

УДК 535.016; 535.361; 535.393

Сравнительный анализ пространственных форм фотонных струй от сферических диэлектрических микрочастиц

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

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

Поступила в редакцию 21.11.2011 г.

Фотонная струя представляет собой специфическую пространственно-локализованную область в ближнем поле рассеяния оптического излучения на микронной частице. Пространственная форма и основные характеристики фотонных струй существенно зависят от внутренней структуры и размера микрочастиц. Представлена качественная классификация различных типов фотонных струй от формирующихся вблизи теневой поверхности микронных диэлектрических сферических частиц. Классификация проведена на основе сравнительного анализа пространственных форм фотонных струй при учете их размерных и мощностных характеристик. Исследованы частицы с однородным и радиально-неоднородным типом изменения показателя преломления.

Ключевые слова: фотонная струя, однородные частицы, радиально-неоднородные частицы, морфологический класс, классификация; photonic jet, homogeneous particles, radially inhomogeneous particles, morphological type, classification.

Введение

Дифракция световой волны на прозрачных сферах давно известна и хорошо изучена [1], однако лишь относительно недавно [2] было обращено внимание на эффект так называемой фотонной (нано)струи (*photonic nanojet*). Эта фотонная струя (ФС) возникает в области ближней зоны дифракции электромагнитного поля, а именно в окрестности теневой поверхности прозрачных диэлектрических микрочастиц с высокой степенью пространственной симметрии формы (сферы, сфероиды, цилиндры) при их освещении лазерным излучением. ФС характеризуется сильной пространственной локализацией и высокой интенсивностью оптического поля. Именно эти структурные особенности фотонных струй обуславливают широкие возможности для их практического применения в медицине, биологии, наноэлектронике, оптических системах хранения данных [3–6].

Исследованию характеристик ФС (поперечный размер, протяженность, пиковая интенсивность) посвящено значительное количество как теоретических [7–9], так и экспериментальных [10, 11] работ. В большинстве из них, как правило, исследуется лишь какой-то один морфологический тип фотонных струй либо ее отдельные параметры. Высокая изменчивость формы ФС при варьировании размера микрочастиц, а также их оптических свойств,

отсутствие адекватных критериев комплексной оценки параметров фотонного потока вносят определенные сложности в вопросы выбора конкретной экспериментальной конфигурации «частица + излучение» для получения ФС с заданными свойствами. Дело в том, что разные практические задачи требуют создания различных типов фотонных потоков со специфическими характеристиками. Например, для наносенсорики [12] или оптической хирургии [3, 4] требуется максимально узкая и вытянутая световая струя, а при использовании микросфер для контактной перфорации клеточных мембран [13] на первый план выступает способность микрочастицы к фокусировке оптического поля, т.е. необходимы ФС с максимальной интенсивностью, а их протяженность не играет существенной роли.

В связи с этим, по нашему мнению, возникла определенная потребность в упорядочении и своего рода классификации дифракционных картин ФС, возникающих в ближнем поле рассеяния световой волны на сферических частицах, с выделением характерных структурных типов ФС, в рамках которых и возможно проводить оптимизацию параметров струй. Проведение такого качественного анализа на основе масштабных численных расчетов размерных и мощностных характеристик ФС с учетом структурного состава порождающих их микрочастиц и являлось нашей задачей.

Структурные типы ФС

Классификация форм ФС проведена нами исходя из исследования ближнего поля дифракции двух наиболее распространенных структурных типов

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

диэлектрических сферических частиц микронного размера, а именно однородных и градиентно-неоднородных (с послойным изменением показателя преломления). Сферическая форма исследуемых однородных частиц позволяет использовать для расчета пространственной структуры полей формулы классической теории Ми [14], а в случае слоистых частиц – формулы обобщенной теории Ми [15], представляющие собой разложение оптических полей в каждом слое частицы и специально адаптированные для компьютерного счета.

Были рассмотрены различные варианты возбуждения оптического поля частицы световым излучением: нерезонансное и резонансное возбуждение. В последнем случае размер частицы специально подбирается таким образом, чтобы частота одной из ее собственных электромагнитных мод точно равнялась частоте падающего света. Заметим, что впервые на вопрос о влиянии собственных высокочастотных резонансов оптического поля, возбуждающихся внутри сферической микрочастицы, на характеристики формирующейся за ее пределами ФС было обращено внимание в работе [7]. Было отмечено, что возбуждение резонанса поля частицы может привести к сокращению эффективного поперечного размера ФС непосредственно у поверхности частицы примерно в 1,5 раза.

В качестве основного признака, характеризующего конкретный структурный тип ФС, мы рассматриваем удаленность максимума возникающего фотонного потока от поверхности родительской микросферы. Визуально это воспринимается как отрыв ФС от поверхности частицы, приводящий к «кинжальному» (КТ) либо к «факельному» (ФТ) типу ФС при отсутствии или наличии этого отрыва соответственно. Эти два структурных типа, или *морфологических классов* ФС, дополняются соответствующими признаками, позволяющими разделить все многообразие ФС по характеру пространственного распределения интенсивности. Проведенный анализ показал, что целесообразно рассмотреть три группы таких признаков, разграниченных в соответствии с типом изменения поперечного размера струи (тип I), типом продольного распределения интенсивности в ФС (тип II) и характером поперечного распределения интенсивности в области ФС (тип III). Полученная таким образом классификация форм фотонных струй представлена в таблице.

