

УДК 535.016, 535.361, 535.393

Особенности формирования фотонной струи вблизи поверхности сферических микрочастиц при облучении их сфокусированным световым пучком

Ю.Э. Гейнц, А.А. Землянов, Е.К. Панина*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 25.04.2014 г.

Теоретически исследованы характеристики оптического поля в области «фотонной струи» (ФС), формируемой вблизи поверхности сферических диэлектрических микрочастиц при облучении их сфокусированным лазерным пучком. Впервые установлено влияние размера перетяжки светового пучка с гауссовским поперечным профилем интенсивности на изменение параметров ФС (длина, ширина, интенсивность).

Ключевые слова: рассеяние света, микрочастица, сфокусированное лазерное излучение, фотонная струя; light scattering, microparticle, focused laser beam, photonic nanojet.

Введение

В настоящее время значительно возрос интерес к исследованиям, направленным на решение проблемы, связанной с ультравысокой пространственной локализацией электромагнитного поля вблизи малых материальных объектов при их освещении оптическим излучением. Это обусловлено, главным образом, стремительным развитием оптических технологий и, как следствие, появлением новых научных направлений, таких как наноконструирование материалов, диагностика параметров дисперсных сред и т.д. [1–4]. Было установлено [3, 5, 6], что пространственно-локализованные световые потоки – «фотонные (нано)струи» (ФС), можно создавать с помощью диэлектрических микрообъектов в форме сфер, эллипсоидов, цилиндров различных физических свойств и структурного состава. Значительная протяженность (десятьки длин волн) в направлении падения излучения, а также высокая пространственная концентрация светового поля в поперечном направлении (вплоть до дифракционного предела) являются характерной особенностью ФС.

Важнейшая задача в оптике ФС – это управление ее характеристиками. К настоящему времени в литературе обсуждается ряд способов манипулирования параметрами и формой ФС в целях повышения ее пространственного разрешения и интенсивности. Дело в том, что параметры ФС достаточно чувствительны к изменению размера, оптических свойств, структурного состава и геометрической формы родительской микрочастицы [7–9]. В [7] было

показано, что реализация суперфокусировки с помощью ФС, т.е. получение светового потока с поперечной шириной ниже дифракционно обусловленной, возможна только в достаточно узком интервале значений относительного размера микрочастиц, а именно частиц мезомасштабного размера: $10 < x_a < 35$ ($x_a = 2\pi a_0/\lambda_0$ – параметр дифракции частицы; a_0 – эффективный радиус; λ_0 – длина волны падающего излучения). Для частиц меньшего размера ФС еще не формируется, а для частиц большего размера область формирования струи размыта и, следовательно, не имеет достаточной, характерной именно для ФС пространственной локализации поля.

Указанные ограничения удается частично преодолеть, если использовать резонаторные свойства прозрачных микросфер [10, 11], возбуждаемых непрерывным [10] или же импульсным излучением [12], либо применять предварительно сфокусированные лазерные пучки с диаметром фокальной перетяжки меньше поперечного размера частицы [13, 14]. Так, в [14] сообщается, что благодаря предварительной фокусировке лазерного пучка, освещающего микрочастицу, эффективный объем области фотонного потока за пределами частицы составил всего порядка $0,6\lambda^3$, т.е. эффективный размер фокального пятна был меньше длины волны излучения.

Вместе с тем предварительный характер результатов работы [14] не позволяет нам на настоящий момент сделать какие-либо количественные выводы о том, как сильно необходимо сфокусировать лазерный пучок и как эта фокусировка отразится на остальных параметрах формируемой ФС. Теоретическому рассмотрению данных вопросов и посвящена настоящая статья.

При описании дифракции плоской электромагнитной волны на диэлектрической сфере традиционно

* Юрий Эльмарович Гейнц (ygeints@iao.ru); Александр Анатольевич Землянов (zaa@iao.ru); Екатерина Константиновна Панина (pek@iao.ru).

