

## Временная динамика «фотонной струи» от диэлектрической микрочастицы при облучении лазерным импульсом

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 22.08.2012 г.

Рассмотрены переходные характеристики ближнего поля дифракции световой волны на сферических диэлектрических частицах микронного размера в условиях импульсного облучения. Теоретически исследована пространственная область фотонной струи, и проведен анализ временной динамики ее размера, а также пиковой интенсивности. Установлено, что сценарий развития фотонной струи в общем случае включает в себя нерезонансную и резонансную временные фазы, на каждой из которых струя может изменять свою пространственную форму и интенсивность.

*Ключевые слова:* диэлектрическая микросфера, «фотонная струя», нестационарное рассеяние света, резонансы оптического поля; *dielectric microsphere, «photonic jet», time-dependent scattering, resonances of the optical field.*

### Введение

Термин «фотонная струя» (ФС), или «фотонная нано-струя» (в англоязычной литературе — *photonic nanojet*), в последнее время традиционно используется при описании специфической пространственно локализованной и высокоинтенсивной области ближнего поля рассеяния световой волны на диэлектрических частицах микронных размеров. Начало исследованиям ФС от частиц положила теоретическая работа [1], авторы которой впервые обратили внимание на то, что при рассеянии видимого света на прозрачном кварцевом микроцилиндре в области его геометрической тени формируется узконаправленная световая струя. Эта струя имеет субдифракционный поперечный размер (меньший полуволны) и существует практически без изменения формы на расстоянии, составляющем несколько длин волн излучения в среде. Однако наибольший интерес вызвало то, что ФС обладает высокой интенсивностью и чувствительностью к малым возмущениям как полевой, так и материальной природы. Например, внесение в область ФС наночастицы приводит к заметным возмущениям сигнала обратного рассеяния самой микрочастицы [2], что позволяет конструировать на базе феномена ФС сенсоров высокого пространственного разрешения (нанометровый масштаб) [3]. В литературе отмечается также ряд других возможных практических приложений ФС, таких как хирургический «оптический скальпель» [4], «оптический пинцет» для

манипулирования нанообъектами [5], концепт устройства оптического хранения данных с ультравысокой плотностью записи [6] и, наконец, технология нанолитографии фотосенсоров [7]. Достаточно полный обзор работ, посвященных теоретическим и экспериментальным исследованиям эффекта ФС, можно найти в недавнем обзоре [8].

Следует понимать, что, несмотря на свое название — «фотонная» струя, эта волновая структура никак не связана с квантовой природой излучения. ФС есть не что иное, как область внешнего фокуса дифрагировавшей на прозрачной частице световой волны. В случае если радиус частицы и длина волны излучения имеют один порядок величины, эта пространственная область приобретает параметры (соотношения между длиной и шириной фокальной перетяжки), нехарактерные для традиционной собирающей линзы. Область фокусировки света микронной частицей аномально вытягивается вдоль направления падения излучения, приобретая форму световой струи (отсюда и название), сохраняя при этом достаточно узкий, в ряде случаев субволновой, размер в поперечном направлении. Таким образом, на формирование ФС от микрочастицы оказывают существенное влияние дифракционные эффекты при рассеянии излучения и, прежде всего, интерференция прошедшей частицу и преломленной ею волн.

Как правило, классическим вариантом формирования ФС является облучение диэлектрической микросферы непрерывным излучением. Это обуславливает применение таких стационарных полевых структур теории Ми при численном моделировании. Вместе с тем в последнее время как в оптических технологиях, так и в биомедицине возрос

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

практический интерес к лазерным системам, генерирующим импульсы ультракороткого излучения. Такое излучение привлекательно тем, что при малой энергетике в импульсе становится возможным реализовать экстремально высокие значения пиковой интенсивности. В качестве примера можно упомянуть работу [9], в которой экспериментально продемонстрировано использование для перфорации клеточных мембран фотонной струи, создаваемой микронными полистироловыми сферами при их облучении фемтосекундным импульсом основной гармоники Ti:sapphire-лазера. Отмечено, что предложенная технология фемтосекундной оптической перфорации, в отличие от существующей методики с использованием золотых наночастиц, не приводит к смерти живой клетки.