В дальнейшем для упрощения наименования ФС будем пользоваться цифробуквенным обозначением типовых признаков ФС. Например, класс ФС КТ: I_b–II_b–III_a означает однородную нераз-

рывную струю «кинжального» типа с выраженными боковыми лепестками.

Для иллюстрации эффекта ФС на рис. 1 представлено тоновое распределение относительной интенсивности оптического поля $V(y, z) = I(y, z)/I_0$ (I_0 – интенсивность падающей волны) в окрестности радиально-неоднородной сферической частицы радиусом $a_0 = 4$ мкм.

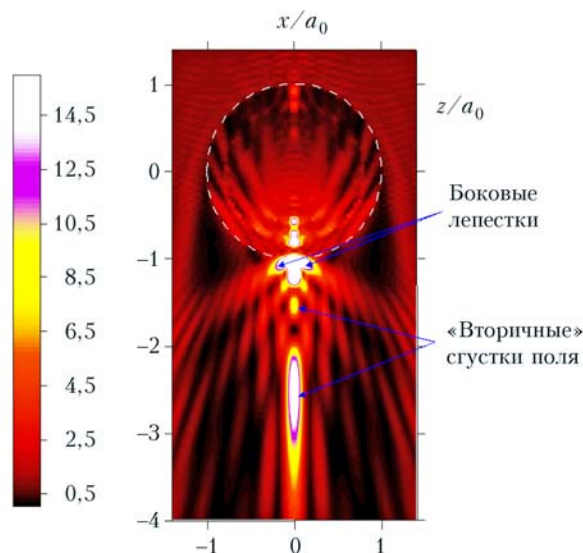


Рис. 1. ФС от пятислойной сферической частицы радиусом $a_0 = 4$ мкм с нарастающим от центра к периферии показателем преломления: класс ФС КТ: I_a–II_a–III_a. Излучение падает сверху

Фотонная струя от такой модельной частицы имеет достаточно сложную пространственную конфигурацию и характеризуется крайне неоднородным распределением поля в продольном и поперечном направлениях. Отчетливо видны боковые лепестки в распределении интенсивности поля у поверхности сферы, а также вторичные «сгустки» поля вдоль направления падения излучения. Из рис. 1 также следует, что длина и удаленность от поверхности вторичного сгустка поля – так называемой «световой пули» – могут быть весьма значительными. Это обстоятельство позволяет существенно увеличить общую протяженность фотонной струи, что является принципиальным при реализации разного рода практических приложений. Согласно принятой нами классификации на рис. 1 представлена неоднородная разрывная струя «кинжального» типа с ярко выраженными боковыми лепестками: класс ФС КТ: I_a–II_a–III_a.

Классификация форм фотонных струй в соответствии с их типовыми признаками

	Тип I	Тип II	Тип III
<i>a</i>	Неоднородные: характеризуются наличием выраженной перетяжки(ок) вдоль струи	Разрывные: имеют вторичные «сгустки» поля вдоль направления падения излучения	Развитые: имеют боковые лепестки в распределении интенсивности поля у поверхности сферы
<i>b</i>	Однородные: монотонное изменение ширины струи	Неразрывные: без выраженных вторичных «сгустков» поля	Неразвитые: без боковых лепестков

Перед тем как перейти к рассмотрению конкретных примеров ФС различных типов, сделаем ряд общих замечаний, касающихся в целом проблемы рассеяния света на прозрачных сферах (теория Ми) и формирования локализованного светового потока от частиц в частности.

Прежде всего, отметим, что предлагаемая классификация ФС проведена на основании численных расчетов и анализа пространственной формы фотонных струй, формирующихся в окрестности находящихся в воздухе непоглощающих сферических диэлектрических частиц радиусом $a_0 = 1 \div 5$ мкм, с показателем преломления $n_a = 1 \div 2$ и облученных плоской монохроматической световой волной с $\lambda = 0,532$ мкм. Это продиктовано тем, что, с одной стороны, для частиц меньшего размера ФС еще не формируется, а, с другой стороны, для частиц большего размера область ближнего поля рассеяния оптического излучения (область формирования струи) размыта и, следовательно, не имеет достаточной, характерной именно для ФС, пространственной локализации поля [16].

Выбранные нами конкретный диапазон размеров частиц и длина волны излучения ни в коей мере не умаляют общности рассмотренных видов и типов ФС, поскольку, как известно [14], в теории Ми значимой величиной является безразмерное отношение радиуса частицы к длине волны света, называемое параметром дифракции частицы $x_a = 2\pi a_0/\lambda$. Следовательно, при рассмотрении рассеяния излучения на частицах в ином диапазоне длин волн необходимо изменить и размер частиц a_0 , для которых будет проявляться эффект формирования струи.

Далее, большинство практических приложений требует получения фотонных потоков, имеющих субмикронные размеры, поэтому объектом наших исследований являлись именно микронные частицы, для которых данное условие выполняется. Выбор определенных значений показателя преломления n_a частиц, используемых в данной работе для иллюстрации эффекта, также определялся соображениями практики и известными экспериментальными данными.