используется теория Ми [15]. При более реалистичной ситуации освещения сферы ограниченным в пространстве (сфокусированным) световым пучком с произвольным по сечению распределением интенсивности оперируют уже с так называемой обобщенной теорией Ми [16, 17]. Центральным моментом этой теории является представление электромагнитного поля падающего на частицу светового пучка в виде разложения по парциальным волнам (сферическим гармоникам) подобно тому, как это выполняется для плоской волны. В результате возникают два набора комплексных коэффициентов формы пучка (КФП) $(g_n^m)_{TE}$ и $(g_n^m)_{TH}$, описывающих амплитуду и фазу каждой парциальной волны различной поляризации (TE и TM) [18]. Значение данных коэффициентов не зависит от пространственных координат, а определяется только конкретным профилем пучка и геометрией его падения на частицу.

Выражение для внутреннего электрического поля частицы в этом случае представляет собой обобщенный аналог соответствующей записи для поля рассеянной на частице плоской волны [19] с соответствующими КФП и записывается следующим образом:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = E_0 \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n R_n \{ C_{nm} \mathbf{M}_{nm}^{(1)}(\mathbf{r}) - i D_{nm} \mathbf{N}_{nm}^{(1)}(\mathbf{r}) \}, \quad (1)$$

где $\mathbf{r} = (\mathbf{e}_r r + \mathbf{e}_\theta \theta + \mathbf{e}_\varphi \varphi)$ – радиус-вектор в сферической системе координат; $C_{nm} = c_n (g_n^m)_{TH}$, $D_{nm} = d_n (g_n^m)_{TE}$ – обобщенные амплитуды парциальных волн, связанные с коэффициентами Ми для плоской волны c_n , d_n (здесь используются обозначения из работы [19]) и КФП; E_0 – амплитуда электрического поля падающей на частицу световой волны; $R_n = i^n \frac{2n+1}{n(n+1)}$.

Напомним, что сферические гармоники \mathbf{M} , \mathbf{N} выражаются через комбинацию присоединенных полиномов Лежандра $P_n^m(\cos\theta)$ и функций Риккати–Бесселя. В свою очередь коэффициенты формы пучка $(g_n^m)_{TE}$ и $(g_n^m)_{TH}$ находятся как двумерные интегралы от радиальных составляющих электрического $E_r = (\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{E})$ и магнитного полей исходного светового пучка $H_r = (\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{H})$:

$$(g_n^m)_{TE} = -\frac{1}{4\pi} (i^{n-1}) \frac{(kr)^2}{\psi_n(kr)} \frac{(n-|m|)!}{(n+|m|)!} \times \\ \times \int_0^\pi \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi P_n^m(\cos\theta) \exp(-im\varphi) \frac{cH_r(r, \theta, \varphi)}{nE_0}, \\ (g_n^m)_{TH} = -\frac{1}{4\pi} (i^{n-1}) \frac{(kr)^2}{\psi_n(kr)} \frac{(n-|m|)!}{(n+|m|)!} \times \\ \times \int_0^\pi \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi P_n^m(\cos\theta) \exp(-im\varphi) \frac{cE_r(r, \theta, \varphi)}{nE_0}.$$

Вычисление КФП для конкретного типа пучков представляет собой самостоятельную задачу и рассматривалось, например, в работах [20, 21]. Для справ-

ки приведем выражения для КФП в случае падения на сферическую частицу сфокусированного пучка гауссовского поперечного профиля, электрическое поле которого в области фокальной перетяжки полушириной w_0 имеет следующий вид:

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \\ = E_0 \mathbf{e}_x \exp\left\{ -\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{w_0^2} - ik(z-z_0) \right\}, \quad (2)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; x_0, y_0, z_0 – координаты центра фокальной перетяжки пучка.

