

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК 621.378.33

А.А. Землянов, Ю.Э. Гейнц

Внутренняя и внешняя фокусировка оптического поля фемтосекундного импульса при дифракции на сферической частице

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 17.07.2003 г.

Представлены результаты численного исследования эффекта внутренней и внешней фокусировки сверхкороткого лазерного импульса на сферических частицах микронных размеров. Установлены особенности в динамике формирования пространственного распределения интенсивности спектрально-ограниченных световых импульсов, рассеивающихся на частицах при варьировании длительности импульсов, размера частиц и показателя поглощения вещества.

Показано, что в области геометрического фокуса падающего излучения (за частицей) максимально достижимая интенсивность полного поля может превышать на порядок величины интенсивность внутри частицы и не зависит от длительности исходного лазерного импульса, полностью повторяя его профиль. В зоне внутренней фокусировки оптического поля при укорочении лазерного импульса, в целом, происходит снижение абсолютного максимума интенсивности поля от его стационарного значения, которое тем больше, чем крупнее частица. Однако данное снижение становится существенным только при резонансном возбуждении внутреннего поля частицы. Увеличение показателя поглощения вещества частицы приводит к снижению максимальных уровней интенсивности оптического поля в зонах его внешней и внутренней фокусировки, но сохраняет соотношение между ними.

Введение

Рассеяние лазерного излучения на прозрачной сферической микрочастице сопровождается увеличением интенсивности оптического поля во внутренних зонах, расположенных вблизи освещенной и теневой ее поверхностей [1]. Кроме того, за счет фокусирующего эффекта сферической поверхности происходит подъем интенсивности поля и за частицей, в области ее геометрической тени, причем степень данного увеличения может достигать нескольких порядков величины для оптически «крупных» частиц [2]. Следствием этого является, например, возможность существенного понижения энергетических порогов проявления нелинейных эффектов светорассеяния, таких как Раман-эффект, генерация высших гармоник, вынужденная флуоресценция, а также эффектов многофотонного поглощения и туннельной ионизации, приводящих к возникновению плазменных очагов вблизи частиц [2].

В связи с этим представляется важным изучить динамику формирования интенсивности оптического поля внутри и вне сферических частиц микронных размеров при нестационарном рассеянии на них лазерных импульсов, установить верхнюю границу достижимого уровня данной интенсивности, определить ее пространственную локализацию и зависимость от временных параметров излучения, а также от размера частиц. Решению данных вопросов и посвящена настоящая статья.

Основные соотношения

Нестационарная задача дифракции широкополосного излучения на сферической микрочастице была рассмотрена на основе метода Фурье в комбинации с линейной теорией светорассеяния, известной в случае падения на частицу плоской монохроматической световой волны как теория Ми [3]. Рассеивающие свойства частицы при этом характеризуются так называемой функцией спектрального отклика $E_\delta(\mathbf{r}; \omega)$, представляющей собой традиционные ряды Ми, записанные для всех частот из спектра исходного импульса. Здесь мы ограничимся краткой сводкой базовых выражений. Подробное описание использованной методики и некоторые детали ее численной реализации приведены, например, в [4, 5].

При численных расчетах нами было использовано следующее представление напряженности электрического поля падающего линейно поляризованного излучения:

$$\mathbf{E}^i(\mathbf{r}; t) = \frac{1}{2} \{ \mathbf{E}^i(\mathbf{r}; t) + [\mathbf{E}^i(\mathbf{r}; t)]^* \} = \\ = \frac{1}{2} E_0 \mathbf{e}_y g(t) S(\mathbf{r}_\perp) \exp \{ i \omega_0 [t - (z + a_0)/c] \} + \text{к.с.}, \quad (1)$$

где $g(t)$, $S(\mathbf{r}_\perp)$ — временной и пространственный профили импульса соответственно; ω_0 — несущая частота импульса; E_0 — действительная амплитуда поля; $\mathbf{r} = \mathbf{r}_\perp + \mathbf{e}_z z$; $\mathbf{r}_\perp = \mathbf{e}_x x + \mathbf{e}_y y$; \mathbf{e}_x , \mathbf{e}_y , \mathbf{e}_z — еди-

ничные векторы в направлении осей x , y и z соответственно; t – время; c – скорость света в вакууме. Считалось, что диэлектрическая сферическая частица радиусом a_0 расположена в начале координат, а дифрагирующий на ней лазерный импульс распространяется вдоль положительного направления оси z . Временной профиль светового пучка задан гауссовской функцией

$$g(t) = \exp\left\{-\frac{(t - (z + a_0)/c - t_0)^2}{t_p^2}\right\} \quad (2)$$

с длительностью t_p и временной задержкой импульса t_0 . Считалось, что в пространстве излучение представляет собой плоскую волну, т.е. $S(\mathbf{r}_\perp) = 1$.

