

Субдифракционная локализация поля при рассеянии фемтосекундного лазерного излучения на диэлектрической микросфере

Ю.Э.Гейнц, А.А.Землянов, Е.К.Панина

Теоретически рассмотрена временная динамика оптического поля в ближней зоне дифракции при рассеянии фемтосекундного лазерного импульса на прозрачной сферической микрочастице. Исследована пространственная область фокусировки поля частицей (зона «фотонной струи») и проведен анализ эволюции ее формы, а также пиковой интенсивности в этой области. Впервые установлено, что на определенной (резонансной) временной стадии развития фотонной струи возможна экстремально сильная пространственная локализация оптического поля до субдифракционных размеров.

Ключевые слова: рассеяние света, микрочастица, импульсное лазерное излучение, фотонная струя, дифракционный предел.

1. Введение

В оптике дифракция является основным волновым процессом, устанавливающим предельный размер области локализации светового поля при его рассеянии на препятствии или прохождении через фокусирующую систему. Для собирающей линзы с круглой апертурой дифракционным пределом фокусировки излучения с плоским волновым фронтом и длиной волны в веществе λ является кружок диаметром $D_f = 1.22\lambda/\sin\theta$ [1], где θ – апертурный угол линзы. Этот классический дифракционный предел получен в предположении, что световая волна после линзы свободно распространяется до области фокуса на расстоянии, много большее λ , т. е. дифракция электромагнитного поля рассматривается в дальней зоне. В то же время вблизи объектов различной физической природы, освещенных оптическим излучением, существуют ближняя и переходная зоны дифракции, в которых световое поле характеризуется более сложной пространственной структурой и может быть локализовано сильнее, чем предписывает классическое рассмотрение. В частности, на данном эффекте основаны принцип действия устройств ближнепольной микроскопии [2] и субволновая фокусировка поля при возбуждении плазмонных поляритонов у поверхности металлических объектов [3].

Еще одним способом достижения экстремальной локализации светового поля является использование в качестве оптического фокусатора симметричных диэлектрических прозрачных мезомасштабных объектов (микросфер, цилиндров, эллипсоидов), т. е. объектов, поперечные размеры которых не более чем на порядок превышают длину волны рассеиваемого света. При падении на такой объект световой волны в ближней зоне дифракции в области геометрической тени формируется узконаправ-

ленная световая структура, названная фотонной наноструей (ФС) [4, 5]. Эта ФС может иметь близкий к дифракционному поперечный размер (порядка длины волны) и существует практически без изменения формы на расстоянии, составляющем несколько длин волн излучения в среде. По сути, ФС есть не что иное, как область внешнего фокуса дифрагировавшей на прозрачной частице световой волны [6]. Однако вследствие сильного влияния ближнего поля объекта эта волновая структура имеет размерные характеристики, нехарактерные для обычной собирающей линзы. Область фокусировки света микронной частицей аномально вытягивается вдоль направления падения излучения, приобретая форму световой струи, образованной интерференцией прошедшей через частицу и преломленной ею волн. Достаточно полный обзор, посвященный теоретическим и экспериментальным исследованиям эффекта ФС, можно найти в [7].

Вопросы усиления продольной и поперечной локализации оптического поля в ФС рассматривались в ряде исследований при соответствующих изменениях размера и показателя преломления [8, 9], внутренней структуры (градиентно-неоднородный показатель преломления [10, 11]) и формы (эллипсоиды [12]) частиц или же при использовании резонаторных свойств прозрачных микросфер [13, 14]. В последнем случае, путем возбуждения собственного структурного (морфологического) резонанса диэлектрической сферы [15] падающим излучением, удается получить аномально узкую ФС вблизи частицы за счет «вытекающего» через поверхность затухающего поля собственной моды.

Вместе с тем резонансное возбуждение внутреннего оптического поля частицы само по себе является непросто технической задачей и может потребовать либо прецизионного подбора радиуса микросферы под длину волны падающего излучения, либо использования спектрально перестраиваемого источника излучения при заданном размере имеющейся частицы. Причина здесь заключается в достаточно узком спектральном контуре резонансной моды, ширина которого обратно пропорциональна добротности самой моды. Так, полуширина типичного собственного резонанса облученной второй гармоникой из-

Ю.Э.Гейнц, А.А.Землянов, Е.К.Панина. Институт оптики атмосферы им. В.Е.Зуева СО РАН, Россия, 634021 Томск, пл. Акад. Зуева, 1; e-mail: ygeints@iao.ru, zaa@iao.ru, pek@iao.ru

лучения Nd:YAG-лазера ($\lambda = 0.532$ мкм) двухмикронной кварцевой микросферы с добротностью ~ 5000 составляет всего 5 нм [14].