В рамках 1-го порядка аппроксимации Дэвиса [22] (по параметру $s = w_0/L_D$, $L_D = ka_0^2$ – длина дифракции пучка) получим выражение для радиальной составляющей электрического поля гауссовского пучка:

$$E_r = E_0 i Q_\zeta \exp(ikz_0) \exp(-ikr \cos\theta) \times \\ \times \exp\left(- (skr \sin\theta)^2 i Q_\zeta\right) \exp(-i Q_\zeta (\xi_0^2 + \eta_0^2)) \times \\ \times \exp(2si Q_\zeta kr \sin\theta (\xi_0 \cos\varphi + \eta_0 \sin\varphi)) \times \\ \times \left[\sin\theta \cos\varphi (1 - 2s^2 kr Q_\zeta \cos\theta) + 2s\xi_0 Q_\zeta \cos\theta \right]. \quad (3)$$

Выражение для радиальной составляющей магнитного поля H_r имеет аналогичный вид при следующих заменах в последней строчке формулы (3): $\cos\varphi \rightarrow \sin\varphi$ и $\xi_0 \rightarrow \eta_0$. Тогда КФП примут следующий вид:

$$(g_{nm})_{TH} = \frac{1}{2} (-is)^{|m|-1} \exp\{-(\xi_0^2 + \eta_0^2)\} \times \\ \times \frac{(\xi_0 - i\eta_0)^{|m|-1}}{(m-1)!} \left[1 - 2iskw_0 \zeta_0 (m - (\xi_0^2 + \eta_0^2)) \right]. \quad (4)$$

Здесь введены безразмерные переменные: $\xi_0 = x_0/w_0$, $\eta_0 = y_0/w_0$; $\zeta_0 = z_0/w_0$; $Q_\zeta^{-1} = (i + 2(\zeta - \zeta_0))$. При этом выполняются соотношения взаимности между коэффициентами формы [23]:

$$(g_{nm}(\xi_0, \eta_0))_{TE} = (-i)^m (g_{nm}(\eta_0, -\xi_0))_{TH}, \quad m \geq 0; \\ (g_{n(-m)}(\xi_0, \eta_0))_{TE} = -(g_{nm}(\xi_0, -\eta_0))_{TE}.$$

В предельном случае плоской волны (линейно поляризованной вдоль оси x), поскольку $E_r = E_x \sin\theta \cos\varphi$ и $H_r = H_y \sin\theta \sin\varphi$, все КФП равны нулю, кроме двух пар: $(g_{n(\pm 1)})_{TE} = 1/2$ и $(g_{n(\pm 1)})_{TH} = \mp(i/2)$.

В качестве примера использования обобщенной теории Ми на рис. 1 показано пространственное распределение относительной интенсивности оптического поля $B(x, y) = (\mathbf{E}(x, y) \cdot \mathbf{E}^*(x, y)) / E_0^2$ (фактор неоднородности поля) в окрестности кварцевой микросферы радиусом $a_0 = 3$ мкм с показателем преломления $m_a = 1,5 - i \cdot 0$. Частица находится в воздухе ($m_m = 1$) и освещается сфокусированным монохроматическим гауссовским пучком с радиусом перетяжки w_0 при центральном (рис. 1, а, б) и боковом (рис. 1, в) падениях. Фактор B на двумерных распределениях нормирован на свое максимальное значение B_{\max}