Для того чтобы рассчитать распределение внутреннего оптического поля частицы и применить результаты стационарной теории Ми, необходимо сначала перейти из временных координат в область спектральных частот, представив исходный световой импульс его Фурье-образом:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_\omega^i(\mathbf{r}, \omega) &= \Im[\mathbf{E}_j^i(\mathbf{r}, t)] = \\ &= \frac{1}{2} E_0 \mathbf{e}_S(\mathbf{r}_\perp) G(\omega - \omega_0) \exp[-ik_0(z + a_0)], \end{aligned} \quad (3)$$

где \Im – оператор Фурье-преобразования; $G(\omega)$ – частотный спектр исходного лазерного импульса; $k_0 = \omega_0/c$.

Соотношение (3) после умножения на $e^{i\omega t}$ определяет спектральную составляющую исходного импульса излучения в виде монохроматической волны с амплитудой

$$\mathbf{A}(\omega) = E_0 \mathbf{e}_y S(\mathbf{r}_\perp) G(\omega - \omega_0). \quad (4)$$

Дифракция такой волны на сферической частице описывается в рамках стационарного приближения уравнений Максвелла:

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{E}_\omega(\mathbf{r}, \omega) &= -ik \mathbf{H}_\omega(\mathbf{r}, \omega); \\ \text{rot } \mathbf{H}_\omega(\mathbf{r}, \omega) &= i\epsilon_a k \mathbf{E}_\omega(\mathbf{r}, \omega), \end{aligned} \quad (5)$$

где $\mathbf{H}_\omega(\mathbf{r}, \omega)$ – вектор магнитной напряженности поля; ϵ_a – комплексная диэлектрическая проницаемость вещества частицы; $k = \omega/c$.

Граничные условия на поверхности сферической частицы ($r = |\mathbf{r}| = a_0$) заключаются в непрерывности тангенциальных составляющих внутреннего поля \mathbf{E}_ω , \mathbf{H}_ω при переходе через поверхность:

$$\begin{aligned} [\mathbf{E}_\omega \times \mathbf{n}_r] &= [(\mathbf{E}_\omega^i + \mathbf{E}_\omega^s) \times \mathbf{n}_r]; \\ [\mathbf{H}_\omega \times \mathbf{n}_r] &= [(\mathbf{H}_\omega^i + \mathbf{H}_\omega^s) \times \mathbf{n}_r], \end{aligned} \quad (6)$$

где \mathbf{n}_r – вектор внешней нормали к поверхности частицы, а индекс «s» относится к полю рассеянной волны.

Решение (5) с учетом (4) и (6) приводит к следующему представлению полного электрического поля:

$$\mathbf{E}_\omega^\Sigma(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{E}_\omega(\mathbf{r}, \omega) =$$

$$\begin{aligned} &= E_0 G(\omega - \omega_0) \sum_{n=1}^{\infty} R_n \left(c_n(m_a k a_0) \mathbf{M}_{n1}^{(1)}(kr, \theta, \varphi) - \right. \\ &\quad \left. - i d_n(m_a k a_0) \mathbf{N}_{n1}^{(1)}(kr, \theta, \varphi) \right), \quad r \leq a_0; \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_\omega^\Sigma(\mathbf{r}, \omega) &= \mathbf{E}_\omega^i(\mathbf{r}, \omega) + \mathbf{E}_\omega^s(\mathbf{r}, \omega) = \\ &= E_0 G(\omega - \omega_0) \sum_{n=1}^{\infty} R_n \left[\left(\mathbf{M}_{n1}^{(1)}(k_0 r, \theta, \varphi) - i \mathbf{N}_{n1}^{(1)}(k_0 r, \theta, \varphi) \right) + \right. \\ &\quad \left. + \left(a_n(k a_0) \mathbf{M}_{n1}^{(3)}(kr, \theta, \varphi) - i b_n(m_a k a_0) \mathbf{N}_{n1}^{(3)}(kr, \theta, \varphi) \right) \right], \\ &\quad r > a_0, \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$R_n = i^n \frac{2n+1}{n(n+1)}; \quad \mathbf{M}_{n1}^{(1)}, \mathbf{N}_{n1}^{(1)}, \mathbf{M}_{n1}^{(3)}, \mathbf{N}_{n1}^{(3)}$$