Вместе с тем при достаточно малой длительности лазерного импульса может возникнуть ситуация, когда характерные времена установления оптических полей в частице и вне ее окажутся сравнимыми с длительностью самого импульса падающего излучения и при моделировании данного процесса возникает необходимость учета нестационарных фаз его развития. Нестационарность рассеяния проявляется во временном искажении профиля рассеянного излучения и затягивании его заднего фронта [10, 11]. На спектральном языке процесс рассеяния широкополосного оптического сигнала, которым является ультракороткий импульс, приобретает резонансный характер, когда во внутреннем оптическом поле частицы возбуждаются высокочастотные собственные колебательные моды, так называемые моды «шепчущей галереи» (ШГ). Эти моды имеют большое отношение длительности лазерного импульса времени жизни и задерживают падающее излучение внутри частицы [12], что и приводит к указанным особенностям в процесс светорассеяния.

В настоящей статье мы теоретически рассмотрим временную динамику ФС, возникающей при рассеянии ультракороткого лазерного излучения на прозрачной сферической микрочастице. С помощью численного моделирования на основе нестационарной теории Ми будет исследована эволюция пространственной формы струи и ее основных характеристик.

Перед началом изложения теоретической модели и обсуждения результатов моделирования сделаем ряд замечаний. Ниже будет рассматриваться линейное рассеяние лазерного импульса на кварцевой микросфере микронных размеров, что накладывает определенные ограничения на энергетические параметры падающего излучения, чтобы не допустить проявления оптической нелинейности материала. Наиболее сильными нелинейно-оптическими эффектами в сплошном диэлектрике типа кварца являются керровская самофокусировка и оптический пробой. В ближнем ИК-диапазоне длин волн энергетический порог разрушения кварца оптическим излучением составляет порядка 0,1–0,3 мкДж, в то время как пороговая мощность самофокусировки находится на уровне ~ 2МВт [13].

Ввиду отсутствия в литературе аналогичных данных для видимого диапазона, мы примем эти величины за основу для приближенной оценки порогов. Тогда для исследуемой в дальнейшем ситуации облучения частицы радиусом  $a_0 = 2$  мкм лазерным импульсом с несущей длиной волны  $\lambda_0 = 0,4$  мкм и длительностью  $t_p = 10$  фс получаем, что пиковая интенсивность не должна превышать  $I_0 \sim 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>. Более того, с учетом эффекта внутренней фокусировки оптического поля поверхностью частицы, как будет видно ниже, эта величина должна быть снижена еще примерно на 3 порядка, и, значит, условие отсутствия нелинейных эффектов при дифракции импульса на кварцевой частице будет следующим:  $I_0 < 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Кроме влияния нелинейности при рассеянии ультракороткого излучения на частицах может быть важным учет частотной дисперсии их материала, проявляющейся в виде зависимости линейного коэффициента преломления  $n$  от длины волны падающего излучения. Это приводит к изменению оптической фокусирующей силы частицы, пропорциональной произведению  $n(\lambda)a_0$ .

Оценки частотной дисперсии плавленого кварца, выполненные по формуле Зельмейера [14], показали, что для лазерного импульса длительностью  $t_p = 10$  фс и несущей длиной волны  $\lambda_0 = 0,4$  мкм соответствующая вариация показателя преломления кварца  $n = 1,4650 \div 1,4816$ . Таким образом, это позволяет при проведении расчетов не принимать во внимание дисперсионные свойства материала частиц.

Для исследования временной эволюции оптического поля импульса при дифракции на частице была использована нестационарная теория Ми [10], являющаяся комбинацией спектрального метода Фурье и стационарной теорией Ми [15]. Исходная нестационарная задача дифракции широкополосного излучения в этом случае сводится к стационарной задаче рассеяния на сферической частице набора монохроматических Фурье-гармоник. Рассеивающие свойства частицы характеризуются так называемой функцией спектрального отклика  $\mathbf{E}_s(\mathbf{r}; \omega)$ , представляющей собой традиционные ряды Ми, записанные для всех частот  $\omega$  из спектра исходного импульса в каждой точке пространства  $\mathbf{r}$ . Подробное описание использованной методики и некоторые примеры ее численной реализации приведены, например, в [10, 12]. Здесь же мы выпишем только финальное выражение для зависящего от времени электрического поля рассеянной волны.

