

ИСТОЧНИКИ И ПРИЕМНИКИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

УДК 535.016, 535.361, 535.393

Особенности формирования фотонной наноструи от многослойных сферических микрочастиц

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 19.01.2011 г.

Рассмотрены основные характеристики «фотонных наноструй» (поперечный размер, протяженность, пиковая интенсивность), формирующихся в окрестности композитных микрочастиц, состоящих из ядра и нескольких оболочек с различными показателями преломления. Показано, что, изменяя показатель преломления соседних оболочек в многослойных сферических микрочастицах, можно манипулировать параметрами «фотонной наноструи», в частности удлинить фотонный поток либо повысить его пиковую интенсивность.

Ключевые слова: многослойные сферические частицы, рассеяние Ми, «фотонная наноструя», оптический контраст слоя; multilayered spherical particles, Lorenz–Mie scattering, “photonic nanojet”, layer optical contrast.

Введение

На наличие эффекта, получившего впоследствии название «фотонная наноструя» (ФНС), впервые было обращено внимание в работе [1], в которой рассматривались оптические поля при рассеянии лазерного излучения прозрачными кварцевыми микроцилиндрами. Позднее данный эффект исследовался как теоретически [2], так и экспериментально [3] в зоне ближнего поля однородных по составу микросфер.

Интерес к исследованию эффекта ФНС обусловлен, главным образом, возможностью его практического применения. Уже сейчас предложены различные методики, основанные на схеме помещения в область фотонной струи другой наночастицы (металлической [2], диэлектрической [1] или флуоресцирующей [4]). При попадании наночастицы в область повышенной интенсивности характеристики обратного рассеяния микросфер существенным образом изменяются по сравнению с характеристиками обратного рассеяния изолированных микросфер. Это позволяет не только диагностировать присутствие, например, в атмосфере примесей, но и существенным образом понизить порог детектирования исследуемых веществ.

Еще одним примером практического использования эффекта является создание канала передачи излучения посредством цепочки однородных сферических частиц, как это было предложено в [5]. Подобная методика позволяет передавать излучение на расстояние и может найти свое применение в различных областях медицины.

Что же такое фотонная наноструя? Фотонная наноструя (в англоязычной литературе – «*photonic nanojet*») представляет собой узкий высокоинтенсивный световой поток, формирующийся вблизи теневой поверхности прозрачных диэлектрических микросфер диаметром порядка или несколько больше длины волны падающего на них светового излучения λ . Природа возникновения ФНС связана с интерференцией световых потоков рассеянного и прошедшего частицу излучения. При этом специфика ФНС заключается в достаточно высокой пространственной локализации светового поля в поперечном (падению излучения) направлении, что приводит к субволновым размерам фотонного потока.

Исследования показали [3, 6, 7], что форма и параметры струи обладают высокой чувствительностью к изменению оптических свойств и размера рассеивающей излучение частицы. Более того, переход от однородной изолированной микросферы к композитной частице, состоящей, например, из ядра и одной или нескольких оболочек с иным, чем у родительской сферы, показателем преломления, позволяет изменить пространственные и мощностные характеристики ФНС [8].

Ранее в [9, 10] были рассчитаны параметры ФНС (эффективные длина и ширина, интенсивность) от микронных частиц, имеющих различные размеры, оптические свойства и структурный состав. В том числе исследовано влияние на характеристики ФНС толщины и коэффициента преломления оболочки двухслойных микрочастиц. Логично предположить, что увеличение количества слоев композитной микрочастицы приведет к усложнению конфигурации ФНС вследствие интерференции отраженной и преломленной волн в различных слоях.

Вопрос о возможности изменения характеристик фотонного потока посредством нанесения на

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

диэлектрическую микросферу нескольких тонких слоев с разными показателями преломления теоретически рассматривался в [11]. Идея заключалась в том, чтобы по возможности сгладить оптический контраст для падающего излучения на внешней границе частицы путем плавного наращивания оптической плотности оболочек. Изучалась диэлектрическая частица радиусом 5 мкм, состоящая из шести слоев (включая ядро). Показатель преломления n каждого слоя изменялся от оптически более плотного ядра к менее плотной внешней оболочке. Было отмечено, что подобное радиально-ступенчатое изменение n при определенных условиях позволяет аномально удлинить фотонную струю до 20 мкм.