– сферические вектор-гармоники с азимутальным индексом, равным единице; m_a – комплексный показатель преломления вещества частицы; a_n , b_n , c_n , d_n – коэффициенты Ми [3].

В пространстве времен полное электрическое поле в рамках рассматриваемого подхода записывается в виде интеграла свертки от спектра исходного лазерного импульса и функции спектрального отклика частицы:

$$\mathbf{E}^\Sigma(\mathbf{r}; t) = E_0 \Im^{-1} [G(\omega - \omega_0) \mathbf{E}_\delta(\mathbf{r}; \omega)].$$

Здесь через функцию спектрального отклика $\mathbf{E}_\delta(\mathbf{r}; \omega)$ обозначены ряды в правой части выражений (7)–(8).

Комплексный показатель преломления вещества частицы m_a и длина волны лазерного излучения λ_0 при численном моделировании принимались равными: $m_a = 1,33 - ik_a$; $\lambda_0 = 0,8$ мкм, где k_a – варьируемый в расчетах показатель поглощения, что соответствует, например, каплям воды, облученным импульсами лазера на кристалле Ti:Sapphire. Частотной дисперсией показателя преломления частиц в выбранном диапазоне длин волн пренебрегалось [6]. Не учитывалось также влияние нелинейных оптических эффектов, например эффектов многофотонной ионизации и многофотонного поглощения, способных возникнуть в процессе дифракции пучка на частице и, в принципе, модифицировать пространственную структуру оптического поля.

Обсуждение результатов

На рис. 1 показана временная динамика пространственного распределения относительной интенсивности оптического поля в плоскости экваториального сечения частицы радиусом 20 мкм при ее облучении сверхкоротким лазерным импульсом. Рассчитывалось поведение фактора неоднородности поля

$$B(\mathbf{r}; t) = \left(\mathbf{E}_\omega^\Sigma(\mathbf{r}; t) \cdot [\mathbf{E}_\omega^\Sigma(\mathbf{r}; t)]^* \right) / E_0^2.$$