Представленная классификация ФС, конечно, не является полной и единственно верной. Во-первых, был изучен хотя и обширный, но, по сути, один структурный тип частиц — непоглощающие градиентно-неоднородные диэлектрические сферы микронного размера. За пределами нашего внимания остались другие типы симметричных частиц, такие, как цилиндры [4], или, например, эллипсоиды [17]. Во-вторых, проведенная классификация является в большой степени качественной, основанной на визуальном исследовании и сравнении пространственных форм струй.

Представленный выше анализ форм ФС в принципе может быть расширен путем введения некоторого дополнительного количественного параметра, уточняющего характеристики каждого типа струй. В роли такого параметра может выступать, например, предложенный в [18] своеобразный критерий

качества ФС, который комбинирует в себе основные параметры струи: длину, ширину, интенсивность. Другим кандидатом может служить интегральный параметр для оценки эффективности концентрации световой энергии во всей зоне ближнего поля дифракции частицы, включая и область ФС, который был использован в [17]. Однако все это требует проведения дополнительных исследований.

Ниже мы более подробно обсудим вопросы, связанные с особенностями формирования фотонных струй от наиболее распространенных структурных типов диэлектрических сферических микрочастиц, а также проиллюстрируем ФС результатами выполненных авторами численных расчетов пространственной структуры полей.

Однородные частицы: нерезонансные ФС

На основании анализа известных в научной литературе данных, а также результатов численных расчетов, выполненных авторами статьи, установлено, что в однородных непоглощающих сферических частицах возможна реализация всех типов ФС. Основным параметром, влияющим на размерные и мощностные характеристики фотонных потоков, в данном случае является размер частицы. Вопрос о влиянии размера частиц a_0 , а также показателя преломления n_a на характеристики образующихся ФС подробно был рассмотрен в работе [16]. Для определенности, в дальнейшем *малыми* будем называть частицы, у которых полуширина ФС R остается ниже дифракционно обусловленной величины.

Согласно проведенным ранее расчетам [14] это условие выполняется для частиц размерами $a_0 \leq 3$ мкм при $\lambda = 0,532$ мкм или, точнее, до значений параметра дифракции частицы $x_a = 2\pi a_0/\lambda \leq 35$. Так, для малых частиц, как правило, формируются однородные струи с плавным изменением интенсивности в распределении поля в поперечном направлении (класс ФС КТ: Iа–IIб–IIIб). Для более крупных частиц конфигурация ФС заметно усложняется. Струя становится существенно неоднородной, разрывной по типу продольного распределения интенсивности, с явно выраженными боковыми лепестками, что соответствует в предлагаемой классификации форм ФС КТ: Iа–IIа–IIIа.

На рис. 2 в качестве примера представлены тоновые распределения относительной интенсивности оптического поля $B(y, z)$ в окрестности сфер с различной комбинацией параметров a_0 и n_a . Считалось, что частицы находятся в воздухе с показателем преломления $n_m = 1$. На каждом графике интенсивность нормирована на свое максимальное значение. Видно, что для частиц малого размера область внешнего максимума интенсивности оптического поля, т.е. фотонная струя, характеризуется плавным изменением своего уровня в продольном и поперечном направлениях (рис. 2, а), а также имеет характерную стреловидную форму, названную нами «кинжалным» типом ФС (рис. 2, б).

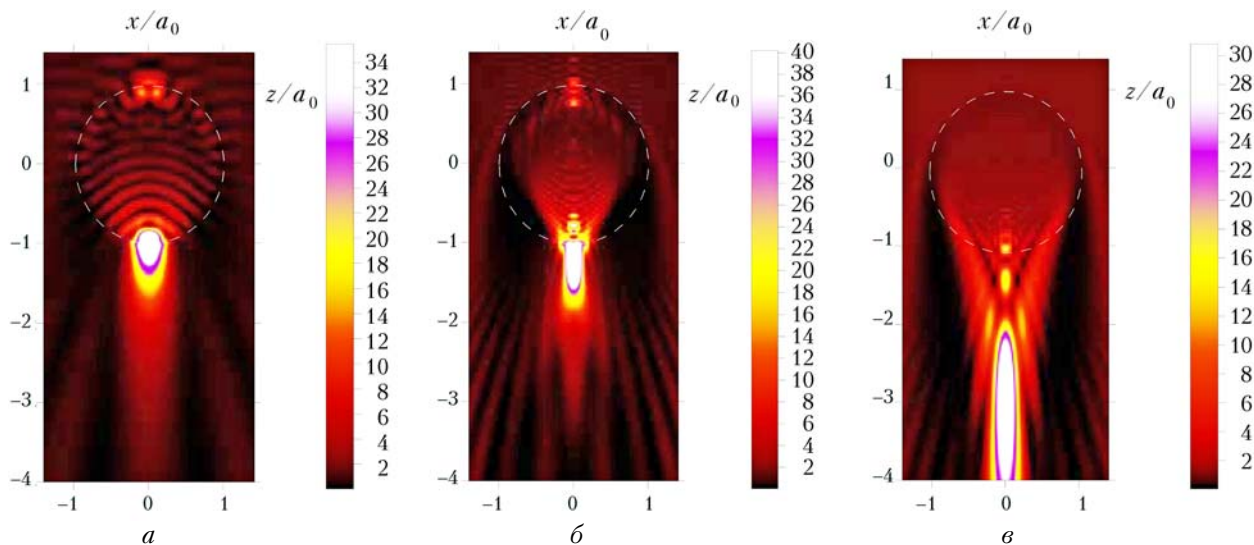


Рис. 2. Формы ФС в окрестности однородных сфер с $n_a = 1,5$ различного радиуса: $a_0 = 1$ (а), 3 мкм (б), класс ФС КТ: $Ib-IIb-IIIb$ и $n_a = 1,1$, $a_0 = 3$ мкм (в), класс ФС ФТ: $Ib-IIb-IIIb$. Излучение падает сверху