В [16] было предложено для резонансного возбуждения оптического поля микросферы использовать ультракороткий (фемтосекундный) лазерный импульс, изначально имеющий широкий спектр. Оказывается, что при рассеянии такого импульса на частице практически всегда реализуется резонансное возбуждение внутреннего оптического поля, когда собственные частоты одной или нескольких высокодобротных резонансных мод частицы попадают в центральную часть спектра исходного излучения. ФС, формируемая при таком импульсном сценарии облучения, также оказывается нестационарной и в общем случае включает в себя нерезонансную и резонансную временные фазы [17]. На стадии резонансного рассеяния в микрочастице происходит возбуждение и высвечивание собственных колебательных мод. Важным оказалось то, что на данной стадии развития ширина ФС в поперечном направлении становится почти вдвое меньше своего стационарного значения и вплотную приближается к дифракционному пределу. Своеобразной платой за это является достаточно существенное снижение интенсивности в зоне нестационарной ФС.

В настоящей работе мы продолжаем начатые в [17] исследования временной динамики ФС, возникающей при рассеянии ультракороткого лазерного излучения на прозрачной сферической микрочастице, и с помощью численного моделирования показываем, что поздние временные фазы развития ФС характеризуются сильной субдифракционной пространственной локализацией оптического поля вблизи частицы.

2. Временная динамика развития ФС

Рассмотрим линейное рассеяние короткого лазерного импульса излучения на непоглощающей кварцевой микросфере микронных размеров. Для определенности выберем несущую длину волны излучения $\lambda_0 = 0.4$ мкм, радиус модельной микрочастицы a_0 положим равным 2.5 мкм, а саму частицу поместим в воздух (показатель преломления $n_m = 1$). В дальнейшем будем считать частицу и окружающую среду непоглощающими. Длительность гауссова импульса излучения t_p , падающего на частицу, примем равной 10 фс, что дает достаточно большую спектрально ограниченную относительную полуширину контура $\Delta\omega/\omega_0 \simeq 0.15$ (ω_0 – центральная частота импульса) для гарантированного возбуждения высокодобротных структурных резонансов поля частицы. В поперечном распространению импульса направлении излучение представляет собой плоскую волну.

Подобный выбор параметров частицы и излучения является единственно возможным, поскольку для реализации обсуждаемого эффекта формирования ФС важно только, чтобы безразмерный параметр (параметр дифракции частицы) $x_a = 2\pi a_0/\lambda_0$ находился в диапазоне значений $10 < x_a < 35$ [18], соответствующем мезомасштабным частицам. 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.

Перед началом изложения теоретической модели и обобщения результатов моделирования сделаем ряд замечаний. Во-первых, поскольку рассматривается линейное рассеяние оптического излучения на диэлектрической сфере микронных размеров, это накладывает определенные ограничения на энергетические параметры падающего излучения (энергия, мощность) для предотвращения проявления оптической нелинейности материала частицы. Наиболее сильными нелинейно-оптическими эффектами в прозрачном диэлектрике типа кварца являются керровская самофокусировка и оптический пробой [19]. В ближнем ИК диапазоне длин волн энергетический порог разрушения кварца оптическим излучением составляет 0.1–0.3 мкДж, в то время как пороговая мощность самофокусировки равна ~ 2 МВт [19]. 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 $a_0 = 2.5$ мкм лазерным импульсным излучением с несущей длиной волны $\lambda_0 = 0.4$ мкм и длительностью $t_p = 10$ фс получаем, что пиковая интенсивность I_0 не должна превышать $\sim 10^{12}$ Вт/см². Более того, с учетом эффекта внутренней фокусировки оптического поля поверхностью частицы, как будет видно ниже, эта величина должна быть меньше еще как минимум на два порядка, и, следовательно, условие отсутствия нелинейных эффектов при дифракции импульса на кварцевой частице будет следующим: $I_0 < 10^{10}$ Вт/см².