В то же время в [11] не был рассмотрен вопрос о том, как при наличии множества оболочек изменятся другие важные параметры ФНС, в частности ее интенсивность и поперечный размер. Кроме того, авторы [11] ограничились изучением только одного типа многослойных частиц, характеризующихся линейным изменением показателя преломления при переходе от слоя к слою. Все это не позволило говорить о выявлении каких-либо общих закономерностей в формировании ФНС от многослойных структур и явилось мотивацией к проведению дополнительных исследований, результаты которых представлены в настоящей статье.

Таким образом, основной задачей настоящей статьи является рассмотрение характеристик ФНС для более широкого класса многослойных сферических микрочастиц, различающихся типом изменения оптических свойств соседних оболочек. На основе численных расчетов, выполненных в рамках теории Ми, модифицированной для случая рассеяния излучения на многослойных сферах, исследованы продольный и поперечный размеры, а также пиковая интенсивность ФНС от непоглощающих диэлектрических слоистых микросфер различного размера, находящихся в воздухе. Определены условия, при которых удается удлинить фотонную струю либо повысить ее пиковую интенсивность.

Модель композитной частицы и теория Ми для многослойной сферы

Рассмотрим микронную сферическую частицу, состоящую из ядра радиусом a_0 и некоторого числа N концентрических слоев равной толщины h с радиусами a_s (рис. 1). Пусть частица находится в воздухе ($n_\infty = 1$) и освещается плоской световой волной с частотой ω_0 .

Для расчета пространственной структуры оптических полей в окрестности многослойной сферической частицы были использованы формулы так называемой модифицированной теории Ми для слоистых сфер [12, 13]. Эти формулы представляют собой разложения оптических полей в каждом слое частицы и специально адаптированы для компьютерного счета. Для справки приведем их здесь в краткой форме.

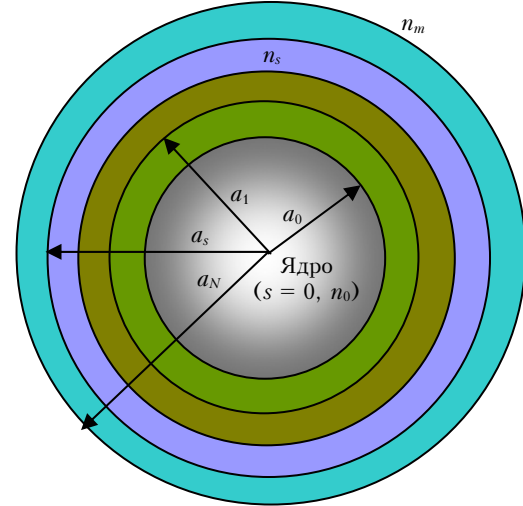


Рис. 1. Модель многослойной сферической частицы

В сферической системе координат для многослойной сферы, находящейся в среде с показателем преломления n_m , состоящей из ядра и нескольких оболочек числом N_s , внутри каждого слоя с индексом s (включая ядро, $s = 0$, и окружающее частицу пространство, $s = N + 1$) векторы электрического \mathbf{E} и магнитного полей \mathbf{H} записываются в следующем универсальном виде [13]:

$$\mathbf{E}^s(\mathbf{r}) = \sum_{n=1}^{\infty} E_n \left[i(a_n^s \mathbf{N}_{eln}^{(3)} - d_n^s \mathbf{N}_{eln}^{(1)}) - (b_n^s \mathbf{M}_{o1n}^{(3)} - c_n^s \mathbf{M}_{o1n}^{(1)}) \right],$$

$$\mathbf{H}^s(\mathbf{r}) = \frac{k_s}{\omega} \times$$

$$\times \sum_{n=1}^{\infty} E_n \left[i(b_n^s \mathbf{N}_{o1n}^{(3)} - c_n^s \mathbf{N}_{o1n}^{(1)}) + (a_n^s \mathbf{M}_{eln}^{(3)} - d_n^s \mathbf{M}_{eln}^{(1)}) \right], \quad (1)$$