При увеличении радиуса частицы максимум интенсивности все дальше перемещается от поверхности. Аналогичный эффект наблюдается и при уменьшении параметра оптического контраста n_r , определяемого как отношение показателя преломления частицы n_a к показателю преломления окружающей среды n_m : $n_r = n_a/n_m$.

Конфигурация ФС при этом усложняется: она вытягивается вдоль падения излучения (в абсолютных единицах), возникает перетяжка в поперечном профиле интенсивности и появляются вторичные максимумы в продольном направлении.

Рис. 2, б, в наглядно иллюстрирует влияние показателя преломления n_a частицы на характеристики ФС. Напомним, что в теории Ми значимой является не сама величина показателя преломления частицы, а именно значение оптического контраста n_r . Для частиц с малым n_r (рис. 2, в) формируется фотонная струя классического «факельного» типа в отрыве от поверхности микрочастицы, характеризующаяся классом ФС ФТ: $Ib-IIb-IIIb$ (однородная неразрывная струя без боковых лепестков). Вариант распределения интенсивности, показанный на рис. 2, б, соответствует случаю реализации большего оптического контраста и представляет собой фотонную струю того же морфологического класса, только «кинжального» типа.

Повышение оптического контраста частицы по отношению к окружающей среде сопровождается, как было показано в работе [16], сокращением характерной длины и ростом пиковой интенсивности фотонной струи. Причиной этого является увеличение оптической силы линзы, в роли которой выступает сферическая частица для падающего на нее светового пучка. При увеличении параметра n_r центр перетяжки внешнего фокуса попадает сначала на поверхность частицы, а затем смещается внутрь ее. В последнем случае «вытекающий» из частицы фотонный поток имеет уже более низкую интенсивность, чем в фокальной перетяжке, однако

характеризуется более плавным уменьшением интенсивности с удалением от частицы, что формально выражается в некотором увеличении длины ФС.

Однородные частицы: резонансные ФС

Одним из важных случаев рассеяния световой волны на сферической частице является реализация резонансных условий для возбуждения ее собственных мод. Это означает, что определенным подбором соотношения между длиной волны излучения и радиусом микрочастицы можно селективно добиться возбуждения какого-либо одного пространственного типа электромагнитного колебания диэлектрической сферы. Уровень интенсивности *внутреннего поля* при этом становится существенно выше, чем в отсутствие резонанса поля, что оказывает определенное влияние и на характеристики *внешнего поля*, в области существования ФС [17].

Электромагнитное поле внутри сферической частицы, как известно, можно представить в виде разложения по двум семействам собственных колебаний: ТЕ- и ТМ-волн. Колебания ТЕ- и ТМ-типов имеют и разные пространственные распределения. Так, ТМ-волны преимущественно локализованы в плоскости поляризации падающей волны, а ТЕ-волны — в ортогональной плоскости. В результате интерференции этих двух семейств волн формируется картина поля рассеяния. При резонансе резкое усиление получает один определенный тип собственных колебаний, поэтому пространственная конфигурация внутреннего поля частицы определяется уже типом возбуждаемой резонансной моды. Оптическое поле внутри частицы сосредоточивается в узком кольцевом слое вблизи ее поверхности, формируя так называемую моду «шепчущей галереи» (МШГ) [19].

Для характеристики МШГ диэлектрической сферы обычно пользуются следующей системой обо-

значений: $TE(TM)_n^l$, где указан тип моды и два индекса — номер моды n и ее порядок l . Собственные резонансы отличаются не только типом, но и добротностью Q , показывающей, насколько эффективно происходит аккумуляция световой энергии в моде.

Существует общая тенденция к росту добротности резонанса с увеличением номера моды и снижением ее порядка [20]. В радиальном направлении интенсивность МШГ может иметь несколько выраженных максимумов или колец, количество которых определяется порядком резонанса.

Как оказалось, величина добротности резонансно возбужденной моды играет значительную роль в формировании внешнего фотонного потока, поскольку именно данный параметр Q характеризует степень концентрации оптического поля в ФС. За счет подъема приповерхностной интенсивности струя как бы «прилипает» к частице, меняя свой тип с «факельного» в отсутствие резонанса на «кинжальный» при резонансе. Данное условие реализуется для высокодобротных мод шепчущей галереи со значениями $Q > 10^3$. Возбуждение же резонансов с низкой добротностью не приводит к изменению типа ФС. Протяженность и средняя полуширина струи остаются практически такими же, как и в нерезонансном случае, составляя соответственно $L \sim 4\lambda$ и $R \sim \lambda/2$. Единственное заметное отличие фотонных струй друг от друга связано с их интенсивностью: резонансная ФС характеризуется более протяженной областью, где реализуются высокие значения относительной интенсивности, простираясь от поверхности частицы на четверть ее радиуса.

