

Ю.Э. Гейнц, А.А. Землянов, Г.М. Креков, М.М. Крекова, Г.Г. Матвиенко

Распространение фемтосекундного лазерного излучения в облачном аэрозоле: моделирование методом Монте-Карло*Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск*

Поступила в редакцию 11.05.2006 г.

Представлены результаты численного решения методом Монте-Карло нестационарного уравнения переноса радиации в оптически плотной дисперсной среде. В качестве модели среды предполагалось присутствие однородного жидкокапельного облака. Ожидается, что ультракороткий интенсивный лазерный импульс в процессе распространения стимулирует нестационарные переходные процессы в объеме рассеивающей частицы. В результате этого происходит временная трансформация ее оптических характеристик и, в первую очередь, индикатрисы рассеяния. Для расчета временной динамики индикатрисы рассеяния прозрачной сферической частицы использовалась нестационарная теория Ми, основанная на Фурье-преобразовании первоначального светового импульса и линейной стационарной теории дифракции на сфере. Рассеянное и внутреннее поля записываются в форме интеграла свертки спектра импульса и спектрального отклика частицы. Основываясь на анализе пространственно-временных диаграмм интенсивности, мы выделили четыре последовательные стадии нестационарного рассеяния света частицей. Рассчитанные оптические характеристики использовались далее как входные параметры при решении задачи многократного рассеяния импульса водным аэрозоле.

Введение

Особенностью сверхкороткого лазерного излучения является его широкополосность. Ширина спектра импульса $\Delta\omega_p$ обратно пропорциональна его длительности t_p и может составлять $\Delta\omega_p \sim 10^{15} \div 10^{16}$ Гц при $t_p \approx 10^{-14} \div 10^{-15}$ с. Столь широкий частотный диапазон позволяет осуществить в частице одно-временное возбуждение большого числа высокочастотных собственных электромагнитных колебательных мод ШГ (моды «шепчущей галереи» (ШГ)), существование которых было зафиксировано экспериментально и подтверждено теоретическими расчетами [1, 2]. При совпадении частоты падающей на частицу световой волны с частотой одной из ее собственных мод происходит резонансное возбуждение внутреннего оптического поля, причем его пространственно-временное распределение целиком определяется морфологией возбужденной моды. Характерные времена жизни τ_R наиболее высокочастотных мод ШГ в частицах микронных размеров лежат, как правило, в наносекундной области. Таким образом, если исходный импульс излучения имеет длительность сравнимую и меньше, чем время τ_R , то его рассеяние частицей может носить нестационарный характер.

1. Однократное рассеяние излучения фемтосекундной длительности микрочастицей

Обсуждаемая задача о рассеянии фемтосекундного импульса микрочастицей относится к классу

задач дифракции нестационарного и, в общем случае, неоднородного светового поля на диэлектрической сфере. Для ее решения традиционным считается подход, сочетающий в себе спектральный метод Фурье с линейной теорией Ми. Исходная нестационарная задача дифракции широкополосного излучения в этом случае сводится к стационарной задаче рассеяния сферической частицей набора монохроматических Фурье-гармоник. При этом рассеивающие свойства частицы характеризуются так называемой функцией спектрального отклика $E_s(\mathbf{r}; \omega)$, представляющей собой традиционные ряды Ми, записанные для всех частот из спектра исходного импульса [3]. Подробное описание данной методики и некоторые детали ее численной реализации приведены, например, в [4, 5]. Здесь же мы ограничимся краткой сводкой базовых выражений.

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

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

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 — единичные 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 и пространственный профили светового сигнала задавались гауссовскими функциями

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

$$S(\mathbf{r}_\perp) = \exp\left\{-\frac{(x^2 + y^2)}{w_0^2}\right\} \quad (2)$$

с параметрами: t_p , t_0 — длительность и временная задержка импульса; w_0 — пространственная полуширина пучка.