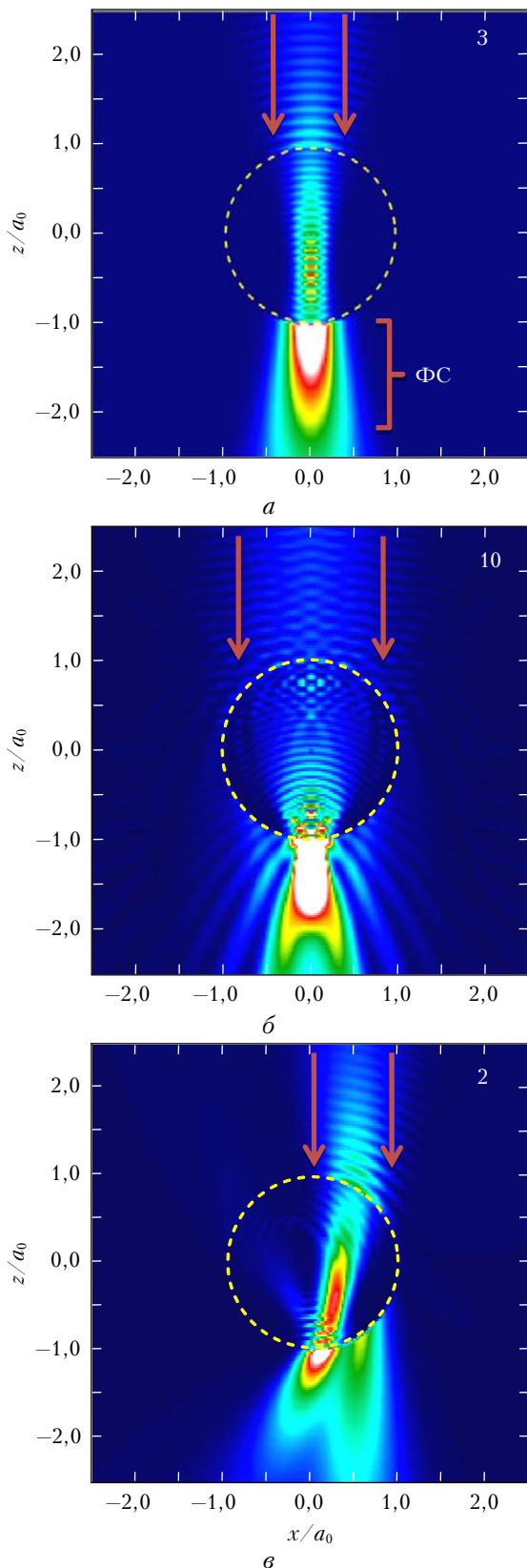


Рис. 1. Относительная интенсивность оптического поля в окрестности кварцевой частицы радиусом $a_0 = 3$ мкм при центральном падении узкого гауссовского светового пучка с радиусом перетяжки $w_0 = 0,99$ (а) и 3 мкм (б), а также при боковом падении пучка с радиусом перетяжки $w_0 = 0,99$ мкм (в)

(указано в углу каждого рисунка). Длина волны освещающего частицу излучения $\lambda = 0,8$ мкм, что соответствует основной гармонике Ti:sapphire-лазера. Стрелки указывают направление падения светового пучка и определяют его ширину. Граница микрочастицы обозначена штриховой линией.

Из рис. 1 видно, что при изменении ширины пучка лазерного излучения, падающего на микросферу, меняется и характер пространственного распределения ее оптического поля. Если говорить о поле в окрестности теневой поверхности частицы (области ФС), то следует заметить, что при $w_0 \sim a_0$ (см. рис. 1, б) происходит формирование фотонных струй с невыраженными боковыми максимумами интенсивности, названных в работе [24] струями «кинжального типа». Максимум интенсивности таких ФС располагается в непосредственной близости поверхности микросферы, что создает эффект «прилипания» ФС к поверхности частицы. Уменьшение радиуса перетяжки пучка относительно радиуса частицы при центральном падении излучения (см. рис. 1, а) приводит к модификации пространственного профиля интенсивности пучка внутри сферы, существенно изменяя его амплитуду в зоне ФС вследствие исключения из процесса фокусировки света периферийных областей частицы. Поле внутри частицы в этом случае локализовано вдоль главного диаметра.

Для сравнения на рис. 1, б, в приведено тоновое распределение интенсивности $B(\mathbf{r})$ при смещении оси пространственно-ограниченного пучка к краю частицы на половину ее радиуса: $x_0 = 0$, $y_0 = a_0/2$. Остальные параметры расчета соответствуют рис. 1, а. Как видно, смещение пучка относительно центра сферы приводит к изгибу его оптической оси за счет кривизны поверхности частицы и, кроме того, к скользящему распространению части светового излучения внутри частицы с формированием поля приповерхностной собственной электромагнитной моды (моды «шепчущей галереи»).

Как показано в [12], чем ближе к краю частицы расположен пучок, тем более эффективно происходит возбуждение высокодобротных резонансных мод внутреннего поля и тем более эффективно накапливается световая энергия пучка внутри частицы. Однако при этом, как следует из рис. 1, в, изменяется форма ФС с точки зрения ее пространственных размеров и направления распространения светового потока. ФС становится существенно короче, ее интенсивность падает, а сама она изгибается в сторону главной оси частицы.