В качестве примера на рис. 3 представлены двумерные распределения относительной интенсивности оптического поля в главном сечении водных

капель радиусом $a_0 = 2,9708$ мкм, являющимся резонансным для возбуждения TE_{41}^2 -моды (см. рис. 2, а), радиусом $a_0 = 2,4600441$ мкм и добротностью $Q = 4 \cdot 10^4$, когда реализуется TM_{38}^1 -резонанс с добротностью моды $Q = 2 \cdot 10^7$ (см. рис. 2, б), и при расстройке от резонанса (см. рис. 2, в). В последнем случае $a_0 = 2,96$ мкм. Как видно, в условиях резонансного возбуждения МШГ оптическое поле внутри частицы меняет свою пространственную конфигурацию, приобретая вид, характерный для поля единичной (выделенной) собственной моды. При этом снаружи частицы, непосредственно у поверхности, будет происходить подъем интенсивности оптического поля за счет «вытекания» этой возбужденной моды через прозрачную границу раздела. Чем ниже порядок резонанса поля l , тем выше будет этот подъем.

Однако в целом при резонансе пространственная форма ФС существенно не изменяется. Рост приповерхностной интенсивности может серьезно повлиять только на тип формируемой ФС, вызывая «прилипание» фотонного потока к поверхности микрочастицы и меняя его с «факельного» в отсутствие резонанса на «кинжальный» при резонансе. Такая смена типов характерна для резонансного возбуждения высокодобротных МШГ с типичными значениями $Q > 10^3$. Возбуждение резонансов с низкой добротностью не меняет типа ФС. Более того, расчеты показывают, что протяженность и средняя полуширина струи остаются практически такими же, как и в нерезонансном случае. Отмеченный в [7] эффект сужения фотонной струи существует только в непосредственной близости от поверхности частицы, на расстояниях порядка четверти длины волны излучения, а затем происходит уширение ФС до «нормальных» размеров.

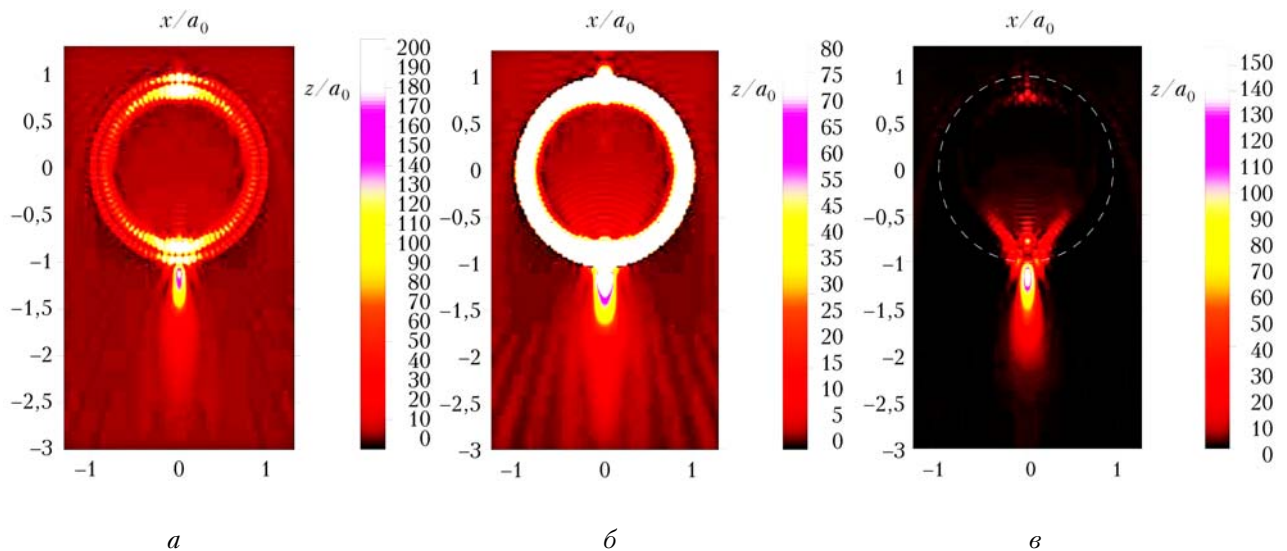


Рис. 3. ФС при резонансе МШГ в водной капле: TE_{41}^2 , класс ФС ФТ: $Ib-IIb-IIIa$ (а), TM_{38}^1 , класс ФС КТ: $Ib-IIb-IIIa$ (б), а также при нерезонансном возбуждении частицы с $a_0 = 2,96$ мкм, класс ФС ФТ: $Ib-IIb-IIIa$ (в).

Излучение падает сверху

Следуя предлагаемой классификации, можно сказать, что при резонансе для представленных на рис. 3, *a, б* ситуаций формируются однородные неразрывные ФС со слабо выраженными боковыми лепестками, представляющими морфологический класс ФС ФТ: *Ib–IIb–IIIa* и КТ: *Ib–IIb–IIIa* соответственно.