Во-вторых, кроме учета нелинейности при рассеянии ультракороткого излучения на частицах может быть важным учет частотной дисперсии их материала, проявляющейся в виде зависимости линейного коэффициента преломления n_a от длины волны падающего излучения. Это может привести к изменению фокусирующей оптической силы частицы, пропорциональной произведению $n_a(\lambda)a_0$. Оценки частотной дисперсии плавленого кварца, выполненные по формуле Селлмейера [20], показали, что для рассматриваемого здесь импульса излучения длительностью 10 фс, имеющего спектральный контур с полушириной ~ 100 ТГц, показатель преломления кварца изменяется от 1.4650 до 1.4816. С точки зрения теории аэрозольного рассеяния такое изменение показателя преломления частицы является достаточно малым, чтобы привести к заметному пространственному перераспределению оптического поля. Это позволяет нам при проведении расчетов не принимать во внимание дисперсионные свойства материала частицы. Показатель преломления кварца n_a в видимом диапазоне длин волн был выбран нами равным 1.5.

Для моделирования временной динамики оптического поля импульса при дифракции на частице воспользуемся так называемой нестационарной теорией Ми [21], являющейся развитием классической теории рассеяния плоской волны на сфере (теория Ми [15]) на случай падения короткого светового импульса. В рамках данного подхода учет временной зависимости оптических полей проводится путем перехода в пространство спектральных частот ω . В этом случае исходная нестационарная задача дифракции волнового пакета на диэлектрической частице сводится к стационарной задаче рассеяния на сфере набора монохроматических фурье-гармоник, на которые может быть разложено падающее широкополосное излучение. Рассеивающие свойства частицы характеризуются функцией спектрального отклика $E_S(r; \omega)$. Подробное

описание использованной методики и некоторые примеры ее численной реализации приведены, например, в [16, 21]. Ниже мы ограничимся кратким перечнем ключевых моментов нестационарной теории Ми и приведем выражения для зависящих от времени компонент оптического поля рассеянной волны.

При численных расчетах нами использовалось следующее представление для напряженности электрического поля падающей линейно поляризованной плоской волны:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^i(\mathbf{r}; t) &= \frac{1}{2} [\mathbf{E}^i(\mathbf{r}; t) + (\mathbf{E}^i(\mathbf{r}; t))^*] \\ &= \frac{1}{2} E_0 e_y g(\tau) \exp(i\omega_0 \tau) + \text{компл. сопр.}, \end{aligned}$$

где $g(\tau)$ – временной профиль импульса; E_0 – действительная амплитуда поля; \mathbf{r} – радиус-вектор пространственной точки; \mathbf{e}_y – единичный вектор в направлении оси y ; $\tau = t - (z + a_0)n/c$ – 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 . В качестве параметра n выбирается соответствующее значение показателя преломления частицы или воздуха в зависимости от пространственной координаты \mathbf{r} , в которой вычисляется поле.

Временной профиль светового импульса задается гауссовой функцией: $g(\tau) = \exp[-(\tau - t_0)^2 / (2t_p^2)]$, где t_0 – временная задержка импульса. В дальнейшем для упрощения записи в комплексном представлении полей будем опускать комплексно сопряженную часть.

Для того чтобы рассчитать распределение внутренне-го оптического поля частицы и применить результаты стационарной теории Ми, необходимо сначала перейти от временных координат к спектральным частотам, представив исходный световой импульс его фурье-образом:

$$\mathbf{E}_\omega^i(\mathbf{r}; \omega) = \mathfrak{F}[\mathbf{E}^i(\mathbf{r}; t)] = \frac{1}{2} E_0 e_y G(\omega - \omega_0) \exp[-ik_0 n(z + a_0)],$$

где

$$\mathfrak{F}[f(t)] = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \exp(-i\omega t) dt$$

– оператор фурье-преобразования; $G(\omega)$ – частотный спектр исходного лазерного импульса; $k_0 = \omega_0/c$. Формально данное соотношение после умножения на гармоническую функцию $\exp(i\omega\tau)$ будет определять спектральную составляющую исходного импульса излучения в виде монохроматической линейно поляризованной волны с амплитудой $A(\omega) = E_0 G(\omega - \omega_0)$.

Дифракция такой монохроматической волны на сферической частице описывается в рамках стационарной теории Ми, что приводит к следующему общему выражению для комплексной огибающей электрического поля: $\mathbf{E}(\mathbf{r}; \omega) = \exp(i\omega\tau) A(\omega) \mathbf{E}_\delta(\mathbf{r}; \omega)$. Здесь $\mathbf{E}_\delta(\mathbf{r}; \omega)$ представляет собой бесконечные ряды, записанные для всех частот ω из спектра исходного импульса в каждой точке пространства \mathbf{r} . Для полей рассеянной и дифрагировавшей волн функция спектрального отклика имеет следующий вид [15]:

$$\mathbf{E}_\delta(\mathbf{r}; \omega) = \begin{cases} \sum_{l=1}^{\infty} E_l [ia_l(m_r, x_a) \mathbf{N}_{e1l}^{(3)}(\mathbf{r}) - b_l(m_r, x_a) \mathbf{M}_{o1l}^{(3)}(\mathbf{r})], & |\mathbf{r}| > a_0, \\ \sum_{l=1}^{\infty} E_l [c_l(m_r, x_a) \mathbf{M}_{e1l}^{(1)}(\mathbf{r}) - id_l(m_r, x_a) \mathbf{N}_{o1l}^{(1)}(\mathbf{r})], & |\mathbf{r}| \leq a_0. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь $m_r = n_a/n_m$ – относительный показатель преломления частицы; $E_l = E_0 i^l (2l+1)/[l(l+1)]$ – коэффициенты разложения падающей волны по сферическим гармоникам; $\mathbf{M}_{e1l}^{(q)}$ и $\mathbf{N}_{o1l}^{(q)}$ – векторные сферические гармоники; индекс l – полярный номер гармоник; индекс q – род сферической функции Бесселя, входящей в выражение для гармоники; индексы «е» и «о» соответствуют четному и нечетному характеру изменения гармоники по азимутальному углу. Значения парциальных коэффициентов a_l , b_l , c_l , d_l зависят от относительного показателя преломления частицы m_r и ее оптического размера (параметра дифракции) $x_a(\omega) = a_0 \omega/c$ и вычисляются по известным рекуррентным схемам.

В итоге нестационарное оптическое поле (рассеянное и внутреннее) записывается в виде свертки спектральных функций (1), частотного спектра исходного лазерного импульса и его гармонического наполнения:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}; \tau) = E_0 \{ \exp(i\omega\tau) \mathbf{E}_\delta(\mathbf{r}; \omega) * G(\omega) \} (\omega_0).$$

Здесь выражение $\{f(\omega) * h(\omega)\}(\omega_0)$ обозначает интегральный оператор свертки.

Обратимся к рис. 1, на котором представлены последовательные временные фазы рассеяния импульса на частице. На каждом кадре построено двумерное распределение относительной интенсивности оптической волны $B(x, z) = |E(x, y = 0, z)|^2 / E_0^2$ в окрестности частицы в некоторые выбранные моменты времени. Излучение падает сверху вниз. Каждый кадр показывает пространственную область площадью 100 мкм², вырезанную в экваториальном сечении частицы в плоскости поляризации падающей волны. Интенсивность B для удобства восприятия дополнительно нормирована на свое максимальное значение B_{\max} (приведено в правом верхнем углу каждого кадра), реализующееся в соответствующий момент времени.

Рассмотрим более подробно временное поведение интенсивности в пространственной зоне, включающей в себя область ФС. Как видно из рис. 1, *a–в*, импульс излучения, встречая частицу, дифрагирует на ней и затем формирует зону внешнего попутного фокуса в теневой области частицы примерно через 100 фс от начала расчета. Эта зона представляет собой область ФС, которую в дальнейшем будем называть попутной первичной ФС (ПФС), и характеризуется достаточно высокой пиковой интенсивностью ($B_{\max} > 100$). Пространственная форма этой ПФС, зафиксированная в момент времени $t = 103$ фс и показанная на рис. 2, *a*, существенно не отличается от таковой в случае стационарных условий облучения частицы [17]. Распределение интенсивности поля также имеет главный максимум, расположенный в непосредственной близости от поверхности родительской частицы (показана штриховой окружностью), и невыраженные боковые лепестки. Они образованы в результате интерференции различных частей световой волны, преломленных поверхностью сферы, и образуют гало диска абберрированной фокусировки [1] в ближнем поле рассеяния.

Временная динамика интенсивности $B(t)$ в месте локализации абсолютного максимума поля ПФС представлена на рис. 3, *a*. Для выбранных параметров эта точка соответствует радиальной координате $r = 2.87$ мкм в зоне тени частицы (полярный угол $\varphi = 180^\circ$). Видно, что примерно через 140 фс лазерный импульс покидает область расчета размером в два диаметра частицы и пиковая интенсивность ФС становится меньше $B_{\max} \sim 10^{-3}$.