Вопрос о практическом применении таких изогнутых ФС, формирующихся под углом относительно направления падения пучка, к настоящему времени остается открытым. Тем не менее можно предположить, что в дальнейшем данный эффект найдет применение в областях, связанных с обработкой материалов или, например, с детектированием наноразмерных частиц путем сканирования ФС при изменении прицельного параметра лазерного пучка. Ниже мы ограничимся только случаем центрального освещения сферы лазерным пучком.

Далее более подробно рассмотрим динамику изменения пространственной формы и интенсивности ФС при изменении ширины фокальной перетяжки светового пучка. Воспользуемся модифицированной теорией Ми и исследуем продольный L и поперечный R размеры фотонного потока (по уровню $1/e^2$), а также его интенсивность B_{\max} в точке максимума. Результаты численных расчетов, проведенных для частиц различного радиуса, при варьировании значений радиуса перетяжки воздействующего пучка w_0 представлены на рис. 2. Кривые 1–3 соответствуют фиксированным значениям параметра w_0 .

Из рис. 2 видно, что ФС, формирующаяся в зоне ближнего поля частиц, удлиняется и уширяется при увеличении размера микросфер. При этом если длина ФС достаточно слабо зависит от параметра w_0 уже при $a_0 \geq 3$ мкм (рис. 2, а), то поперечный размер и интенсивность фотонного потока обнаруживают существенную зависимость от ширины лазерного пучка практически во всем диапазоне изменений радиуса частиц. Чем шире перетяжка падающего на частицу пучка, тем сильнее локализация светового поля в зоне ФС, меньше ее ширина и выше пиковая интенсивность (рис. 2, б, в).

Формирование ФС от субмикронных сфер наблюдается вплоть до радиусов $a_0 \approx \lambda/2$, и ФС полностью исчезает как самостоятельная пространственно-локализованная световая структура для более мелких частиц. При этом ФС с субдифракционной шириной, т.е. струи, удовлетворяющие условию $R \leq R_d$, где $2R_d = 1,22\lambda$ [25], реализуются для микросфер размером меньше некоторой граничной величины a_{0d} , которая, в свою очередь, тем больше, чем шире световой пучок. Так, при значении полуширины пучка $w_0 = 1$ мкм граничный размер частиц с субдифракционной ФС составляет $a_{0d} \approx 5$ мкм, при $w_0 = 3$ мкм имеем уже $a_{0d} \approx 10$ мкм (см. рис. 2, б).

Своеобразной платой за такую сверхлокализацию оптического поля является падение интенсивности в области ФС, видимое на рис. 2, в при увеличении размера микронных частиц. Однако и здесь более широкий лазерный пучок формирует более интенсивную фотонную струю.

Для комплексной характеристики параметров ФС будем использовать так называемый критерий качества ФС [26], комбинирующий в себе основные характеристики струи (длина L , ширина R , интенсивность B_{\max}): $Q = (B_{\max}L/R)$. Очевидно, что чем выше интенсивность в фотонном потоке, больше протяженность и меньше поперечный размер, тем больше значение фактора Q . Таким образом, критерий качества позволяет найти «оптимальную» ФС, т.е. оптимальное соотношение между основными ее параметрами, что может оказаться важным при решении практических задач нанопотоники.

На рис. 3, а для частиц различного радиуса приведен критерий качества ФС, нормированный на свое максимальное значение, в зависимости от относительной ширины перетяжки пучка. Из данного рисунка следует, что наибольшие значения фактора Q достигаются в случае, когда ширина перетяжки