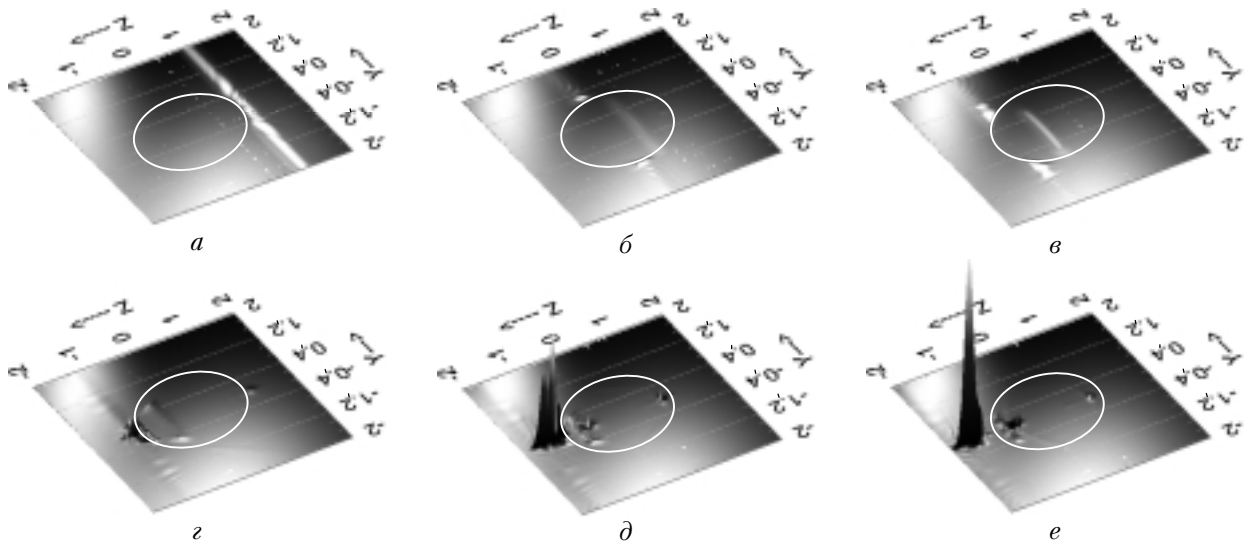


Рис. 1. Пространственное распределение относительной интенсивности оптического поля в плоскости главного сечения водной капли с $a_0 = 20$ мкм при ее освещении плоской волной с параметрами: $\lambda_0 = 0,8$ мкм, $t_p = 50$ фс, $t_0 = 100$ фс в различные моменты времени $t = 70$ (а); 130 (б); 170 (в); 200 (г); 220 (д) и 250 фс (е). Светлым овалом показано положение границы частицы. Направление падения излучения — справа налево. Значения координат нормированы на радиус частицы

Представление о реальных величинах относительной интенсивности оптического поля вдоль главного диаметра частицы дает рис. 2, построенный для тех же временных срезов процесса, что и рис. 1.

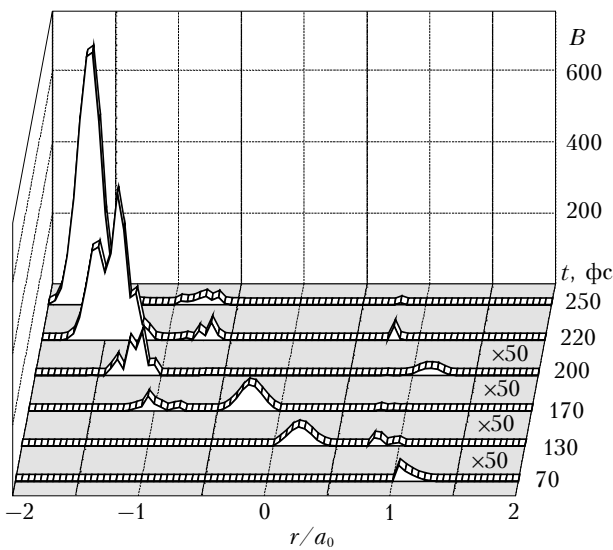


Рис. 2. Распределение относительной интенсивности оптического поля вдоль главного диаметра водной капли с $a_0 = 20$ мкм при ее освещении плоской волной. Параметры излучения соответствуют рис. 1. Величина интенсивности на первых четырех кривых увеличена в 50 раз

Рис. 1, 2 указывают на ряд закономерностей нестационарной дифракции светового излучения на частицах в части поведения интенсивности полного поля, к которым относятся: а) пульсирующий характер временной зависимости интенсивности внутреннего оптического поля частицы; б) временное опережение начала формирования максимума ин-

тенсивности внешнего поля по сравнению с максимумом внутреннего поля вблизи теневой и освещенной поверхности частицы (см. рис. 1,з–е). Пульсации интенсивности внутреннего поля обусловлены наличием отражений световой волны внутренней поверхностью частицы и последующим формированием мод шепчущей галереи (МШГ). В масштабах длительности исходного лазерного импульса характерное время жизни МШГ может быть достаточно большим, обуславливая характерное «послесвечение» частицы [4].

Разные времена формирования максимумов интенсивности внешнего и внутреннего полей частицы связаны с различиями в механизме их возникновения. Максимум интенсивности внешнего поля локализован непосредственно за частицей и формируется световой волной, прошедшей частицу без отражений (рис. 1,з). Поэтому он возникает первым по сравнению с «задним» максимумом внутреннего поля, который образуют световые лучи, отразившиеся от внутренней поверхности частицы (рис. 1,д). Дальнейшее увеличение интенсивности «внешнего» максимума (рис. 1,е) связано с приходом центральной части светового импульса.

Зависимость величины максимумов интенсивности внешнего и внутреннего полей от размера частицы для различных значений показателя поглощения вещества частицы κ_a показана на рис. 3, где под B_m понимается максимально достижимое значение фактора неоднородности оптического поля за весь временной интервал рассмотрения процесса рассеяния (абсолютный максимум интенсивности).