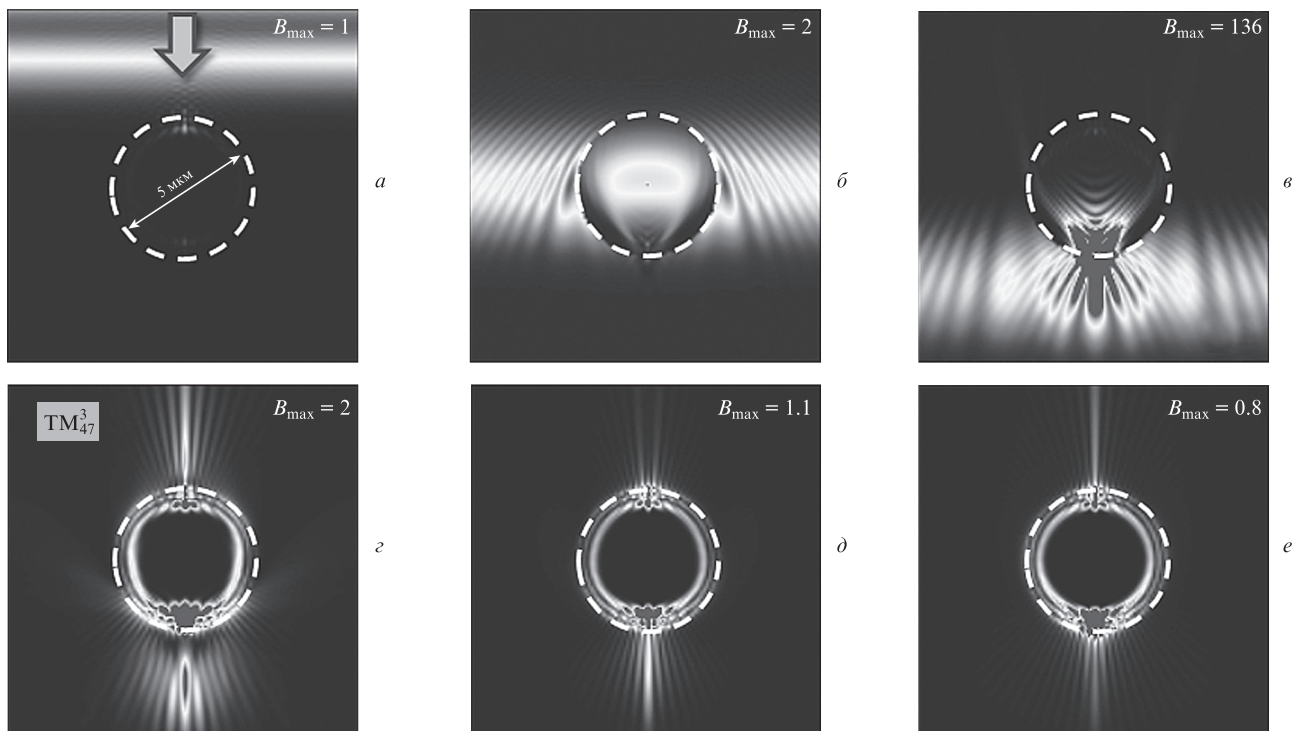


Рис.1. Распределения нормированной интенсивности B/B_{\max} в окрестности сферической частицы кварца, освещенной лазерным импульсом, в моменты времени $t = 30$ (а), 70 (б), 100 (в), 170 (г), 240 (д) и 310 фс (е). Штриховые окружности – поверхность частицы. Размеры изображений 10×10 мкм.

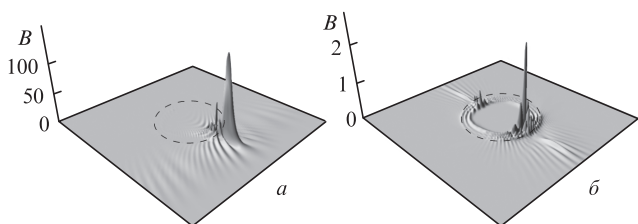


Рис.2. Объемное пространственное распределение относительной интенсивности B в областях ПФС (а) и ВФС (б). Пространственные размеры изображений соответствуют рис.1.

В дальнейшем, как это следует из рис.3,а, снова происходит увеличение интенсивности в выбранной точке пространства. Второй пик интенсивности достигается при $t \approx 170$ фс, а затем интенсивность снова уменьшается за время, соответствующее длительности падающего лазерного импульса. Как было показано в [17], эта и последующие уменьшающиеся по амплитуде осцилляции интенсивности в области ПФС связаны с задержкой определенной доли энергии рассеивающегося импульса в возбуждающихся высокодобротных собственных модах частицы. Таким образом, после формирования ПФС частица способна генерировать дополнительные пространственно локализованные световые структуры в форме струи – вторичные ФС (ВФС). Эти струи имеют меньшую интенсивность, которая зависит от добротности возбужденных резонансов.