Первым шагом в решении данной задачи является переход из временных координат в область спектральных частот путем представления исходного светового импульса его Фурье-образом $G(\omega)$:

$$\mathbf{E}_\omega^i(\mathbf{r}, \omega) = \mathfrak{Z}[\mathbf{E}^i(\mathbf{r}, t)] =$$

$$= \frac{1}{2} E_0 \mathbf{e}_y S(\mathbf{r}_\perp) G(\omega - \omega_0) e^{-ik_0(z+a_0)}, \quad (3)$$

где \mathfrak{Z} — оператор Фурье-преобразования; $k_0 = \omega_0/c$.

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

$$\text{rot} \mathbf{E}_\omega(\mathbf{r}; \omega) = -ik \mathbf{H}_\omega(\mathbf{r}; \omega);$$

$$\text{rot} \mathbf{H}_\omega(\mathbf{r}; \omega) = i\varepsilon_a k \mathbf{E}_\omega(\mathbf{r}; \omega), \quad (5)$$

где $\mathbf{H}_\omega(\mathbf{r}; \omega)$ — вектор магнитной напряженности поля; ε_a — комплексная диэлектрическая проницаемость вещества частицы; $k = \omega/c$. При этом граничные условия на поверхности сферической частицы ($r = |\mathbf{r}| = a_0$) ставятся из условия непрерывности тангенциальных компонент внутреннего поля \mathbf{E}_ω , \mathbf{H}_ω при переходе через поверхность:

$$[\mathbf{E}_\omega \times \mathbf{n}_r] = [(\mathbf{E}_\omega^i + \mathbf{E}_\omega^s) \times \mathbf{n}_r];$$

$$[\mathbf{H}_\omega \times \mathbf{n}_r] = [(\mathbf{H}_\omega^i + \mathbf{H}_\omega^s) \times \mathbf{n}_r], \quad (6)$$

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) при задании пространственного профиля светового пучка в виде гауссовской функции (2) приводит к следующему спектральному представлению электрического поля световой волны, рассеянной частицей:

$$\mathbf{E}_\omega^s(\mathbf{r}; \omega) = E_0 G(\omega - \omega_0) \times$$

$$\times \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n R_n \left[a_{nm}(m_a k a_0) \mathbf{M}_{nm}^{(3)}(kr, \theta, \varphi) - \right.$$

$$\left. - i b_{nm}(m_a k a_0) \mathbf{N}_{nm}^{(3)}(kr, \theta, \varphi) \right], \quad (7)$$

где

$$R_n = i^n \frac{2n+1}{n(n+1)};$$

$\mathbf{M}_{nm}^{(3)}$, $\mathbf{N}_{nm}^{(3)}$ — сферические вектор-гармоники; m_a — комплексный показатель преломления вещества частицы. Обобщенные коэффициенты a_{nm} , b_{nm} связаны с коэффициентами Ми для плоской волны a_n , b_n (здесь используются обозначения работы [6]) следующими выражениями:

$$a_{nm} = b_n (g_{nm})_{TH}, \quad b_{nm} = b_n (g_{nm})_{TE},$$

где $(g_{nm})_{TH}$, $(g_{nm})_{TE}$ — коэффициенты формы пучка (КФП), представляющие собой двумерные интегралы от радиальных составляющих оптического поля исходного пучка [7–10]. Для случая слабо фокусированного гауссовского пучка (2) с центром на оси z они имеют вид

$$(g_{nm})_{TH} = \frac{1}{2} (-is)^{|m|-1} \exp\left\{-\left(\xi_0^2 + \eta_0^2\right)\right\} \frac{(\xi_0 - i\eta_0)^{|m|-1}}{(m-1)!};$$

$$(g_{nm}(\xi_0, \eta_0))_{TE} = (-i)^m (g_{nm}(\eta_0, -\xi_0))_{TH}, \quad m \geq 0;$$

$$(g_{n(-m)}(\xi_0, \eta_0))_{TE} = -(g_{nm}(\xi_0, -\eta_0))_{TE},$$

где $\xi_0 = x_0/w_0$, $\eta_0 = y_0/w_0$ — безразмерные координаты центра фокальной перетяжки светового пучка (x_0, y_0) ; $s = 1/(k_0 w_0)$ — безразмерный параметр. В случае же плоской волны, линейно поляризованной вдоль оси y , все КФП равны нулю, кроме двух пар: $(g_{n(\pm 1)})_{TE} = 1/2$ и $(g_{n(\pm 1)})_{TH} = \mp(i/2)$.