Радиально-неоднородные многослойные сферические частицы

Такие микрочастицы, различающиеся типом изменения оптического контраста соседних оболочек, представляют собой достаточно широкий класс объектов исследования. Первые исследования ФС от диэлектрических частиц, состоящих из 5 и более concentрических слоев, были представлены в [18, 21]. Показатель преломления n_a каждого слоя изменялся от оптически более плотного ядра к менее плотной внешней оболочке. Было отмечено, что подобное радиально-ступенчатое изменение n_a при определенных условиях позволяет в несколько раз увеличить протяженность ФС. Однако своеобразной платой за это удлинение явились уширение фотонного потока в поперечном направлении и снижение его интенсивности.

В работе [22] на основе численных расчетов, выполненных в рамках теории Ми, модифицированной для случая рассеяния излучения на многослойных сферах, были исследованы продольный

и поперечный размеры, а также пиковая интенсивность ФС от непоглощающих диэлектрических многослойных микросфер различного размера, находящихся в воздухе. Расчеты были проведены для композитной частицы, представляющей собой ядро радиусом a_c , и четырех concentрических слоев равной толщины h и радиусами a_s ($s = 0 \dots N$). Коэффициенты преломления ядра и внешней оболочки всегда оставались фиксированными: $n_0 = 1,5$, $n_N = 1,1$.

Были рассмотрены три основных структурных типа частиц, отличающихся изменением показателя преломления при переходе от оптически «плотного» ядра (n_0) к оптически менее плотной внешней оболочке ($n_N < n_0$). Для удобства задания характера изменения показателя преломления каждого слоя была введена следующая функциональная зависимость: $n_s/n_0 = (n_N/n_0)^{(s/N)^g}$, где s – номер слоя, а безразмерный параметр g ($g > 0$) задает различный тип изменения послойного оптического контраста: $\gamma_s = n_s/n_{s+1}$. Таким образом, если $g < 1$, то имеем частицы 1-го структурного типа с плавным снижением показателя преломления между соседними оболочечными слоями и соответствующей «вогнутой» радиальной зависимостью оптического контраста (рис. 4, *a*).

Частицы 2-го типа, наоборот, характеризуются нарастающим к периферии контрастом ($g > 1$) – так называемый «выпуклый» тип контраста (рис. 4, *б*), а частицы 3-го типа отличаются постоянным межслойным оптическим контрастом ($g = 1$) (рис. 4, *в*).

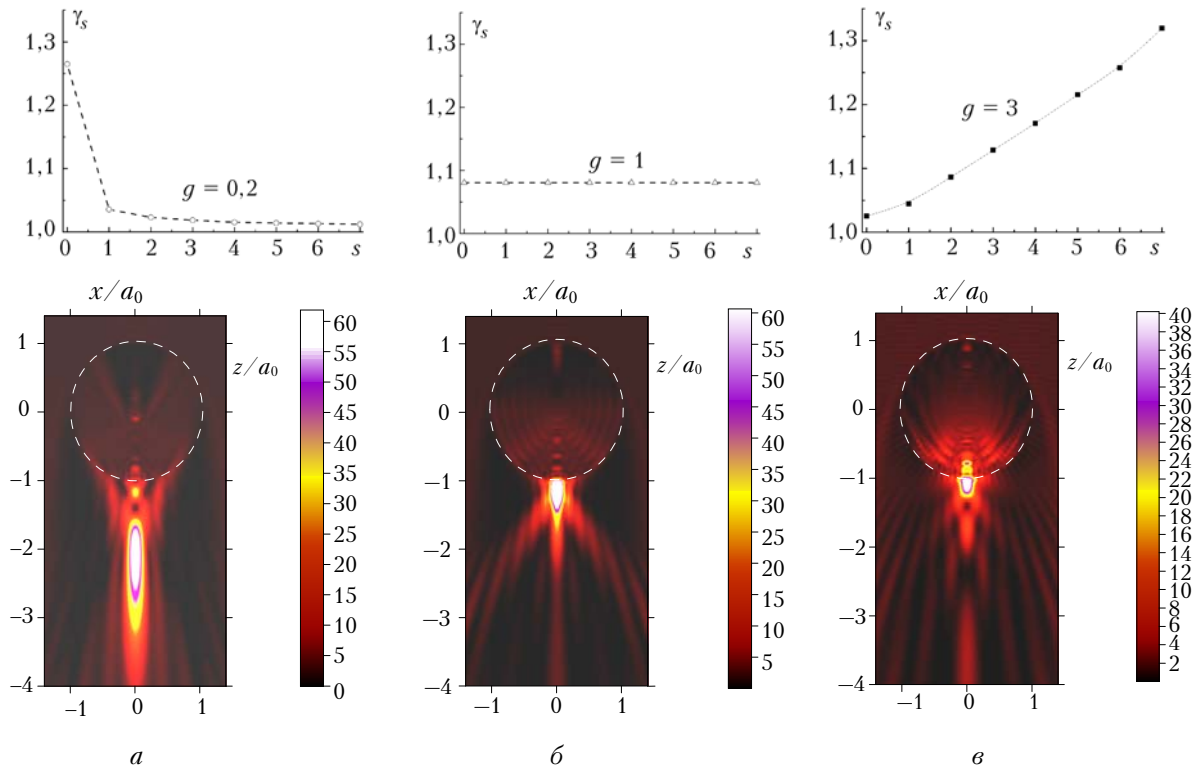


Рис. 4. ФС от семислойных сферических частиц радиусом $a_0 = 3$ мкм с различным типом изменения оптического контраста оболочек: $g = 0,2$ (структурный тип 1), класс ФС ФТ: *Ib–IIb–IIIb* (*a*), $g = 1$ (структурный тип 3), класс ФС КТ: *Ib–IIb–IIIa* (*б*) и $g = 3$ (структурный тип 2), класс ФС КТ: *Ia–IIa–IIIa* (*в*)