Применительно к рассматриваемому случаю в спектральном отклике модельной кварцевой частицы $S(\lambda) = |E_s(a_0, \lambda)|^2$, который приведен на рис.3,б, виден ряд структурных резонансов с центрами в пределах спектрального контура падающего излучения (заштрихованная область). Спектральные полуширины и интенсивности данных резонансных мод различны, и, в принципе, все они могут одновременно возбуждаться лазерным импульсом.

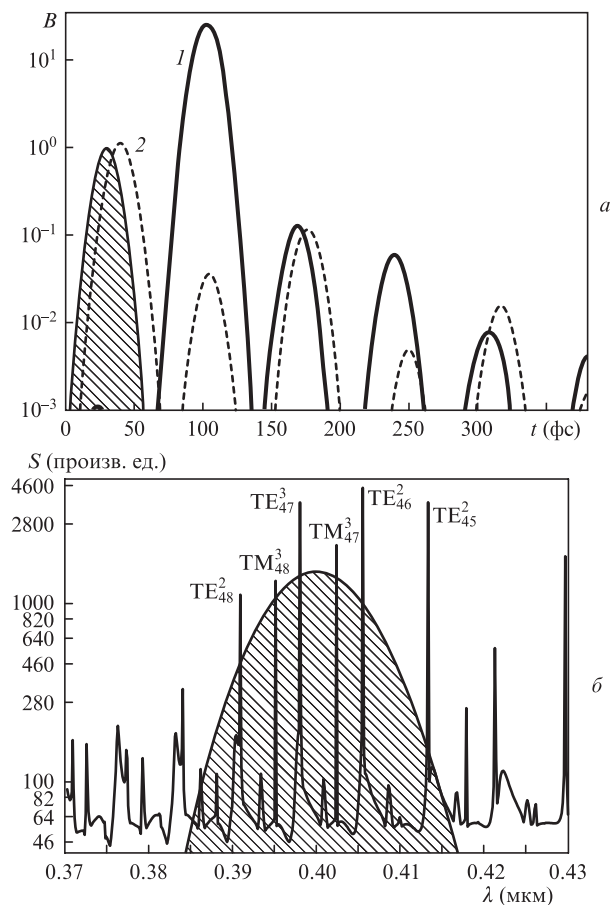


Рис.3. Временные зависимости относительной интенсивности B в областях попутной (1) и встречной (2) ФС (а), а также спектральный отклик (б) модельной кварцевой сферы, освещенной лазерным импульсом. Заштрихованные области – форма (а) и спектр (б) импульса.

В то же время сама форма пространственного распределения интенсивности внутреннего поля частицы в виде двух максимумов, соединенных тремя вложенными кольцами (см. рис.1,з и 2,б), указывает на то, что в резонансной фазе рассеяния доминирует колебательная мода третьего порядка по радиальному индексу. Реальными кандидатами для формирования такой внутренней структуры поля являются моды TM_{47}^3 , TM_{48}^3 и TE_{47}^3 , расположенные вблизи центральной частоты импульса (рис.3,б). Более высокочастотные собственные резонансы, например моды второго порядка TE_{46}^2 и TE_{48}^2 , также возбуждаются, но вследствие большей удаленности от центра спектрального контура импульса световая энергия, захваченная ими, существенно меньше. Поэтому их высвечивание маскируется менее добротными, но более энергоемкими модами третьего порядка.

Отличительная особенность резонансной временной фазы рассеяния импульса (см. рис.1,з–е) – появление в пространственном распределении интенсивности кроме обычной попутной ФС еще и симметричной ей встречной ФС, направленной навстречу падающему исходному световому излучению. По форме, интенсивности и временной динамике эти ВФС подобны друг другу, что объясняется общей физической природой их возникновения – радиационными потерями собственных мод через поверхность диэлектрической частицы. Потери мод на излучение, в соответствии с принципом причинности, происходят преимущественно в местах пучностей оптического поля в освещенной и теневой полусферах частицы, о чем свидетельствует большое число боковых лепестков в зонах ВФС на рис.2,б. То обстоятельство, что сферическая частица на поздней, резонансной стадии рассеяния больше не является оптическим фокусатором для падающего излучения (поскольку его уже нет), а выступает в роли открытого оптического резонатора, изменяет пространственные характеристики формирующихся фотонных потоков.