Электрическое поле световой волны, рассеянной частицей, в рамках рассматриваемого подхода записывается в виде интеграла свертки от спектра исходного лазерного импульса и функции спектрального отклика частицы:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}; t) = E_0 \mathfrak{Z}^{-1} [G(\omega - \omega_0) \mathbf{E}_\omega^s(\mathbf{r}; \omega)]. \quad (8)$$

Здесь через $\mathbf{E}_\omega^s(\mathbf{r}; \omega)$ обозначены ряды в правой части выражения (7). Из (8) следует выражение для интенсивности рассеяния короткого светового импульса сферической частицей:

$$I_s(r, \theta, \varphi; t) = I_0 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \left\{ \left| a_{nm}(m_a a_0; t) \tilde{\mathbf{M}}_{nm}^{(3)}(\theta, \varphi) \right|^2 + \right.$$

$$\left. + \left| b_{nm}(m_a a_0; t) \tilde{\mathbf{N}}_{nm}^{(3)}(\theta, \varphi) \right|^2 \right\}, \quad (9)$$

где $\tilde{\mathbf{M}}_{nm}^{(3)}$, $\tilde{\mathbf{N}}_{nm}^{(3)}$ — угловая часть сферических гармоник, а зависящие от времени коэффициенты разложения $a_{nm}(m_a a_0; t)$ и $b_{nm}(m_a a_0; t)$ определены следующими выражениями:

$$a_{nm}(m_a a_0; t) = \mathfrak{Z}^{-1} \left[G(\omega - \omega_0) \hat{\mathbf{M}}_{nm}^{(3)}(kr) a_{nm}(m_a k a_0) \right]; \quad (10)$$

$$b_{nm}(m_a a_0; t) = \mathfrak{Z}^{-1} \left[G(\omega - \omega_0) \hat{\mathbf{N}}_{nm}^{(3)}(kr) b_{nm}(m_a k a_0) \right]. \quad (11)$$

Здесь $\hat{\mathbf{M}}_{nm}^{(3)}$, $\hat{\mathbf{N}}_{nm}^{(3)}$ — радиальная часть сферических гармоник.

2. Характеристики нестационарного упругого рассеяния

При численном моделировании комплексный показатель преломления вещества частицы m_a и длина волны лазерного излучения λ_0 принимались равными: $m_a = 1,33 - i \cdot 10^{-8}$; $\lambda_0 = 0,8$ мкм, что соответствует, например, каплям воды, облучаемым импульсами лазера на кристалле Ti:Sapphire. Частотной дисперсией показателя преломления частиц в выбранном диапазоне длин волн пренебрегалось. Не учитывались также нелинейные оптические эффекты многофотонной ионизации и многофотонного поглощения.

Временную динамику рассеянного водной каплей оптического поля при ее облучении сверхкоротким лазерным импульсом, имеющим плоский волновой фронт, иллюстрирует рис. 1.