где $\omega = 2\pi c/\lambda$ – круговая частота оптической волны; c – скорость света в вакууме; $\mathbf{N}_{eln}^{(l)}$, $\mathbf{M}_{o1n}^{(l)}$ – векторные сферические гармоники порядка l (индексы e/o учитывают четный (*even*) и нечетный (*odd*) характер изменения гармоники по азимутальному углу); $E_n = E_0 i^n (2n+1)/(n(n+1))$ – коэффициенты разложения по сферическим гармоникам падающей волны $\mathbf{E}_i = E_0 \exp\{ikr \cos\theta\} \mathbf{e}_x$ с амплитудой E_0 , распространяющейся вдоль оси z и поляризованной по оси x ; $k_s = n_s 2\pi/\lambda$ – модуль волнового вектора в слое с показателем преломления n_s . Массивы частичных амплитуд $a_n^s - d_n^s$ вычисляются через обобщенные коэффициенты $A_n^s - D_n^s$ по следующим формулам:

$$a_n^s = A_n^s; \quad b_n^s = B_n^s; \quad c_n^s = D_n^s + 2B_n^s; \quad d_n^s = C_n^s + 2A_n^s,$$

за исключением ядра ($s = 0$), где $a_n^0 = b_n^0 = 0$, а $c_n^0 = C_n^0$ и $d_n^0 = D_n^0$, и внешней области ($s = N + 1$), в которой нужно положить: $a_n^{N_s+1} = -A_n^{N_s+1}$; $b_n^{N_s+1} = -B_n^{N_s+1}$; $c_n^{N_s+1} = d_n^{N_s+1} = 1$.

Сами коэффициенты $A_n^s - D_n^s$ находятся из вычисления рекурсии [12]:

$$A_n^s = U_n^{s-1} C_n^s; \quad B_n^s = V_n^{s-1} D_n^s;$$

$$C_n^s = \prod_{t=s}^{N_s} P_n^t; \quad D_n^s = \prod_{t=s}^{N_s} Q_n^t \quad (2)$$

с начальными условиями: $C_n^{N_s+1} = D_n^{N_s+1} = 1$.

Вспомогательные функции U_n^s , V_n^s , P_n^s и Q_n^s выражаются через функции Риккати–Бесселя и вычисляются по соответствующим рекуррентным формулам.

Каждый слой с номером s композитной частицы оптически однороден и характеризуется собственным коэффициентом преломления n_s (поглощения в слое нет). Считается, что соотношение показателей преломления соседних слоев подчиняется определенной зависимости, которую мы задаем следующей функцией ($s = 0 \dots N$):

$$n_j = n_0 \exp\{-bs^g\}; \quad b = \frac{\ln(n_0/n_N)}{N^g}. \quad (3)$$

Параметр g в данной формуле задает различный тип изменения оптического контраста слоев $\gamma_s = n_s/n_{s+1}$, начиная от наиболее оптически «плотного» ядра (n_0) и заканчивая внешней оболочкой с меньшим, чем у ядра, показателем преломления $n_N < n_0$:

$$\gamma_s = \left(\frac{n_0}{n_N} \right)^{\frac{(s+1)^g - s^g}{N^g}}. \quad (4)$$

Для определенности в дальнейшем будут рассматриваться частицы с числом слоев, равным четырем ($N = 4$), и фиксированными параметрами: $n_0 = 1,5$ и $n_N = 1,1$. Подобный выбор значений n_0 и n_N обусловлен отчасти реальными возможностями существующей к настоящему времени технологии нанесения на микрообъекты тонких оболочек с варьируемым показателем преломления [14, 15]. С другой стороны, плавность радиального изменения показателя преломления слоистой частицы от центра к периферии, достигаемая при помощи увеличения числа оболочек, как было показано в [16], не оказывает видимого влияния на размерные параметры возникающей ФНС и для их исследования вполне можно ограничиться сферой с несколькими слоями равной толщины.