В рамках рассматриваемого подхода нестационарное поле записывается в виде интеграла свертки от частотного спектра исходного лазерного импульса  $G(\omega)$  и функции спектрального отклика частицы  $\mathbf{E}_s(\mathbf{r}; \omega)$ :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}; \tau) = E_0 \{G(\omega - \omega_0) * \mathbf{E}_s(\mathbf{r}; \omega)\}.$$

Здесь символом «\*» обозначен оператор свертки в пространстве частот;  $E_0$  — действительная амплитуда поля падающей волны;  $\tau = t - (z + a_0)n/c -$

запаздывающее время;  $c$  — скорость света в вакууме. Считается, что диэлектрическая сферическая частица радиусом  $a_0$  расположена в начале координат, а рассеивающийся на ней лазерный импульс распространяется вдоль положительного направления оси  $z$ .

На рис. 1–3 представлена динамика формирования ФС в окрестности кварцевой сферы радиусом  $a_0 = 2,2$  мкм, находящейся в воздухе, при облучении ее лазерным импульсом с длительностью 10 фс и несущей длиной волны 0,4 мкм. Спектральный отклик частицы  $S(\lambda) = |\mathbf{E}_s(\mathbf{r}_m, \lambda)|^2$ , вычисленный в точке максимума интенсивности внутреннего поля  $\mathbf{r}_m$ , в окрестности  $\lambda_0$  приведен на рис. 1.

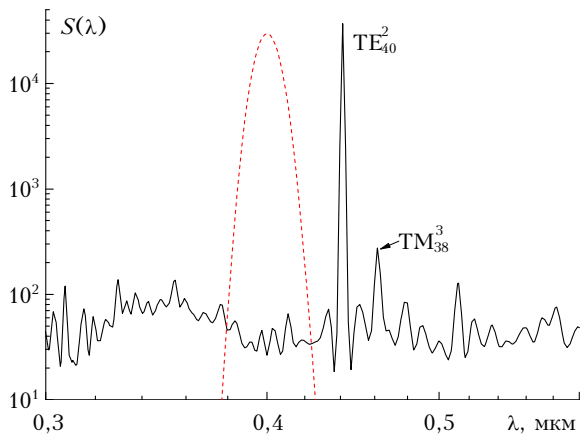


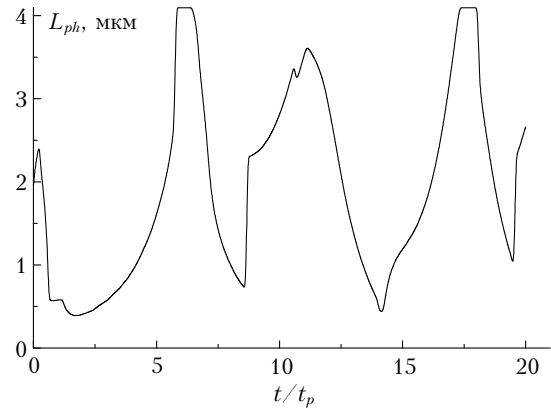
Рис. 1. Спектральный отклик кварцевой сферы с  $a_0 = 2,2$  мкм. Пунктир — контур исходного лазерного импульса

Три графика на рис. 2 показывают временное поведение основных характеристик струи.

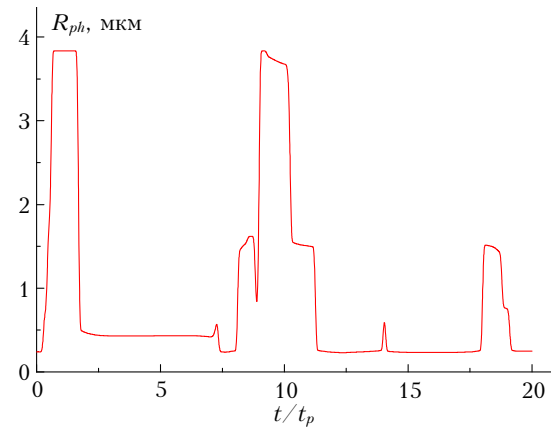
Серия тоновых изображений на рис. 3 дает распределение относительной интенсивности излучения  $B(x, z) = |\mathbf{E}(x, z)|^2 / E_0^2$  непосредственно в зоне ФС в некоторые выбранные моменты времени.