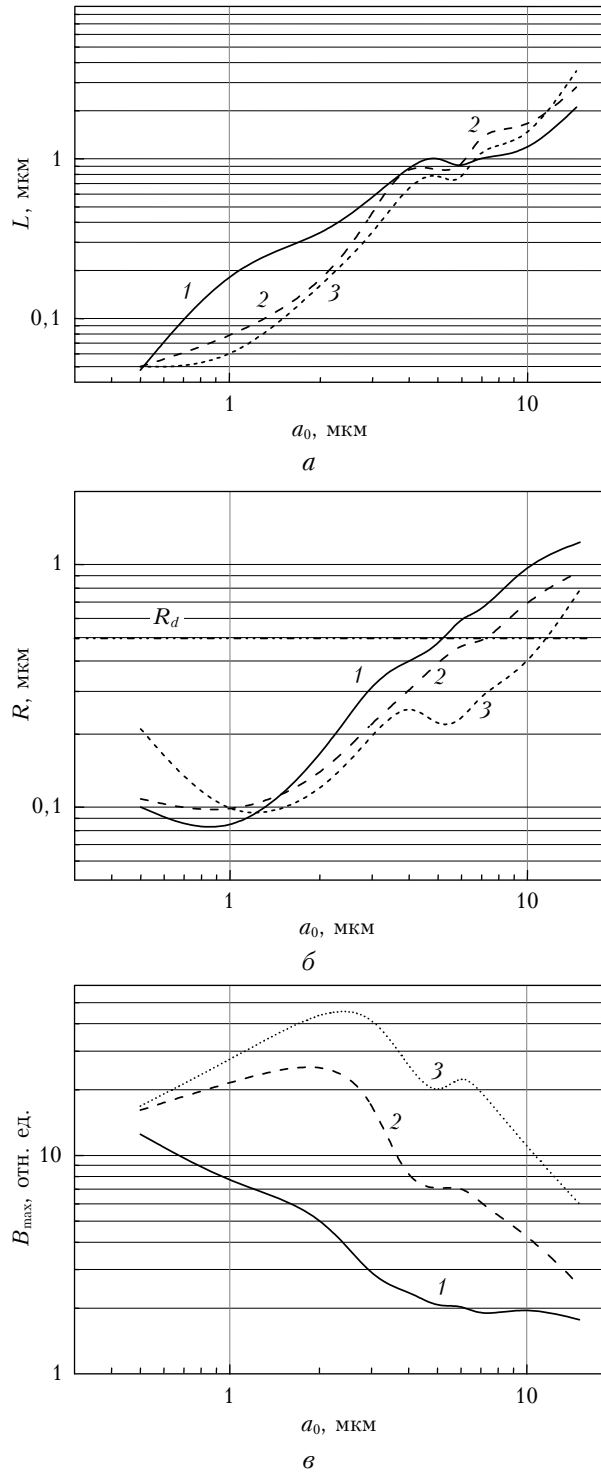


Рис. 2. Длина (а), полуширина (б) и пиковая относительная интенсивность (в) ФС от кварцевых сферических частиц различного радиуса a_0 при значениях радиуса перетяжки светового пучка $w_0 = 1$ (1), 2 (2) и 3 мкм (3)

пучка сравнима или несколько меньше диаметра облучаемой микрочастицы. Это означает, что ФС с достаточно высокой пространственной локализацией оптического поля при высоком уровне интенсивности образуется при условии $w_0 \approx a_0$. Дальнейшее уменьшение размера светового пучка ($w_0 < a_0$)