На рис. 2 представлены основные типы изученных в данной работе оболочечных сферических частиц, различающиеся характером изменения γ_s .

Видно, что при значениях параметра g меньше единицы фактически происходит увеличение суммарной толщины оболочки частицы (относительно размера ядра) с более плавным изменением показателя преломления между соседними слоями. В то же время возрастает разница в значениях n_s между ядром и первым оболочечным слоем частицы, что выражается в резком уменьшении параметра оптического контраста между ними. Очевидно, что в случае реализации подобной морфологии частицы влияние оболочки на параметры ФНС должно быть доминирующим.

Если же, наоборот, $g > 1$, то, как следует из рис. 2, эффективный радиус «плотного» ядра увели-

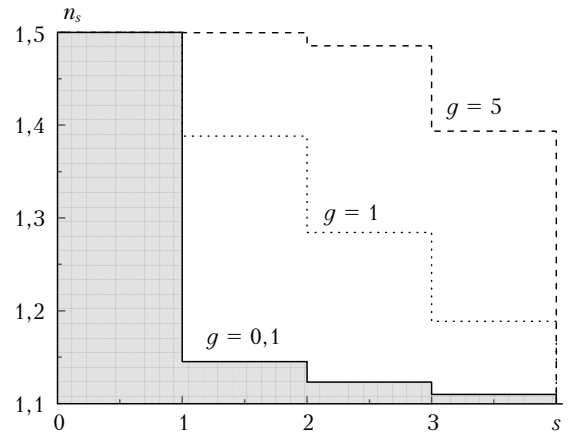


Рис. 2. Изменение показателя преломления n_s в слоях многослойной частицы при различных g

чивается. Уменьшение эффективной толщины менее «плотной» оболочки приводит к тому, что основную роль в трансформации фотонного потока внутри такой многослойной частицы будет играть именно ядро. Таким образом, многослойная частица с $g \gg 1$ по своим оптическим свойствам становится близка к однородной частице с более широким ядром и высоким значением $n = n_0$.

Результаты и их обсуждение

В качестве примера на рис. 3 представлены типовые распределения относительной интенсивности оптического поля B в окрестности пятислойных сферических частиц радиуса 1 и 3 мкм при различных комбинациях изменения показателей преломления в слоях.

Видно, что конфигурация поля в области внешнего фокуса многослойной частицы существенным образом зависит от типа изменения оптического контраста между ее слоями. Более того, структура ФНС пятислойных непоглощающих сферических частиц вследствие интерференции отраженной и преломленной волн в объеме сферы значительно усложняется по сравнению с рассмотренным нами ранее случаем возбуждения поля в двухслойных микрочастицах [8]. Струя приобретает форму трехлистника, звезды и т.д., что значительно усложняет исследование ее пространственных и мощностных характеристик.

На рис. 4 показаны результаты численных расчетов, иллюстрирующие влияние параметра g на основные характеристики ФНС многослойной микрочастицы, находящейся в воздухе: относительную интенсивность оптического поля B , длину x и полуширину y фотонной наноструи, вычисляемые на уровне $1/e^2$ от максимума интенсивности. Исследованы частицы радиуса 1 и 2 мкм. Рассмотрены два случая: в центре фотонной струи и в точке максимума интенсивности, которая, как правило, смещена ближе к поверхности микрочастицы. Расчеты выполнены по приведенным выше формулам модифицированной теории Ми.