Направление падения излучения сверху вниз. Фактор  $B$  на двумерных распределениях нормирован на свое максимальное значение  $B_{\max}$ , реализующееся в данный момент времени, которое представлено цифрами на изображениях.

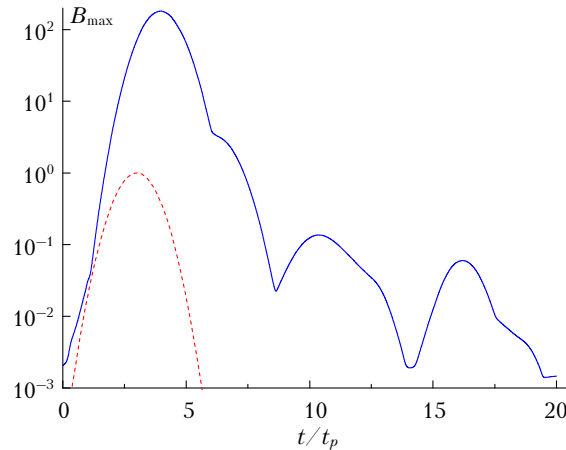
Рассмотрим временное поведение пиковой интенсивности ФС более подробно. Прежде всего, обратимся к спектральному отклику частицы на рис. 1, на котором также показан контур исходного лазерного импульса (в условных единицах). Видно, что функция  $S(\lambda)$  в пределах основной энергетической части спектрального контура импульса изменяется незначительно и, следовательно, временной ход интенсивности в зоне ФС должен быть близок к временному профилю падающего излучения. Это подтверждает график на рис. 2, в, где построены зависимость  $B_{\max}(t)$  в струе и профиль  $I_0(t)$ . Как видно, вплоть до момента времени  $t < 6t_p$  это подобию выполняется достаточно точно с учетом временного сдвига, обусловленного пространственной удаленностью ФС от освещенной поверхности частицы.



а



б



в

Рис. 2. Параметры ФС в зависимости от времени: а — длина  $L_{ph}$ ; б — полуширина  $R_{ph}$ ; в — пиковая интенсивность  $B_{\max}$ . Пунктир — временной профиль лазерного импульса

Вместе с тем в спектральном отклике частицы виден также контур  $TE_{40}^2$  собственной (резонансной) моды с центром при  $\lambda_r = 0,4412$  мкм, полушириной порядка 0,001 мкм и добротностью  $Q \approx 4800$ . Несмотря на то что по оценкам в данную моду попадает примерно 0,1% полной энергии импульса, возбуждение этого резонанса происходит, что заметно сказывается на динамике интенсивности поля в области ФС.