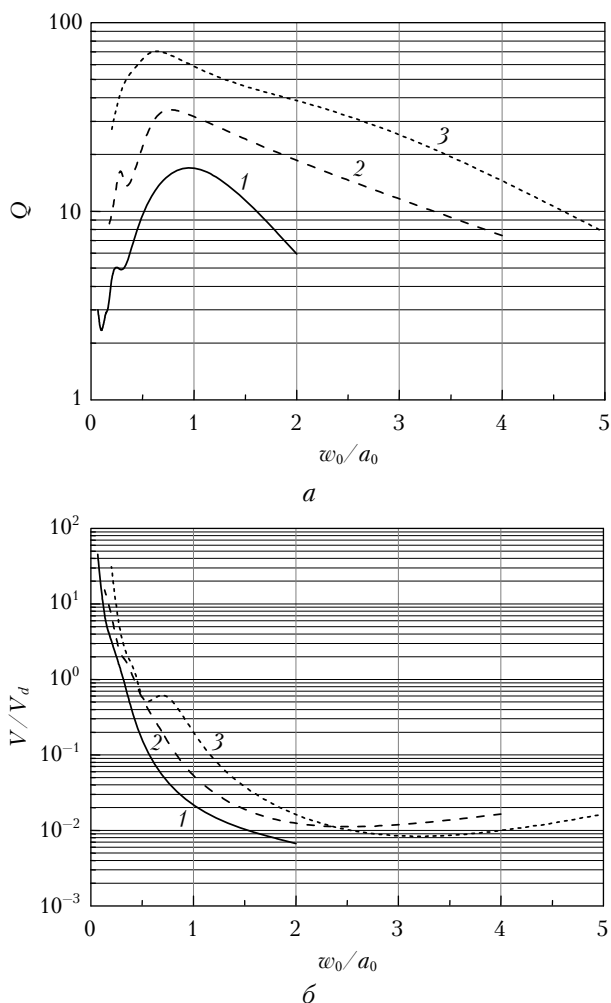


Рис. 3. Нормированный критерий качества ФС (а) и параметр локализации (б) частиц различного радиуса в зависимости от относительной ширины перетяжки пучка: $w_0 = 1$ (1), 2 (2) и 3 мкм (3)

с целью, например, уменьшения ширины фотонного потока тем не менее снизит комплексный критерий его качества вследствие падения интенсивности и протяженности ФС. А увеличение размера светового пучка сверх диаметра частицы ($w_0 > a_0$) для повышения, например, интенсивности формируемой ФС слишком резко повысит ее ширину, что опять негативно скажется на параметре качества.

В свою очередь, если рассматривать вопрос только о повышении пространственной локализации ФС, не интересуясь ее интенсивностью, то можно оперировать параметром эффективного объема ФС: $V = \pi R^2 L$, т.е. считать ФС круговым цилиндром с радиусом основания R и длиной L . При таком определении разумно сравнивать эффективный объем ФС с соответствующим объемом фокальной перетяжки светового пучка V_d , реализующейся при его предельной фокусировке: $V_d = \pi R_d^2 L_d$, где $L_d = kR_d^2$ — характерная длина дифракции излучения с длиной волны λ в среде. Отношение объемов V/V_d , которое можно считать характеристикой, описывающей степень объемной локализации ФС, приведено на

рис. 3, б для тех же параметров, что и ранее. Как видно, эффективный объем ФС становится меньше предельно дифракционной величины при относительном размере светового пучка $w_0/a_0 > 0,5$ и достигает минимума на уровне примерно 1% от V_d . Максимальная пространственная локализация поля ФС достигается при использовании пучков с минимальным значением фокальной перетяжки w_0 .

Таким образом, исходя из проведенных численных расчетов характеристик оптического поля в ближней зоне дифракции при рассеянии на прозрачной сферической микрочастице пространственно-ограниченного светового излучения, можно заключить, что оптимальное соотношение между основными параметрами ФС (баланс между интенсивностью, протяженностью и поперечной шириной ФС) достигается в том случае, когда радиус перетяжки облучающего частицу пучка становится соразмерным с радиусом частицы ($w_0 \sim a_0$).

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы ОФН РАН «Фундаментальные проблемы фотоники и физика новых оптических материалов».

1. Yamamoto Y., Slusher R. Optical processes in microcavities // Phys. Today. 1993. N 6. P. 66–73.
2. Li X., Chen Z., Taflove A., Backman V. Optical analysis of nanoparticles via enhanced backscattering facilitated by 3-D photonic nanojets // Opt. Express. 2005. V. 13, N 22. P. 526–533.
3. 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. V. 12, N 7. P. 1214–1220.
4. Kato S., Chonan S., Aoki T. High-numerical-aperture microlensed tip on an air-clad optical fiber // Opt. Lett. 2014. V. 39, N 4. P. 773–776.
5. Ashkin A., Dziedzic J.M. Observation of optical resonances of dielectric spheres by light scattering // Appl. Opt. 1981. V. 20, N 10. P. 1803–1814.
6. Little B., Haus H., Ippen E., Steinmeyer G., Thoen E. Microresonators for integrated optical devices // Optics & Photonics News. 1998. V. 9, N 12. P. 32–33.
7. Geints Yu.E., Panina E.K., Zemlyanov A.A. Control over parameters of photon nanojets of dielectric microspheres // Opt. Commun. 2010. V. 283, N 23. P. 4775–4781.
8. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Панина Е.К. Управление параметрами фотонных наноструй композитных микросфер // Оптика и спектроскопия. 2010. Т. 109, № 4. С. 643–648.
9. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Панина Е.К. Эффект «фотонной наноструи» в многослойных микронных сферических частицах // Квант. электрон. 2011. Т. 41, № 6. С. 520–525.
10. Geints Yu.E., Zemlyanov A.A., Panina E.K. Photonic jets from resonantly-excited transparent dielectric microspheres // J. Opt. Soc. Amer. B. 2012. V. 29, iss. 4. P. 758–762.
11. Heifetz A., Simpson J.J., Kong S.-C., Taflove A., Backman V. Subdiffraction optical resolution of a gold nanoparticle located within the nanojet of a Mie-resonant dielectric microsphere // Opt. Express. 2007. V. 15, N 25. P. 17334–17342.
12. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. Резонансное возбуждение светового поля в слабопоглощающих сферических частицах фемтосекундным лазерным импульсом. Особенности нелинейно-оптических взаимодействий // Оптика атмосф. и океана. 2001. Т. 14, № 5. С. 349–359.