На рис.4 приведены поперечные профили интенсивности оптического поля вблизи поверхности кварцевой частицы (на расстоянии $\Delta z = +2a_0$) в моменты времени, соответствующие максимумам интенсивности формирующихся ПФС ($t = 100$ фс) и ВФС ($t = 170$ фс). Каждый профиль нормирован на свое пиковое значение. Напомним, что объемный вид этих ФС показан на рис.2,а и б.

Из рис.4 видно, что ПФС и ВФС имеют различные пространственные распределения интенсивности и, прежде всего, разные ширины главного максимума D_{ph} . Если определять данный параметр по аналогии с дифракционной шириной пятна фокусировки излучения линзой (диаметр кружка Эйри), т.е. по расстоянию между первыми минимумами профиля интенсивности в фокусе, то согласно рис.4 имеем $D_{ph} \approx 600$ нм для ПФС и почти вдвое меньшее значение, $D_{ph} \approx 360$ нм, для ВФС. Сравним эти величины с классическим дифракционным пределом фокусировки световой волны D_f . Для предельного апертурного угла $\theta = \pi/2$ получим $D_f \approx 490$ нм. Следовательно, ширина ПФС, образованной проходящим лазерным импульсом, превышает данный предел примерно на 20%, в то время как размер ВФС, сформированных излучением собственных мод, становится субдифракционным.

Необходимо понимать, что в последнем случае речь не идет о фокусировке поля оптической системой в классическом понимании этого явления. Образование ВФС – это процесс излучения поля резонансными модами частицы, возбужденными исходным импульсом. Однако с точ-

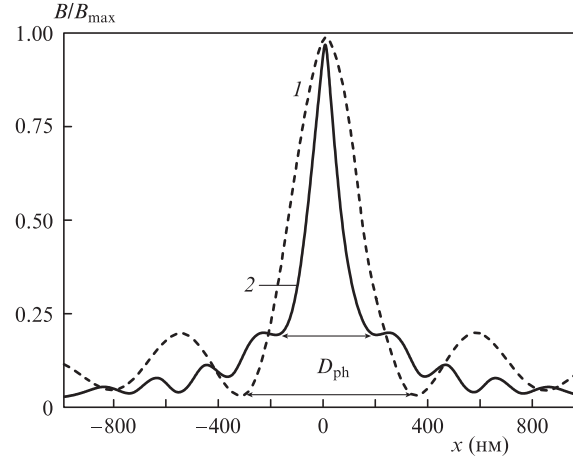


Рис.4. Нормированные интенсивности оптического поля в областях ПФС (1) и ВФС (2) вблизи поверхности кварцевой сферы.

ки зрения пространственной локализации светового поля не имеет принципиального значения, как достигнута эта локализация – использованием фокусирующих линз либо эффектов ближнего поля или же излучением моды из резонатора.

Ширина ВФС D_{ph} связана с линейным размером излучающей апертуры, которая образована пучностями электромагнитного поля собственной моды. На рис.5 в виде рельефной поверхности показано увеличенное изображение поля моды TM_{47}^3 , сформировавшейся к моменту времени $t = 170$ фс. Видны три концентрических кольца, в которых сосредоточено внутреннее поле моды, и внешняя область ФС. Внутреннее кольцо состоит из равномерно распределенных по полярному углу максимумов интенсивности, число N которых определяется номером l возбуждающегося структурного резонанса: $N = 2l$ [22]. Ширина (апертура) d каждого максимума вычисляется как отношение длины окружности внутреннего кольца к числу максимумов: $d = \pi a_3 / l$, где a_3 – радиус сольца.

Положим $a_3 \approx a_0$ и используем аналитическое соотношение для вычисления резонансного параметра дифракции частицы для собственной моды TM_l^q [23]:

$$\frac{n_a}{n_m} x_{al}^{(q)} \approx (l + 1/2) [1 + 2^{-1/3} \alpha_q (l + 1/2)^{-2/3}] + O(l^{-4/3}),$$

где α_q – q -й корень функции Эйри. После несложных преобразований получим

$$d \approx \frac{\lambda n_m}{2 n_a} [1 + 2^{-1/3} \alpha_q (l + 1/2)^{-2/3}]. \tag{2}$$

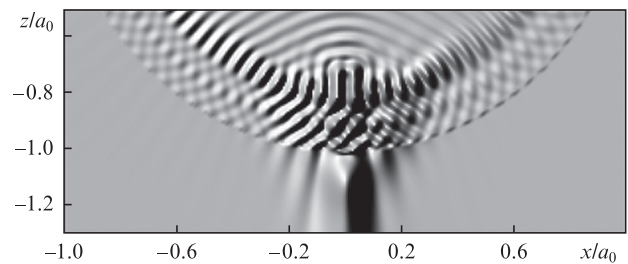


Рис.5. Увеличенное изображение пространственного распределения интенсивности собственной моды TM_{47}^3 кварцевой частицы ($a_0 = 2.5$ мкм).