Анализ рис. 3 показывает, что в целом наблюдается рост максимума интенсивности в рассмотренных зонах при увеличении радиуса частиц. Кроме того, при любом уровне поглощения излучения частицей подъем интенсивности внешнего поля в зоне фокуса всегда, по крайней мере на порядок величины, больше, чем внутри частицы. Увеличе-

ние показателя поглощения приводит к стабилизации приведенных зависимостей на некотором не зависящем от размера частиц уровне.

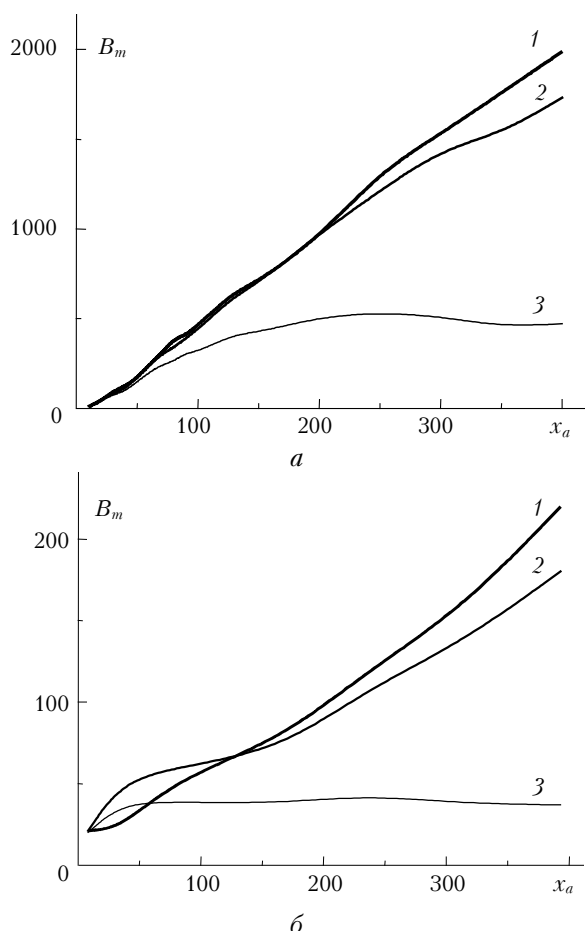


Рис. 3. Зависимость максимальных значений фактора неоднородности оптического поля B_m в области геометрического фокуса поля за частицей (а) и в «заднем» максимуме внутри частицы (б) от параметра дифракции $x_a = 2\pi a_0/\lambda_0$ при различном уровне поглощения: $\kappa_a = 10^{-8}$ (1); 10^{-4} (2); 10^{-3} (3)

Приведенные на рис. 3 расчеты были проведены при широкой вариации длительностей импульса падающего излучения и показали, что в зоне геометрического фокуса (за частицей) временная зависимость фактора B повторяет временной профиль исходного импульса. При этом сама величина достижимого уровня интенсивности B_m в данной зоне не зависит от t_p .

Несколько иная ситуация наблюдается для аналогичной зависимости B_m в области «заднего» максимума интенсивности внутреннего поля частицы. Данные этих расчетов сведены на рис. 4, из которого видно, что в целом при укорочении лазерного импульса происходит снижение абсолютного значения, достигаемого при $t_p > 10^{-10}$ с для рассмотренного диапазона размеров частиц. Причем данное снижение интенсивности тем больше, чем крупнее частица.

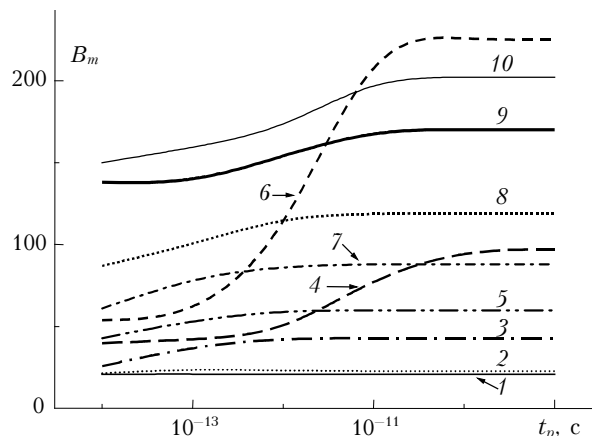


Рис. 4. Зависимость B_m в зоне внутреннего фокуса оптического поля от длительности лазерного импульса t_p для различных размеров частиц. Радиус частиц соответствует следующим значениям: $a_0 = 1$ (1); 5 (2); 10 (3); 11 (4); 15 (5); 20 (6); 22 (7); 30 (8); 40 (9); 50 мкм (10)