13. Gerard D., Devilez A., Aouani H., Stout B., Bonod N., Wenger J., Popov E., Rigneault H. Efficient excitation and collection of single-molecule fluorescence close to a dielectric microsphere // J. Opt. Soc. Amer. B. 2009. V. 26, N 7. P. 1473–1478.
14. 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. V. 17, N 4. P. 2089–2094.
15. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 660 с.
16. Khaled E.E.M., Hill S.C., Barber P.W. Internal electric energy in a spherical particle illuminated with a plane wave or off-axis Gaussian beam // Appl. Opt. 1994. V. 33, N 3. P. 524–532.
17. Gouesbet G., Maheu B., Grehan G. Light scattering from a sphere arbitrarily located in a Gaussian beam, using a Bromwich formulation // J. Opt. Soc. Amer. A. 1988. V. 5, N 9. P. 1427–1443.
18. Kim J.S., Lee S.S. Scattering of laser beams and the optical potential well for a homogeneous sphere // J. Opt. Soc. Amer. B. 1983. V. 73. P. 303–312.
19. Gouesbet G., Letellier C., Ren K.F. Discussion of two quadrature methods of evaluating beam-shape coefficients in generalized Lorenz–Mie theory // Appl. Opt. 1996. V. 35, N 9. P. 1537–1542.
20. Gouesbet G., Grehan G., Maheu B. Localized interpretation to compute all the coefficients g_n^m in the generalized Lorenz–Mie theory // J. Opt. Soc. Amer. A. 1990. V. 7, N 6. P. 998–1007.
21. Ren K.F., Gouesbet G., Grehan G. Integral localized approximation in generalized Lorenz–Mie theory // Appl. Opt. 1998. V. 37, N 19. P. 4218–4225.
22. Baer T. Continuous-wave laser oscillation in a Nd:YAG sphere // Opt. Lett. 1987. V. 12, N 6. P. 392–394.
23. Lock J.A., Gouesbet G. Rigorous justification of the localized approximation to the beam-shape coefficients in generalized Lorenz–Mie theory. I. On-axis beams // J. Opt. Soc. Amer. A. 1994. V. 11, N 9. P. 2503–2515.
24. Гейнц Ю.Э., Панина Е.К., Землянов А.А. Сравнительный анализ пространственных форм фотонных струй от сферических диэлектрических микрочастиц // Оптика атмосф. и океана. 2012. Т. 25, № 5. С. 417–424.
25. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 855 с.
26. Kong S.-C., Taflove A., Backman V. Quasi one-dimensional light beam generated by a graded-index microsphere // Opt. Express. 2009. V. 17, N 5. P. 3722–3731.

Yu.E. Geynts, A.A. Zemlyanov, E.K. Panina. **Peculiarities of photonic nanojet formation near the surface of spherical microparticles exposed to a focused laser beam.**

The optical field parameters in the “photonic nanojet” area formed near the surface of dielectric spherical microparticles irradiated with a focused laser beam are theoretically considered. The influence of the beam waist on the “photonic nanojet” parameters (length, width, intensity) is investigated. The optimum ratio between key parameters of the photonic flux is shown to be implemented when the beam waist and particle diameter are on the same scale.