На рис. 4 также показано пространственное распределение интенсивности оптического поля около модельных семислойных частиц различного структурного типа. Рассмотрим особенности морфологии ФС от таких частиц подробнее.

Структурный тип 1 дает протяженную и слабо интенсивную ФС с характерной длиной порядка 10λ , по форме подобную струе от однородных частиц с показателем преломления n_a , равным показателю преломления внешней оболочки: $n_a \approx n_N$. Это — однородная неразрывная струя «факельного» типа с отрывом от поверхности, т.е. морфологический класс ФС ФТ: $Ib-IIb-IIIb$. Фактически для частиц подобного структурного типа происходит увеличение суммарной толщины внешней, менее оптически плотной оболочки относительно размера более плотного ядра.

Для «выпуклого» типа оптического контраста (структурный тип 2) фотонной струи как таковой практически не образуется, а у теневой поверхности частицы формируется «сгусток» поля шарообразной формы (рис. 4, в). При этом его пиковая интенсивность в несколько раз превышает максимум интенсивности ФС от частиц предыдущего типа, а продольный и поперечный размеры составляют около 2λ . Можно сказать, что для таких частиц основную роль в трансформации фотонного потока будет играть именно ядро и при $g \gg 1$ многослойная частица по своим оптическим свойствам приближается к однородной частице большего размера a_0 , чем радиус ядра ($a_0 > a_c$), и с показателем преломления $n_a = n_0$. Такие фотонные струи попадают в морфологический класс ФС КТ: $Ia-IIa-IIIa$ «кинжального» типа.

Конфигурация ФС от частиц структурного состава 3-го типа ($g = 1$) с линейной вариацией показателя преломления от слоя к слою сочетает в себе черты обоих рассмотренных выше случаев. Здесь присутствуют зона высокой интенсивности поля вблизи задней полусферы, несколько более обширная, но менее интенсивная, чем для частиц типа 2, а также достаточно протяженный «хвост», в котором значения относительной интенсивности держатся на уровне $B \approx 10$ (рис. 4, б). Именно при этом структурном типе частицы достигается наименьшая (из рассмотренных вариантов) поперечная ширина фотонного потока, не превышающая длины волны падающего излучения. Около частиц 3-го типа, как правило, формируются однородные разрывные развитые ФС «кинжального» типа (класс ФС КТ: $Ib-IIb-IIIa$).

Первый структурный тип частиц интересен прежде всего тем, что формирующийся в зоне их ближнего поля фотонный поток имеет аномально большую протяженность, однако является при этом мало интенсивным и широким (*сверхдифракционным*) в поперечном направлении. Если идти по пути повышения величины B , то оптимальные параметры ФС реализуются для частиц с радиальным изменением показателя преломления, близким к линейной зависимости ($g \approx 1-1,5$), т.е. для час-

тиц 3-го типа. Интенсивность ФС при этом становится максимальной, а полуширина струи сохраняет *субдифракционный* размер.

С увеличением внешнего диаметра многослойных частиц 1-го типа характерные длина и ширина фотонного потока практически не изменяются и зависят только от значения структурного параметра g [22]. Наоборот, фотонные струи от частиц 2-го типа обнаруживают сильную зависимость своих параметров от размера родительских сфер, но лишь слабо варьируют при изменении g , стабилизируясь на некотором уровне в зависимости от a_0 . При этом интенсивность фотонного потока от частицы повышается, а его длина и ширина увеличиваются. Кроме того, сама продольная структура ФС становится более сложной.

Помимо основного максимума интенсивности, расположенного у поверхности частицы, в радиальном направлении на расстоянии порядка длины волны возникает вторичный сгусток поля — «световая пуля», которая хотя и менее интенсивна ($B \sim 10$), чем первичная ФС, однако ее длина и удаленность от поверхности могут быть весьма значительными [22]. Общая протяженность такой комбинированной фотонной струи существенно увеличивается, что может явиться принципиальным при реализации разного рода практических приложений.

Таким образом, для радиально-неоднородных многослойных сферических микрочастиц форма и мощностные характеристики ФС определяются, главным образом, типом изменения оптического контраста соседних оболочек. Частицы с постоянным межслойным оптическим контрастом являются базовым случаем формирования высокоинтенсивных протяженных и при этом пространственно локализованных струй «кинжального» типа и класса ФС КТ: $Ib-IIb-IIIa$. Для частиц иного структурного типа, например с плавным снижением показателя преломления между соседними оболочечными слоями, соответствующим «вогнутой» радиальной зависимости оптического контраста или, наоборот, с нарастающим параметром межслойного оптического контраста от ядра к крайней оболочке («выпуклый» тип), морфологический класс фотонных струй меняется. Так, в первом случае он соответствует классу ФС ФТ: $Ib-IIb-IIIb$, а во втором — классу ФС КТ: $Ia-IIa-IIIa$.