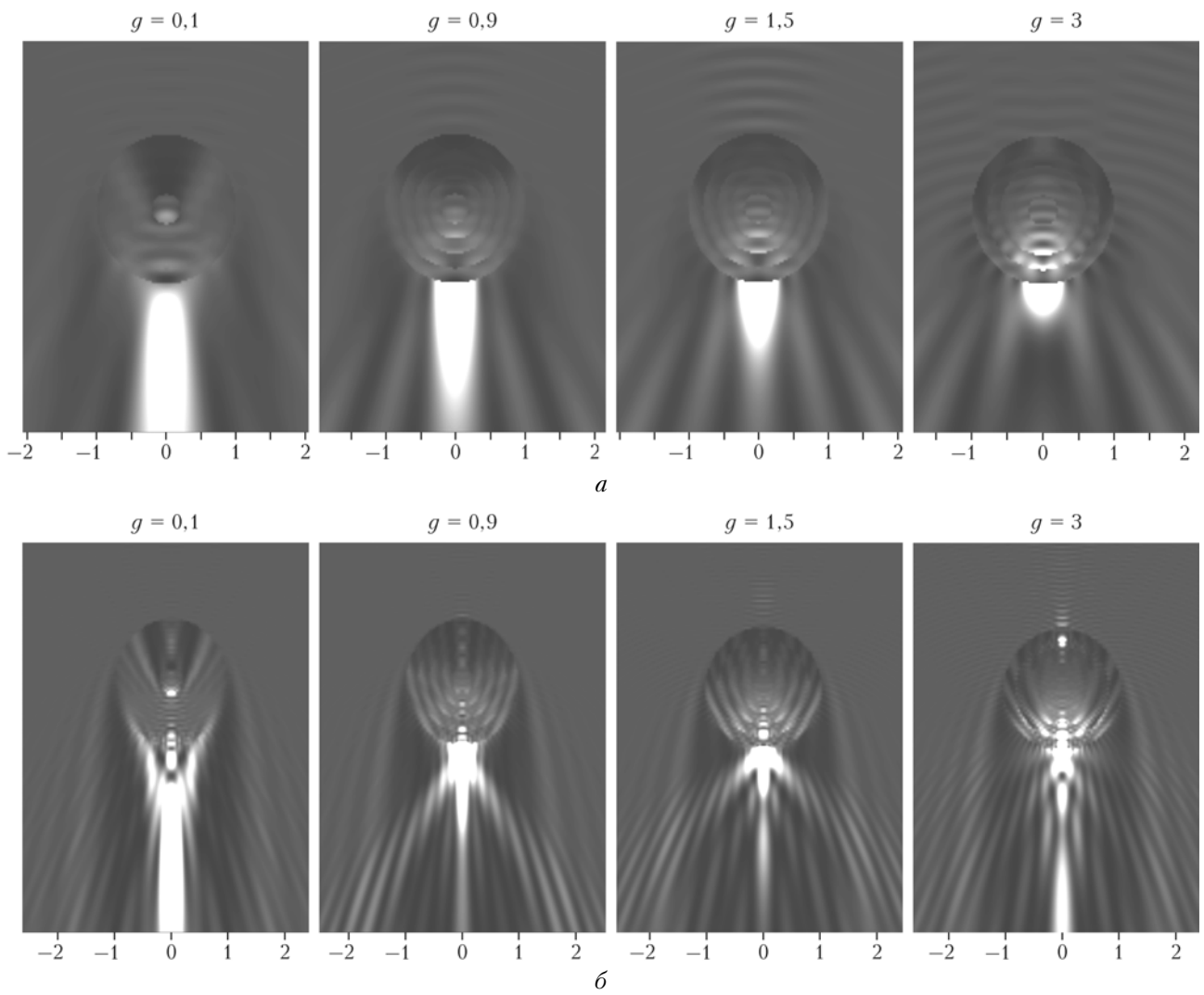


Рис. 3. Тоновые распределения относительной интенсивности оптического поля B в окрестности пятислойных сферических частиц радиуса 1 (а) и 3 мкм (б) при различных значениях g . Излучение падает сверху вниз