Это снижение достаточно невелико и не превышает 15%. Исключения составляют показанные на рис. 4 зависимости для двух радиусов частиц, использовавшихся в расчетах, а именно $a_0 = 11$ и 20 мкм, где падение интенсивности существенно. Причина заключается в том, что для данных размеров частиц реализуется близкое к резонансному возбуждение внутреннего поля, т.е. центральная частота спектра импульса попадает (пусть даже не совсем точно) в один из собственных резонансов частицы. Это приводит как к общему увеличению значения максимума внутреннего поля стационарного распределения интенсивности, так и к более сильной зависимости его от спектральной ширины излучения [4].

Заключение

Таким образом, представленные результаты указывают на следующие закономерности проявления эффекта внешней и внутренней фокусировки оптического поля сферической микрочастицей для случая падения на частицу лазерных импульсов фемтосекундной длительности. В области геометрического фокуса падающего излучения (за частицей) максимально достижимая интенсивность полного поля может превышать на порядок величины интенсивность внутри частицы и не зависит от длительности исходного лазерного импульса, полностью повторяя его профиль. В зоне внутренней фокусировки оптического поля при укорочении лазерного импульса происходит снижение абсолютного максимума интенсивности поля от его стационарного значения, которое тем больше, чем крупнее частица. Данное снижение интенсивности невелико и становится существенным только при резонансном возбуждении внутреннего поля частицы. Увеличение показателя поглощения вещества частицы приводит к снижению максимальных уровней интенсивности оптического поля в зонах его внешней и внутренней фокусировки, но сохраняет соотношение между ними.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта 2.9 программы Отделения физических наук РАН.

1. *Пришивалко А.П.* Оптические и тепловые поля внутри светорассеивающих частиц. Минск: Наука и техника, 1983. 190 с.
2. *Chylek P., Jarzembski M.A., Srivastava V., Pinnick R.G., Pendleton J.D., Cruncheon J.P.* Effect of spherical particles on laser-induced breakdown of gases // *Appl. Opt.* 1987. V. 26. № 5. P. 760–762.
3. *Борен К., Хафмен Д.* Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 660 с.
4. *Землянов А.А., Гейнц Ю.Э.* Резонансное возбуждение светового поля в слабопоглощающих сферических частицах фемтосекундным лазерным импульсом. Особенности нелинейно-оптических взаимодействий // *Оптика атмосф. и океана.* 2001. Т. 14. № 5. С. 349–359.
5. *Землянов А.А., Гейнц Ю.Э.* Нестационарное упругое линейное рассеяние света на сферических микрочастицах // *Оптика атмосф. и океана.* 2002. Т. 15. № 8. С. 684–692.
6. *Shifrin K.S., Zolotov I.G.* Nonstationary scattering of electromagnetic pulses by spherical particles // *Appl. Opt.* 1995. V. 34. № 3. P. 552–558.

A.A. Zemlyanov, Yu.E. Geints. **Internal and external focusing of optical field of femtosecond pulse at its diffraction on a spherical particle.**

The effect of internal and external focusing of an ultrashort laser pulse on micron-sized spherical particles is investigated numerically. Peculiarities are found in the dynamics of formation of the spatial intensity distribution of spectrally bounded light pulses scattered on particles at different pulse duration, particle size, and absorption coefficient of the particulate matter. It is shown that in the zone of the geometrical focus of the incident radiation (behind the particle) the maximum achievable intensity of the total field may be tenfold higher than the intensity inside the particle and independent of the duration of the initial laser pulse, copying its profile. In the zone of internal focusing of the optical field at laser pulse shortening, the absolute peak of the field intensity decreases, in general, as compared to its stationary value, which is higher for larger particles. However, this decrease becomes significant only at resonance excitation of the particle internal field. The increase of the absorption coefficient of the particulate matter leads to the decrease of the maximal values of the optical field intensity in the zones of its external and internal focusing, but keeps the relation between them.