Заключение

Рассмотренные выше примеры дифракционных структур в форме фотонного потока, образующиеся в области ближней зоны рассеяния светового излучения на диэлектрических однородных и радиально-неоднородных сферических частицах микронных размеров, указывают на различие пространственных форм ФС. Систематизация полученных авторами результатов позволила провести примерную классификацию пространственных форм фотонных струй с выделением их основных типов. В основе предлагаемой классификации лежит пространственная удаленность максимума возникающего фотонного

потока от поверхности родительской микросферы, приводящая к «кинжальной» или «факельной» формам струи. Каждый морфологический тип имеет сопутствующие признаки, такие как образование вторичных сгустков поля, наличие боковых лепестков, а также характер изменения ширины струи при удалении от частицы. Положительным эффектом такого разбиения ФС на классы является облегчение подбора струй определенного морфологического типа, удовлетворяющих конкретным экспериментальным требованиям, без необходимости выполнения численных расчетов.

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

1. Barton J.P., Alexander D.K., Schaub S.A. Internal and near-surface electromagnetic fields for a spherical particle irradiated by a focused laser beam // *J. Appl. Phys.* 1988. V. 64, N 4. P. 1632–1639.
2. 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.
3. Astratov V.N., Darafsheh A., Kerr M.D., Allen K.W., Fried N.M., Antoszyk A.N., Ying H.S. Photonic nanojets for laser surgery // *SPIE Newsroom.* 2010. 10.1117/2.1201002.002578.
4. Cui X., Erni D., Hafner C. Optical forces on metallic nanoparticles induced by a photonic nanojet // *Opt. Express.* 2008. V. 16, is. 18. P. 13560–13568.
5. Kong S.-C., Sahakian A.V., Heifetz A., Taflove A., Backman V. Robust detection of deeply subwavelength pits in simulated optical data-storage disks using photonic jets // *Appl. Phys. Lett.* 2008. V. 92, is. 21. 211102.
6. Utzinger U., Richards-Kortum R.R. Fiber optic probes for biomedical optical spectroscopy // *J. Biomed. Opt.* 2003. V. 8, N 1. P. 121–147.
7. 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, N 25. P. 17334–17342.
8. 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.
9. Itagi A.V., Challener W.A. Optics of photonic nanojets // *J. Opt. Soc. Amer. A.* 2005. V. 22, N 12. P. 2847–2858.
10. Lecler S., Takakura Y., Meyrueis P. Properties of a three-dimensional photonic jet // *Opt. Lett.* 2005. V. 30, N 19. P. 2641–2643.
11. Heifetz A., Huang K., Sahakian A.V., Li X., Taflove A., Backman V. Experimental confirmation of backscattering enhancement induced by a photonic jet // *Appl. Phys. Lett.* 2006. V. 89, N 22. 2006. 221118.
12. 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.
13. Wu W., Katsnelson A., Memis O.G., Mohseni H. A deep sub-wavelength process for the formation of highly uniform arrays of nanoholes and nanopillars // *Nanotechnology.* 2007. V. 8. 485302.
14. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 662 с.
15. Xu H. Multilayered metal core-shell nanostructures for inducing a large and tunable local optical field // *Phys. Rev. B.* 2005. V. 75. 073405.
16. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Панина Е.К. Особенности формирования фотонной наноструи от многослойных сферических микрочастиц // *Оптика атмосф. и океана.* 2011. Т. 24, № 7. P. 617–622.
17. Mendes M.J., Tobias I., Marti A., Luque A. Light concentration in the near-field of dielectric spheroidal particles with mesoscopic sizes // *Opt. Express.* 2011. V. 19, N 17. P. 16207–16222.
18. 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.
19. Barber P.W., Hill S.C. Light scattering by particles. Singapore: World Scientific, 1990. 455 p.
20. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Зуев В.Е., Кабанов А.М., Погодаев В.А. Нелинейная оптика атмосферного аэрозоля. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 259 с.
21. Ruiz C.M., Simpson J.J. Detection of embedded ultra-subwavelength-thin dielectric features using elongated photonic nanojets // *Opt. Express.* 2010. V. 18, N 16. P. 16805–16812.
22. Geints Yu.E., Panina E.K., Zemlyanov A.A. A photonic nanojet calculations in layered radially-inhomogeneous micrometer-sized spherical particles // *J. Opt. Soc. Amer. B.* 2011. V. 28, N 8. P. 1825–1830.

Yu.E. Geints, E.K. Panina, A.A. Zemlyanov. Comparative analysis of spatial shapes of photonic jets from spherical dielectric micro-particles.

A photonic jet represents a specific spatially-localized region in near field of optical radiation scattering by a micron-size particle. The spatial shape and basic characteristics of photonic jets depend on internal structure and size of microparticles. Qualitative classification of morphological types of photonic jets formed in vicinity of shadow surface of micron size dielectric spherical particles are presented. The classification is based on analysis of their spatial shape with taking into consideration of dimensional and power characteristics of the jets. Particles with homogeneous and radially-inhomogeneous type of changing the refractive index are investigated.