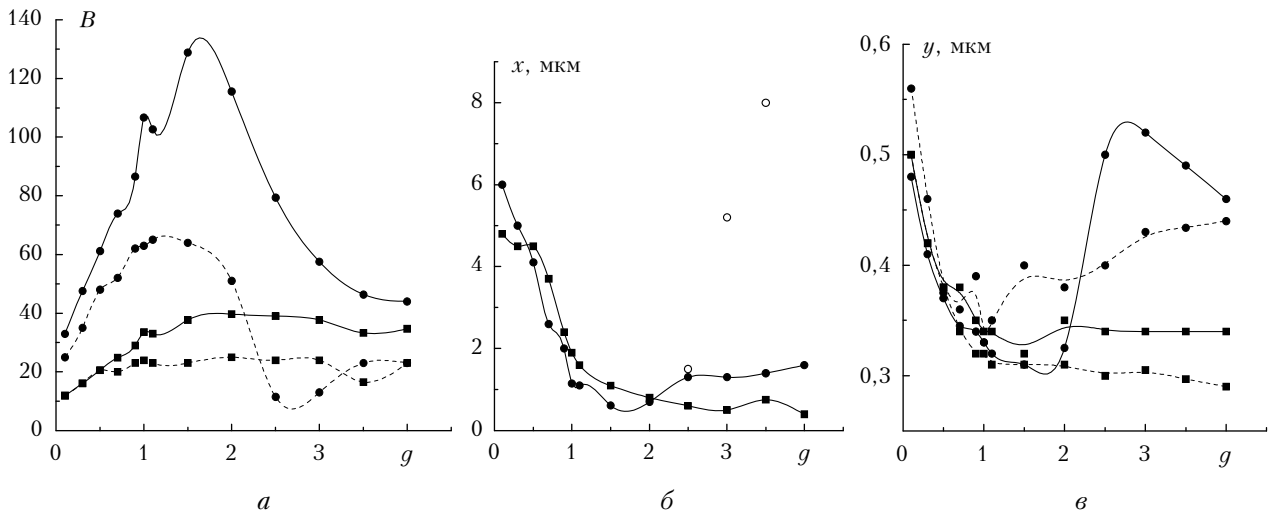


Рис. 4. Изменение относительной интенсивности (а), длины (б) и полуширины (в) ФНС пятислойных сферических частиц ($n_0 = 1,5$, $n_N = 1,1$) радиуса 1 (квадраты) и 2 мкм (точки) в зависимости от параметра g в центре фотонной струи (штриховые линии) и в точке максимума интенсивности (сплошные линии). Светлые точки (б) показывают длину сегментированной ФНС

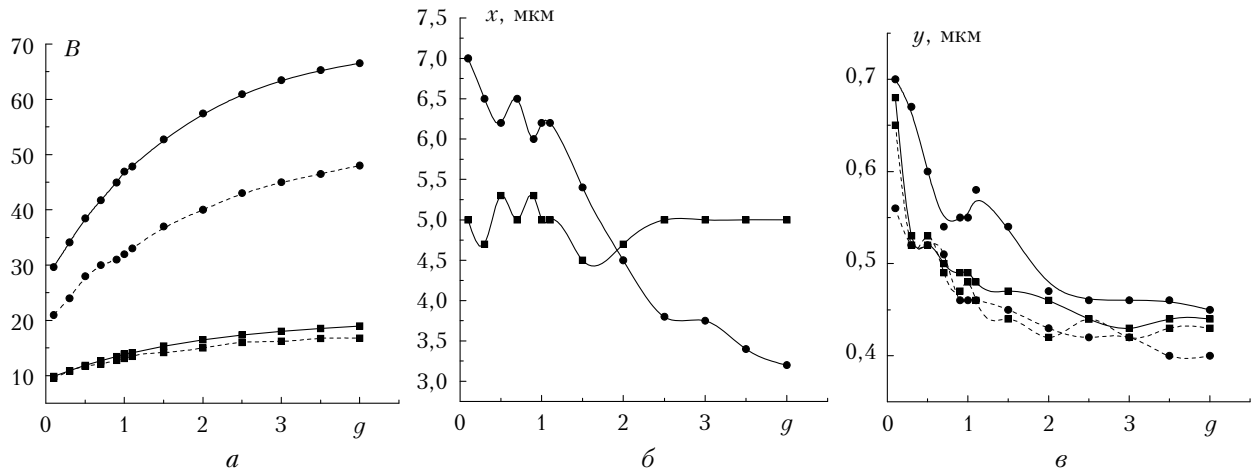


Рис. 5. Изменение относительной интенсивности (а), длины (б) и полуширины (в) ФНС пятислойных сферических частиц ($n_0 = 1,2$, $n_N = 1,1$) радиуса 1 (квадраты) и 2 мкм (точки) в зависимости от параметра g в центре фотонной струи (штриховые линии) и в точке абсолютного максимума интенсивности (сплошные линии)