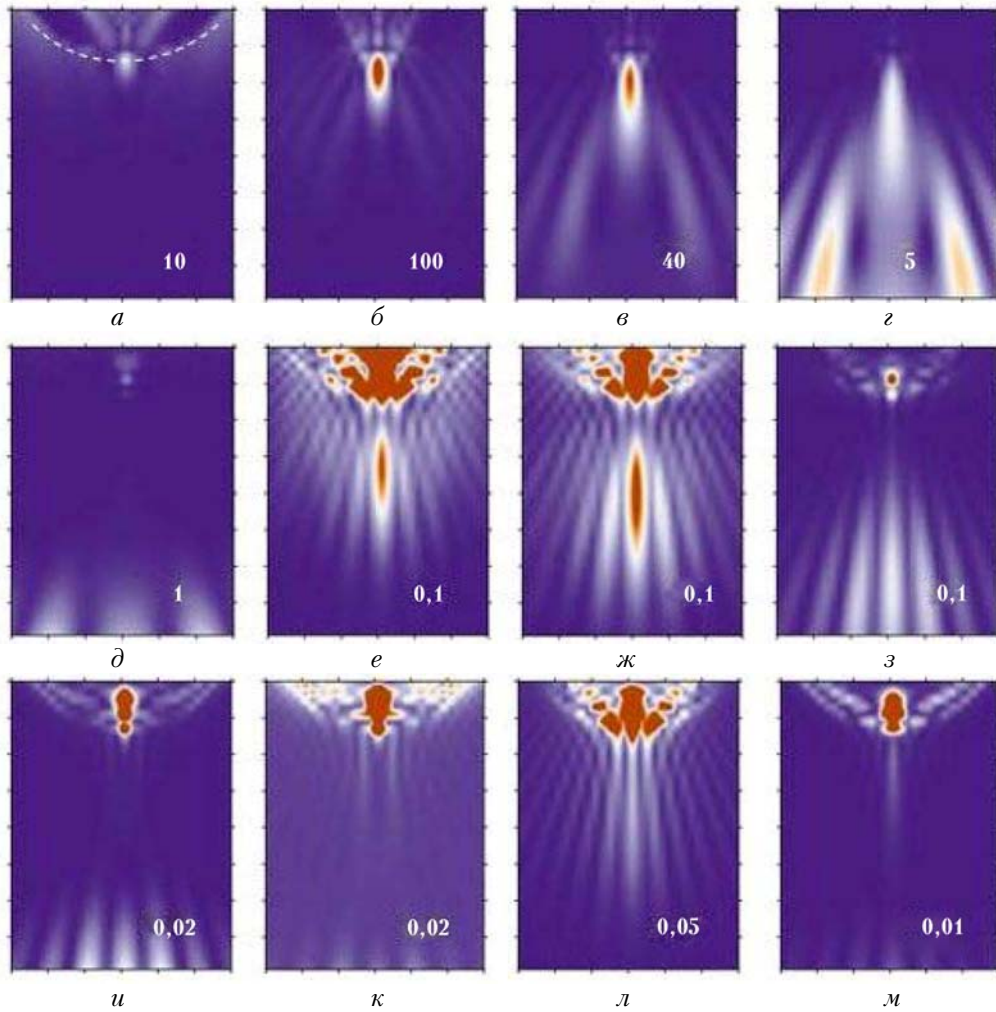


Рис. 3. Распределение нормированной интенсивности  $B/B_{\max}$  в области ФС в различные моменты времени:  $t/t_p = 2$  (а); 4 (б); 5 (в); 6 (г); 7,7 (д); 9,7 (е); 10,6 (ж); 12 (з); 13,3 (и); 14 (к); 16,5 (л); 19,5 (м). Штрих – поверхность частицы

Действительно, на рис. 2, в после главного максимума фотонной струи, образованного фокусировкой проходящего лазерного импульса частицей, видны следующие за ним пульсации интенсивности. Эти пульсации происходят в более поздние моменты времени, когда основной импульс уже покинул частицу, и имеют экспоненциально снижающуюся амплитуду. Другими словами, после первичной основной ФС частица «выдает» еще несколько последующих и менее интенсивных фотонных струй, что связано с задержкой оптического поля импульса в возбуждающихся высокодобротных собственных модах частицы. Поскольку после прохождения основного импульса высвечиваются именно собственные моды, то и частотные характеристики вторичных ФС наследуют спектральные параметры поля этих мод, в частности могут быть смещены по частоте относительно  $\lambda_0$ .

Временной период пульсаций, как видно, составляет порядка 50 фс. С учетом того что возбужденную собственную моду частицы можно представить результатом суперпозиции двух волн, распростра-

няющихся навстречу друг другу вдоль внутренней поверхности частицы [12], период пульсаций примерно соответствует времени, за которое световая волна преодолет длину окружности частицы. Можно отметить также биения интенсивности, что, вероятно, связано с возбуждением еще одной существенно менее добротной резонансной моды  $TM_{38}^3$ , также отмеченной на рис. 1.

Таким образом, подчеркнем, что при рассеянии на частице импульсного излучения интенсивность оптического поля в области ФС может иметь пульсирующий во времени характер. Амплитуда и частота этих пульсаций определяются параметрами собственных резонансов частицы, возбуждающихся лазерным импульсом, а также удаленностью этих резонансов от центральной частоты падающего излучения.

Теперь проанализируем временную динамику пространственной формы ФС. Для этого рассмотрим приведенные на рис. 3 двумерные распределения интенсивности поля в окрестности теневой поверхности частицы. Каждый кадр показывает пространственную

область размером  $5,5 \times 4$  мкм, вырезанную в экваториальном сечении частицы в плоскости поляризации ТЕ-резонансной моды в определенный момент времени. Для удобства восприятия все изображения сгруппированы в три ряда по четыре кадра, причем в каждом ряду представлены профили интенсивности, вычисленные в интервале времени, соответствующем времени существования определенной пульсации интенсивности поля ФС (см. рис. 2, в).

