 28(8): 589-591.
- [4] Zenkova PN, Chernov DG, Shmargunov VP, Panchenko MV, Belan BD. Submicron aerosol and absorbing substance in the troposphere of the russian sector of the arctic according to measurements onboard the Tu-134 Optik Aircraft Laboratory in 2020. *Atmospheric Ocean Opt* 2022; 35(01): 43-51.
- [5] Chen Z, Taflove A, Backman V. Photonic nanojet enhancement of backscattering of light by nanoparticles: a potential novel visible-light ultramicroscopy technique. *Opt Express* 2004; 12(7): 1214-1220.
- [6] Li X, Chen Z, Taflove A, Backman V. Optical analysis of nanoparticles via enhanced backscattering facilitated by 3-D photonic nanojets. *Opt Express* 2005; 13(22): 526-533.
- [7] Kato S, Chonan S, Aoki T. High-numerical-aperture micro-lens on an air-clad optical fiber. *Opt Lett* 2014; 39(4): 773-776.
- [8] Liu C, Ye A. Microsphere assisted optical super-resolution imaging with narrowband illumination. *Optics Communications* 2021; 485: 126658 DOI: 10.1016/j.optcom.2020.126658.
- [9] Assafrao AC, Kumar N, Wachters AJH, Pereira SF, Urbach HP, Brun M, Segolene O. Application of micro solid immersion lens as probe for near-field scanning microscopy. *Appl Phys Lett* 2014; 104: 101101. DOI: 10.1063/1.4867460.
- [10] Cui X, Erni D, Hafner C. Optical forces on metallic nanoparticles induced by a photonic nanojet. *Opt Express* 2008; 16: 13560-13568.
- [11] Zaitsev VD, Stafeyev SS. Photonic jets arrays produced by triangular dielectric prisms for Mid-IR imaging. *Photonics & Electromagnetics Research Symposium – Spring (PIERS-SPRING)* 2020: 2610-2614. DOI: 10.1109/PIERS-Spring46901.2019.9017599.
- [12] Geints YuE, Zemlyanov AA, Panina EK. Microaxicon-generated photonic nanojets. *J Opt Soc Am B* 2015; 32(8): 1570-1574. DOI: 10.1364/JOSAB.27.001991.
- [13] Geints YuE, Zemlyanov AA, Minin OV, Minin IV. Systematic study and comparison of photonic nanojets produced by dielectric microparticles in 2D- and 3D-spatial configurations. *J Opt* 2018; 20(6): 065606. DOI: 10.1088/2040-8986/aac1d9.
- [14] Chen Z, Taflove A, Backman V. Photonic nanojet enhancement of backscattering of light by nanoparticles: a potential novel visible-light ultramicroscopy technique. *Opt Express* 2004; 12(7): 1214-1220.
- [15] Geints YuE, Panina EK, Zemlyanov AA. Control over parameters of photon nanojets of dielectric microspheres. *Opt Commun* 2010; 283(23): 4775-4781. DOI: 10.1016/j.optcom.2010.07.007.
- [16] Geints YuE, Minin IV, Panina EK, Zemlyanov AA, Minin OV. Comparison of photonic nanojets key parameters produced by nonspherical microparticles. *Opt Quantum Electron* 2017; 49(3): 118. DOI: 10.1007/s11082-017-0958-y.
- [17] Mandal A, Tiwari P, Upputuri PK, Dantham VR. Characteristic parameters of photonic nanojets of single dielectric microspheres illuminated by focused broadband radiation. *Sci Rep* 2022; 12: 173. DOI: 10.1038/s41598-021-03610-3.
- [18] Geints YuE, Zemlyanov AA, Panina EK. Photonic jets from resonantly-excited transparent dielectric microspheres. *J Opt Soc Am B* 2012; 29(4): 758-762.
- [19] Devilez A, Bonod N, Stout B, Gerard D, Wenger J, Rigneault H, Popov E. Three-dimensional subwavelength confinement of light with dielectric microspheres. *Opt Express* 2009; 17(4): 2089-2094.
- [20] Lecler S, Takakura Y, Meyrueis P. Properties of a three-dimensional photonic jet. *Opt Lett* 2005; 30(19): 2641-2643.
- [21] Itagi AV, Challener WA. Optics of photonic nanojets. *J Opt Soc Am A* 2005; 22(12): 2847-2858.
- [22] Abdurrochman A, Lecler S, Mermet F, Tumbelaka BY, Serio B, Fontaine J. Photonic jet breakthrough for direct laser microetching using nanosecond near-infrared laser. *Appl Opt* 2014; 53: 7202-7207.
- [23] Astratov VN, Darafsheh A, Kerr MD, Allen KW, Fried NM, Antoszyk AN, Ying HS. Photonic nanojets for laser surgery. *SPIE Newsroom* 2010. Source:



- <<https://spie.org/news/2578-photonic-nanojets-for-laser-surgery?SSO=1>>. DOI: 10.1117/2.1201002.002578.
- [24] Terakawa M, Tanaka Y. Dielectric microsphere mediated transfection using a femtosecond laser. *Opt Lett* 2011; 36: 2877-2879.
- [25] Garces-Chavez V, McGloin D, Melville H, Sibbett W, Dholakia K. Simultaneous micromanipulation in multiple planes using a self-reconstructing light beam. *Nature* 2002; 419(6903): 145-147. DOI: 10.1038/nature01007.
- [26] Zhou Zz, Ali H, Hou Zs, Hue W, Cao Y. Enhanced photonic nanojets for submicron patterning. *J Cent South Univ* 2022; 29: 3323-3334. DOI: 10.1007/s11771-022-5116-4.
- [27] Lia C, Kattawara GW, Yangb P. Effects of surface roughness on light scattering by small particles, *J Quant Spectrosc Radiat Transf* 2004; 89: 123-131.
- [28] Sun W, Nousiainen T, Muinonen K, Fu Q, Loeb NG, Videen G. Light scattering by Gaussian particles: a solution with finite-difference time domain technique. *J Quant Spectrosc Radiat Transf* 2003; 79-80: 1083-1090. DOI: 10.1016/S0022-4073(02)00341-2.
- [29] Li C, Kattawara GW, Yang P. Effects of surface roughness on light scattering by small particles. *J Quant Spectrosc Radiat Transf* 2004; 89: 123-131.
- [30] Mahariq I, Astratov VN, Kurt H. Persistence of photonic nanojet formation under the deformation of circular boundary. *J Opt Soc Am B* 2016; 33: 535-542. DOI: 10.1364/JOSAB.33.000535.
- [31] Mahariq I, Abdeljawad T, Karar AS, Alboon SA, Kurt H, Maslov AV. Photonic nanojets and whispering gallery modes in smooth and corrugated micro-cylinders under point-source illumination. *Photonics* 2020; 7(3): 50. DOI: 10.3390/photonics7030050.
- [32] Luk'yanchuk BS, Paniagua-Dominguez R, Minin IV, Minin OV, Wang Z. Refractive index less than two: photonic nanojets yesterday, today and tomorrow [Invited]. *Opt Mater Express* 2017; 7(6): 1820-1847.
- [33] Geints YuE, Zemlyanov AA, Pal'chikov AV. Influence of droplet surface deformations on stimulated Raman scattering of light. *Atmospheric Ocean Opt* 1997; 10(12): 974-978.

### *Сведения об авторах*

**Гейнц Юрий Эльмарович**, 1963 года рождения, в 1986 году окончил Томский государственный университет по специальности «Оптические приборы и системы», работает главным научным сотрудником в Институте оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, доктор физико-математических наук. Область научных интересов: компьютерная оптика, нанофотоника, нелинейная оптика волновых процессов. E-mail: [ygeints@iao.ru](mailto:ygeints@iao.ru).

**Панина Екатерина Константиновна**, 1968 года рождения, в 1991 году окончила Томский государственный университет по специальности «Оптические приборы и системы», работает ведущим научным сотрудником в Институте оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, доктор физико-математических наук. Область научных интересов: нелинейная оптика волновых процессов, нанофотоника. E-mail: [pek@iao.ru](mailto:pek@iao.ru).

*ГРНТИ: 29.31.15*

*Поступила в редакцию 17 января 2023 г. Окончательный вариант – 31 января 2023 г.*

---

# Surface roughness influence on photonic nanojet parameters of dielectric microspheres

Y.E. Geints<sup>1</sup>, E.K. Panina<sup>1</sup>

<sup>1</sup> V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS, 634055, Tomsk, Russia, Academician Zuev Square 1

## Abstract

All naturally found and technologically fabricated solid microparticles possess surface roughness. Upon optical wave scattering from such particles, in addition to its geometric shape, the surface relief becomes an important morphological factor determining the optical properties of the scatterer. We present results of the numerical 3D-simulations of focusing an optical wave with a dielectric microsphere with randomly distributed surface roughness. We address different cases of azimuthally symmetric and asymmetric distortions of the particle surface. We show that the key parameters of the near-field focal region (intensity, longitudinal and transverse dimensions) referred to as a photonic nanojet (PNJ) are sensitive to changes in the microsphere surface texture. Two important PNJ parameters, the peak intensity and the longitudinal length, are subject to more prominent changes. The influence of the optical contrast (relative refractive index) of the microsphere on PNJ parameters is investigated in detail. The possibility of reducing the influence of surface roughness on the near-field focusing strength by microsphere watering (water-uptake) is demonstrated.

**Keywords:** photonic nanojet, dielectric microsphere, near-field focusing, surface roughness.

**Citation:** Geints YE, Panina EK. Surface roughness influence on photonic nanojet parameters of dielectric microspheres. *Computer Optics* 2023; 47(4): 559-566. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1280.

**Acknowledgements:** The work was carried out with the support of the Ministry of Science and Higher Education as part of the execution of work on the State task of the IAO SB RAS.

---

## Authors' information

**Yuri El'marovich Geints** (b. 1963), graduated from Tomsk State University in 1986 with a degree of "Optical Devices and Systems", works as a Chief Researcher at the V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS, Doctor of Physical and Mathematical Sciences. Research interests: computer optics, nanophotonics, nonlinear optics of wave processes. E-mail: [vgeints@iao.ru](mailto:vgeints@iao.ru).

**Ekaterina Konstantinovna Panina** (b. 1968), graduated from Tomsk State University in 1991 with a degree of "Optical Devices and Systems", works as a Leading Researcher at the V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS, Doctor of Physical and Mathematical Sciences. Research interests: nanophotonics, nonlinear optics of wave processes. E-mail: [pek@iao.ru](mailto:pek@iao.ru).

---

*Received January 17, 2023. The final version – January 31, 2023.*

---