Анализ рис. 4 показывает, что значения основных параметров ФНС в центре фотонной струи и в точке максимума интенсивности близки лишь для многослойной частицы малого размера ($a_0 = 1$ мкм) при $g < 1$.

Фотонный поток, формирующийся в зоне ближнего поля частиц с убывающим оптическим контрастом оболочек ($g < 1$), имеет наибольшую протяженность, но при этом является малоинтенсивным и широким в поперечном направлении. При больших значениях g ($g > 1$) фотонная струя начинает втягиваться внутрь частицы, что негативно сказывается на ее мощностных характеристиках (рис. 4, а). Максимальная интенсивность в ФНС реализуется для частиц с радиальным изменением показателя преломления, близким к линейной зависимости ($g \approx 1 \div 1,5$), причем в этом же диапазоне изменения параметра g полуширина струи R имеет субдифракционный размер: $R < R_d$, где $R_d = n_\infty \lambda / \sqrt{2}$ – минимальный радиус фокальной перетяжки светового пучка при фокусировке (по уровню $1/e^2$).

В зависимости от типа многослойной частицы изменяются не только размер и интенсивности ФНС, но и ее удаленность от поверхности. Если при малых значениях параметра g струя формируется в отрыве от теневой полусферы частицы, то с увеличением g координата максимума интенсивности фотонного потока начинает приближаться к частице и при $g > 1$ ФНС как бы прилипает к внешней оболочке сферы, «вытекая» из нее в форме экспоненциально затухающего «хвоста».

Для частиц радиусом $a_0 > 2$ мкм и $g > 1$ может происходить отрыв части струи от ФНС в виде одного или нескольких сгустков. Реализация подобной ситуации отмечена на рис. 4, б светлыми точками, которые соответствуют значениям x с учетом оторвавшегося сгустка для частиц радиуса $a_0 = 2$ мкм. Очевидно, что интенсивность поля в данных областях значительно ниже интенсивности в области основного потока, однако реализация подобной схемы позволяет существенным образом увеличить длину

фотонной наноструи, что может быть принципиально для ряда практических приложений. Данное обстоятельство объясняет и аномальное увеличение поперечного размера фотонной струи для частиц радиуса $a_0 = 2$ мкм на рис. 4, в.

Для сравнения нами также были исследованы основные характеристики ФНС для частиц с более плавным изменением показателя преломления от оптически более плотного ядра к менее плотной внешней оболочке. В качестве модельной частицы нами, как и ранее, рассматривалась частица с числом слоев, равным четырем ($N = 4$), но с иными фиксированными параметрами: $n_0 = 1,2$, $n_N = 1,1$. Подобный подход позволяет сгладить оптический контраст для падающего излучения на внешней границе частицы. Результаты численных расчетов представлены на рис. 5.

Как и ожидалось, сглаживание радиального изменения показателя преломления слоистой частицы от центра к периферии приводит к более плавному изменению основных характеристик фотонной наноструи, а именно к монотонному увеличению интенсивности и уменьшению ширины ФНС. При этом длина фотонной струи от многослойной частицы существенным образом увеличивается по сравнению с длиной ФНС от частицы с оптически более плотным ядром [9]. Для частиц с $a_0 = 1$ мкм длина фотонного потока меняется слабо.

Заключение

Таким образом, в работе представлены результаты численного исследования ряда параметров фотонных наноструй, формирующихся в окрестности теневой поверхности многослойных сферических частиц микронного размера, при рассеянии на них лазерного излучения. Исследованы продольный и поперечный размеры фотонного потока, а также его интенсивность в двух точках: в центре струи и в точке максимума интенсивности.