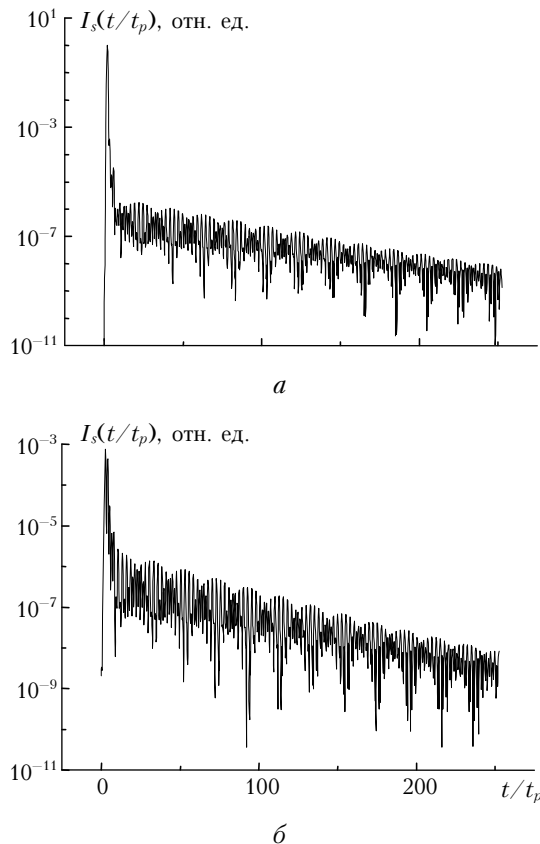


Рис. 1. Временная зависимость относительной интенсивности излучения в направлениях вперед ($\theta = 0^\circ$) (а) и назад ($\theta = 180^\circ$) (б) при рассеянии на водной капле с $a_0 = 5$ мкм лазерного импульса с $t_p = 50$ фс и $t_0 = 2t_p$

В целях наглядности все значения интенсивности на рис. 1 нормированы на свою максимальную величину, достигаемую в выбранной области пространства ($r = 100a_0$). Начало временного отсчета соответствует моменту захода переднего фронта (по уровню e^{-2} максимума от интенсивности) лазерного импульса в частицу. Максимальные по объему значения функции спектрального отклика водной капли $\mathbf{E}_s^{\max}(\omega)$ в зависимости от относительной расстройки от центральной частоты излучения $\Delta\bar{\omega} = (\omega - \omega_0)/\omega_0$ показаны на рис. 2.

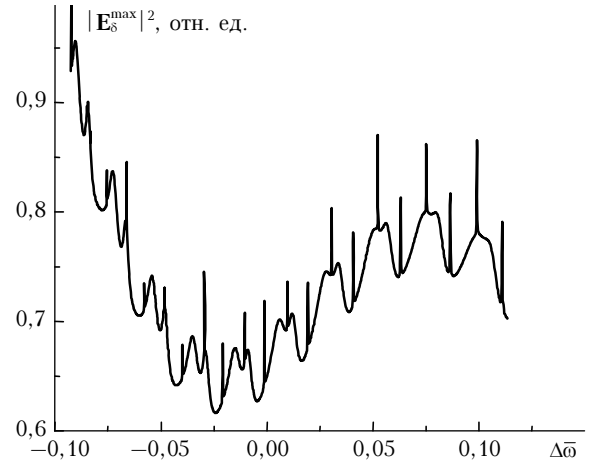


Рис. 2. Частотная зависимость максимальных по объему значений функции спектрального отклика водной капли с $a_0 = 5$ мкм для излучения с $\lambda_0 = 0,8$ мкм

Видно, что временная зависимость интенсивности оптического поля в целом характеризуется двумя участками: участком, повторяющим практически точно временной профиль падающего излучения, и экспоненциально спадающим во времени «хвостом». Данное «послесвечение» обусловлено задержкой поля падающей волны высокочастотными модами ШГ частицы, одновременное возбуждение которых эффективно происходит при широком частотном спектре лазерного импульса (рис. 2). Временная протяженность фазы «послесвечения» может быть достаточно значительной и составлять, в зависимости от временных параметров излучения, десятки и сотни длительностей исходного импульса. На данной стадии, кроме того, отчетливо видны крупномасштабные периодические пульсации интенсивности, имеющие характер биений частот нескольких наиболее высокочастотных резонансных мод, заполненных высокочастотным фоном.

Нормированная на максимальное значение индикатриса рассеяния водной капли $\bar{I}_s(\theta)$ в поле фемтосекундного импульса представлена на рис. 3.

Показаны четыре временных среза индикатрисы, соответствующие трем выделенным нами условным фазам процесса рассеяния, а именно: 1) моменту захода в частицу $\sim 10\%$ энергии исходного импульса (кривая 1), 2) рассеянию $\sim 50\%$ энергии импульса (кривая 2) и 3) моменту полного выхода импульса из частицы (кривые 3, 4). Форма индикатрисы, как видно, в каждой фазе различна. Первые две фазы