Данное соотношение определяет ширину максимума распределения интенсивности собственного резонанса диэлектрической сферы и дает приблизительный линейный размер излучаемой из области данного максимума вонне световой структуры. Подставляя в (2) конкретные значения $l = 47$, $q = 3$, $\alpha_q = 5.52$, $\lambda = 397$ нм (резонансная длина волны), $n_a = 1.5$, $n_m = 1$ и учитывая, что ширина ВФС $D_{ph} \approx 2d$ (рис.5), для рассматриваемого в данной работе случая получаем следующую оценку: $D_{ph} \approx 380$ нм, что достаточно хорошо совпадает с результатами численно-го анализа.

3. Заключение

Таким образом, по результатам проведенных исследований временной динамики оптического поля в области ФС, формируемой при освещении прозрачной микросферы фемтосекундным импульсом излучения, можно сделать вывод о том, что амплитудные и пространственные характеристики ФС существенно зависят от природы их возникновения. ПФС, которая формируется при фокусировке импульса излучения сферической частицей, характеризуется достаточно высокой пиковой интенсивностью, а ее пространственная форма практически не отличается от таковой в случае стационарных условий облучения частицы. ВФС, образованные в результате радиационных потерь возбуждающихся собственных мод через поверхность диэлектрической частицы, имеют существенно меньшую интенсивность, но при этом их поперечный размер может быть субдифракционным. Для более сильной локализации ВФС, как указывает соотношение (2), необходимо возбуждение более высокочастотных резонансных мод (увеличение l и/или уменьшение q) и повышение оптического контраста n_a/n_m микросферы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (соглашение №8381).

1. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1970).
2. Жданов Г.С., Либенсон М.Н., Марциновский Г.А. *УФН*, **168**, 801 (1998).
3. Zayats A., Smolyaninov I.I., Maradudin A.A. *Phys. Rep.*, **48**, 131 (2005).
4. Chen Z., Taflove A., Backman V. *Opt. Express*, **12**, 1214 (2004).
5. Heifetz A., Huang K., Sahakian A.V., Li X., Taflove A., Backman V. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 221118 (2006).
6. Itagi A.V., Challener W.A. *J. Opt. Soc. Am. A*, **22**, 2847 (2005).
7. Heifetz A., Kong S.-C., Sahakiana A.V., Taflove A., Backman V. *J. Comput. Theor. Nanosci.*, **6** (9), 1979 (2009).
8. Lecler S., Takakura Y., Meyrueis P. *Opt. Lett.*, **30**, 2641 (2005).
9. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Панина Е.К. *Оптика и спектроскопия*, **109**, 643 (2010).
10. Kong S.-C., Taflove A., Backman V. *Opt. Express*, **17**, 3722 (2009).
11. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Панина Е.К. *Оптика атмосферы и океана*, **24**, 617 (2011).
12. Mendes M.J., Tobias I., Marti A., Luque A. *Opt. Express*, **19**, 16207 (2011).
13. Heifetz A., Simpson J.J., Kong S.-C., Taflove A., Backman V. *Opt. Express*, **15**, 17334 (2007).
14. Geints Yu.E., Zemlyanov A.A., Panina E.K. *J. Opt. Soc. Am. B*, **29**, 758 (2012).
15. Борен К., Хафмен Д. *Поглощение и рассеяние света малыми частицами* (М.: Мир, 1986).
16. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. *Оптика и спектроскопия*, **96**, 357 (2004).
17. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Панина Е.К. *Оптика атмосферы и океана*, **25**, 1028 (2012).
18. Гейнц Ю.Э., Панина Е.К., Землянов А.А. *Оптика атмосферы и океана*, **25**, 417 (2012).
19. Couairon A., Myzyrowicz A. *Phys. Rep.*, **441**, 47 (2007).
20. Couairon A., Sudrie L., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A. *Phys. Rev. B*, **71**, 125435 (2005).
21. Shifrin K.S., Zolotov I.G. *Appl. Opt.*, **34**, 552 (1995).
22. 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).
23. Lam C.C., Leung P.T., Young R. *J. Opt. Soc. Am. B*, **9**, 1585 (1992).