Рассмотрены различные типы оболочечных микрочастиц, различающиеся характером изменения

показателя преломления между слоями. Установлено, что при значениях параметра $g < 1$ доминирующее влияние на параметры ФНС оказывает оболочка частицы, в то время как при $g > 1$ основную роль в формировании фотонного потока внутри многослойной частицы будет играть ядро. При этом многослойная частица с $g \gg 1$ по своим оптическим свойствам становится близка к однородной частице с более широким ядром и высоким значением n_0 .

Сглаживание изменения показателя преломления между слоями композитной микрочастицы позволяет не только плавно менять параметры ФНС, но и существенным образом удлинить фотонную струю.

Работа выполнена при финансовой поддержке ОФН РАН.

1. *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.
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 2. P. 526–533.
3. *Lecler S., Takakura Y., Meyrueis P.* Properties of a three-dimensional photonic jet // *Opt. Lett.* 2005. V. 30, iss. 19. P. 2641–2643.
4. *Gérard D., Wenger J., Devilez A., Gachet D., Stout B., Bonod N., Popov E., Rigneault H.* Strong electromagnetic confinement near dielectric microspheres to enhance single-molecule fluorescence // *Opt. Express*. 2008. V. 16, iss. 19. P. 15297–15303.
5. *Kapitonov A.M., Astratov V.N.* Observation of nanojet-induced modes with small propagation losses in chains of coupled spherical cavities // *Opt. Lett.* 2007. V. 32, N 4. P. 409–411.

6. *Heifetz A., Simpson J.J., Kong S.-C., Taflove A., Backman V.* Subdiffraction optical resolution of a gold nanosphere located within the nanojet of a Mie-resonant dielectric microsphere // *Opt. Express*. 2007. V. 15, iss. 25. P. 17334–17342.
7. *Devilez A., Stout B., Bonod N., Popov E.* Spectral analysis of three-dimensional photonic jets // *Opt. Express*. 2008. V. 16, N 18. P. 14200–14212.
8. *Geints Yu.E., Zemlyanov A.A., Panina E.K.* Control over parameters of photon nanojets of dielectric microspheres // *Opt. Commun.* 2010. V. 283, iss. 23. P. 4775–4781.
9. *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.
10. *Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Панина Е.К.* Пространственные и мощностные характеристики нанополей вблизи изолированных сферических частиц // *Оптика атмосф. и океана*. 2010. Т. 23, № 8. С. 666–674.
11. *Ruiz C.M., Simpson J.J.* Detection of embedded ultrawavelength-thin dielectric features using elongated photonic nanojets // *Opt. Express*. 2010. V. 18, N 16. P. 16805–16812.
12. *Yand W.* Improved recursive algorithm for light scattering by a multilayered sphere // *Appl. Opt.* 2003. V. 42, N 9. P. 1710–1720.
13. *Xu H.* Multilayered metal core-shell nanostructures for inducing a large and tunable local optical field // *Phys. Rev. B*. 2005. V. 75. 073405 (4 p.)
14. *Prodan E., Radloff C., Halas N.J., Nordlander P.* A hybridization model for the plasmon response of complex nanostructures // *Science*. 2003. V. 302, N 5644. P. 419–422.
15. *Poco J.F., Hrubesh L.W.* Method of producing optical quality glass having a selected refractive index: U.S. Patent 6158244. 2008.
16. *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. Geints, A.A. Zemlyanov, E.K. Panina. Peculiarities of a “photonic nanojet” formation from multilayer spherical microparticles.

The basic characteristics of “photonic nanojets” (the cross-section size, extent, peak intensity), formed in the vicinity of the transparent micron-size composite particles consisting of a core and several shells with different indexes of refraction are considered. It is shown, that changing index of refraction of the neighboring shells in the composite sphere, it is possible to manipulate the parameters of “photonic nanojet” and, in particular, to extend its size or to increase its peak intensity.