Как видно (см. рис. 3, а–в), первоначально у задней поверхности частицы (показана штрихом) формируется ФС классической формы, названной в [16] струей «кинжального» типа с невыраженными боковыми максимумами интенсивности. Характерным признаком этого типа струй является то, что максимум их интенсивности располагается в непосредственной близости поверхности родительской частицы и, таким образом, ФС как бы «прилипает» к ее поверхности. Интенсивность ФС нарастает во времени, достигая величины  $B_{\max} = 120$  при  $t \approx 6t_p$ , также происходит и удлинение струи до максимального значения  $L_{ph} \approx 10\lambda_0$  (см. рис. 2, а). Полуширина ФС, измеренная в максимуме интенсивности по уровню  $e^{-2}$ , при этом стабильно держится на уровне  $R_{ph} \approx 0,8\lambda_0$ . Такая пространственная форма и параметры области фокусировки поля соответствуют ФС, сформированной в стационарном случае [17, 18].

Однако к концу исходного импульса излучения, т.е. примерно при  $t > 6t_p$  (см. рис. 3, з, д), фотонная струя как пространственно локализованная структура практически исчезает ( $R_{ph} \gg \lambda_0$ ,  $L_{ph} \sim \lambda_0$ ) и остаются видными только уходящие от частицы боковые лепестки.

Следующая фаза эволюции ФС наступает примерно через 40–50 фс после конца облучения частицы (рис. 3, д–з). Здесь фотонный поток формируется за счет высвечивания поля моды ШГ, возбужденной не в резонансе проходящим лазерным импульсом. Пространственная форма вторичной ФС кардинально изменяется, приобретая черты «световой пули», или струи «факельного» типа [16]. Фотонная струя такого типа визуально воспринимается отделенной от поверхности частицы, ее интенсивность также сначала нарастает во времени до значения  $B_{\max} = 0,14$ , т.е. до уровня семикратно ниже пиковой интенсивности падающего света, а затем уменьшается, сходя на нет через 30 фс (рис. 3, з). Вместе со сменой морфологического типа струи изменяются и ее размерные характеристики: полуширина ФС утончается практически вдвое, уходя в субволновой диапазон  $R_{ph} = \lambda_0/2$ , а ее суммарная протяженность с учетом отрыва от поверхности возрастает до величины  $L_{ph} \approx 20\lambda_0$ .

Более того, как видно из рис. 3, е–з, существенно возрастает количество вторичных лепестков ФС, т.е. струя становится *развитой* в поперечном направлении. Это обстоятельство говорит о том,

что сферическая частица больше не играет роли оптического фокусатора падающего излучения, когда формируется выраженная фокальная перетяжка в форме истекающего светового потока. Для излучения, захваченного собственными модами частицы, последняя выступает как открытый оптический резонатор, т.е. резонатор с потерями световой энергии. Эти потери, в соответствии с принципом причинности, реализуются преимущественно через теневую поверхность частицы в местах пучностей оптического поля, что дает характерную интерференционную рябь в зоне ФС.

В данном морфологическом типе фотонная струя существует и на следующем из рассмотренных – третьем этапе своей эволюции, когда оптическая волна, сохраненная в моде ШГ, обжевав вдоль поверхности частицы, вновь выходит наружу в форме светового потока (нижний ряд изображений на рис. 3). Понятно, что длина и ширина ФС при этом не изменяются, а снижается только ее интенсивность, становясь почти на полтора порядка ниже начальной,  $B_{\max} \approx 0,06$ .

Как показывают расчеты (не приводятся здесь), дальнейшая эволюция ФС протекает в том же ключе с все более снижающейся интенсивностью вплоть до полного исчерпания световой энергии собственного резонанса частицы. В данном случае возбуждения ТЕ<sub>40</sub><sup>2</sup>-моды ее характерное время жизни (внутри частицы) составляет чуть более пикосекунды, однако интенсивность *внешнего поля* в зоне ФС спадает быстрее вследствие нерезонансного возбуждения моды. Примерно через 300 фс с начала облучения частицы фотонная струя фактически «прилипает» к поверхности частицы и становится слабо различимой на фоне вытекающего поля собственной моды, что говорит о преобладании в структуре ближнего поля рассеяния эванесцентных мод над уходящими волнами [19].

Таким образом, в работе теоретически рассмотрен сценарий развития нестационарной ФС в теневой области рассеяния фемтосекундного лазерного импульса на диэлектрической сферической микрочастице. Этот сценарий в общем случае включает в себя две временные фазы: нерезонансную и резонансную. Первая из них является результатом дифракции световой волны при прохождении импульса через частицу, при этом временное поведение интенсивности в зоне ФС в целом повторяет временной профиль исходного лазерного импульса.

В пике своего развития ФС имеет характеристики, близкие к характеристикам зоны фокусировки оптического поля при стационарном рассеянии на частице. Резонансная фаза эволюции ФС связана с возбуждением и высвечиванием собственных колебательных мод сферической частицы. Этот временной этап характеризуется периодическими пульсациями интенсивности ФС со все снижающейся амплитудой. Характерное время спада интенсивности дается временем жизни наиболее высокодобротной из возбуждаемых мод ШГ. По

сравнению с первой фазой максимальная интенсивность на данной стадии развития ФС принимает более низкие значения, однако ее ширина в поперечном направлении почти вдвое уже.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы № 8.1 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. *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. 221118.
3. *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.
4. *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*. 10.1117/2.1201002.002578 (2010).
5. *Cui X., Erni D., Hafner C.* Optical forces on metallic nanoparticles induced by a photonic nanojet // *Opt. Express*. 2008. V. 16, N 18. P. 13560–13568.
6. *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. 211102-3.
7. *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 // *Nanotechnol.* 2007. V. 18, N 48. 485302.
8. *Heifetz A., Kong S.-C., Sahakian A.V., Taflove A., Backman V.* Photonic Nanojets // *J. Comput. Theor. Nanosci.* 2009. V. 6, N 9. P. 1979–1992.
9. *Terakawa M., Tanaka Y.* Dielectric microsphere mediated transfection using a femtosecond laser // *Opt. Lett.* 2011. V. 36, N 15. P. 2877–2879.
10. *Shifrin K.S., Zolotov I.G.* Nonstationary scattering of electromagnetic pulses by spherical particles // *Appl. Opt.* 1995. V. 34, N 3. P. 552–558.
11. *Землянов А.А., Гейнц Ю.Э.* Нестационарное упругое линейное рассеяние света на сферических микрочастицах // *Оптика атмосфер. и океана*. 2002. Т. 15, № 8. С. 684–692.
12. *Землянов А.А., Гейнц Ю.Э.* Интенсивность оптического поля внутри слабопоглощающей сферической частицы, освещенной фемтосекундным лазерным импульсом // *Оптика и спектроскопия*. 2004. Т. 96, № 2. С. 337–344.
13. *Couairon A., Myzrowicz A.* Femtosecond filamentation in transparent media // *Phys. Reports*. 2007. V. 441, N 2–4. P. 47–189.
14. *Couairon A., Sudrie L., Franco M., Pride B., Mysyrowicz A.* Filamentation and damage in fused silica induced by tightly focused femtosecond laser pulses // *Phys. Rev. B*. 2005. V. 71, N 12. 125435.
15. *Борен К., Хафмен Д.* Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 660 с.
16. *Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Панина Е.К.* Сравнительный анализ пространственных форм фотонных струй от сферических диэлектрических микрочастиц // *Оптика атмосфер. и океана*. 2012. Т. 25, № 5. С. 417–424.
17. *Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Панина Е.К.* Пространственные и мощностные характеристики нанополей вблизи изолированных сферических частиц // *Оптика атмосфер. и океана*. 2010. Т. 23, № 8. С. 666–674.
18. *Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Панина Е.К.* Особенности формирования фотонной наноструи от многослойных сферических частиц // *Оптика атмосфер. и океана*. 2011. Т. 24, № 7. С. 617–622.
19. *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, N 4. P. 758–762.

**Yu.E. Geints, A.A. Zemlyanov, E.K. Panina. Temporal dynamics of the “photonic jet” from dielectric microparticle illuminated by a laser pulse.**

Transient response in the near-field scattering of a laser pulse on a micron-sized spherical dielectric particle is considered. The spatial area constituting the photonic jet is theoretically investigated and the analysis of the temporal dynamics of jet dimensions as well as of its peak intensity is presented. The jet evolution scenario is shown to include generally the non-resonant and resonant temporal phases; during each phase the photonic jet can change its spatial form and intensity.