

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ,  
ГИДРОСФЕРЫ И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 535.361; 519.245

**Эффект расщепления фемтосекундного импульса  
в линейном режиме переноса**

**Г.М. Креков, А.Ю. Копытин\***

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

Поступила в редакцию 26.03.2009 г.

На основе численного решения нестационарного уравнения переноса методом Монте-Карло устанавливаются параметрические границы и физический механизм возникновения эффекта расщепления фемтосекундного лазерного импульса в сильно рассеивающей среде. Показано, что эффект расщепления, приводящий к бимодальной конфигурации огибающей импульса, проявляется в ограниченной области значений коэффициента рассеяния дисперсной среды и фактора анизотропии индикатрисы рассеяния. Эффект зафиксирован при длительностях импульса менее 800 фс; существенную роль играют геометрические условия регистрации сигнала. При оптимальном выборе параметров временная конфигурация рассчитанных сигналов находится в хорошем качественном соответствии с известными экспериментальными данными. Учет тонкой временной структуры пропущенного сигнала и многопараметрическая зависимость ожидаемого эффекта потребовали определенной модификации локальных алгоритмов статистического моделирования, которые изложены в Приложении.

*Ключевые слова:* рассеяние света, фемтосекундный импульс, метод Монте-Карло; light scattering, femto-second impulse, Monte Carlo method.

**Введение**

Одна из актуальных задач физической оптики состоит в получении оптического изображения объектов, находящихся в оптически плотной диспергированной среде. Эта задача возникает прежде всего при разработке эффективных методов трансмиссионной оптической томографии [1], лазерного зондирования атмосферы и океана [2], конфокальной микроскопии [3] и др. Благодаря недавним успехам в технологии фемтосекундных лазеров [4], давшим новый толчок этим исследованиям, стало возможным проводить измерения со сверхвысоким пространственным разрешением, близким к дифракционному пределу. При этом, однако, возникает ряд методологических сложностей, связанных с информационным содержанием пропущенного и обратнорассеянного лазерного излучения, которое, в отличие от рентгеновского и микроволнового, активно взаимодействует с дисперсной средой, теряя когерентность и образуя помеху многократного рассеяния.

Помимо диффузионного уширения локационного импульса, многократное рассеяние может стать источником ложного сигнала, что приведет к неконтролируемой ошибке томографических или локационных измерений. Впервые это было отмечено в ранних экспериментах одного из основоположников

фемтосекундной оптики R. Alfano с сотр. [5–7], связанных с использованием ультракоротких световых импульсов для построения изображения малых объектов в плотных рассеивающих средах. В отдельных ситуациях, по мере сокращения длительности начального импульса, наблюдалось временное расщепление пропущенного сигнала на две слабо различимые составляющие, обязанные своим происхождением, по мнению авторов [5], когерентному взаимодействию баллистических и диффузно рассеянных фотонов.

Наблюдение подобного эффекта требует прецизионной регистрации временной огибающей сигнала, поэтому количество работ, в которых отмечался этот эффект, весьма ограничено. Лишь в последнее время появились сообщения [8, 9], в которых с хорошей точностью подтверждается проявление эффекта расщепления; в то же время эти эксперименты показали, что малая длительность импульса является необходимым, но не единственным условием появления бимодальной конфигурации огибающей пропущенного сигнала. В работах [10–12] показано, что форма и положение вторичного пика, обусловленного диффузной составляющей сигнала, зависят от оптических параметров дисперсной среды, в первую очередь от коэффициента рассеяния, и ее оптической толщины. В настоящей статье на основе численного решения уравнения переноса излучения делается попытка уточнить параметрическую область, в которой имеет место эффект расщепления ультракороткого светового импульса.

\* Георгий Михайлович Креков (gm@iao.ru); Алексей Юрьевич Копытин.

# 1. Теоретические предпосылки вопроса

Теоретические и экспериментальные исследования последних лет, связанные с анализом особенностей распространения ультракоротких лазерных импульсов в дисперсных средах [5–12], привели к определенной качественной классификации фотонов, формирующих пространственно-временное распределение пропущенного излучения. Часть фотонов, не испытавших столкновения с частицами среды и, следовательно, сохранивших первоначальное направление и состояние поляризации, относятся к так называемым баллистическим фотонам [5, 11]. Остальные фотоны вступают в статистическую последовательность случайных актов рассеяния, отклоняются от первоначального направления и отстают по времени от баллистических. Основную часть рассеянных фотонов составляют хаотически поляризованные диффузные фотоны.

В средах с сильной анизотропией рассеяния заметную роль играет промежуточная группа фотонов, испытавших малое количество рассеяний и сохранивших приосевое направление распространения [11]. В зарубежной литературе эту приосевую группу фотонов называют также змеевидными (*snake*) фотонами [7, 8]. Признание правомерности подобной классификации приводит к новой интерпретации задачи нестационарного переноса излучения, учитывающей существование различного вида фотонов.

Для описания переноса излучения в неоднородной дисперсной среде используется, как известно, феноменологическое интегродифференциальное уравнение, которое в случае импульсного излучателя принимает вид

$$\begin{aligned} & \left[ v^{-1} \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{\Omega} \nabla + \sigma(\mathbf{r}) \right] I(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t) = \\ & = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} G(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}') I(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}', t) d\mathbf{\Omega}' + S(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $S(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t)$  – функция источников;  $I(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t)$  – плотность потока фотонов в точке  $\mathbf{r}$  в направлении распространения  $\mathbf{\Omega}$  в момент времени  $t$ ;  $x = (\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t)$  – точка фазового пространства,  $x \in X$ ,

$$\begin{aligned} X & = \{(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t) : \mathbf{r} \in R \subset R^3, \mathbf{\Omega} \in W = \\ & = \{(a, b, c) \in R^3 : a^2 + b^2 + c^2 = 1\}, t \in T\}, \end{aligned}$$

или  $X = R \times W \times T$  – семимерное фазовое пространство;  $G(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}') = \sigma_s(\mathbf{r})g(\mu, \mathbf{r}')$  – объемный коэффициент направленного упругого светорассеяния, в основном рассеянии Ми в направлении  $(\mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{\Omega}')$ ;  $g(\mu, \mathbf{r}')$  – индикатриса рассеяния;  $\mu = \cos\theta$ ;  $\theta$  – угол рассеяния;  $\sigma(\mathbf{r})$  – коэффициент экстинкции, т.е.  $\sigma(\mathbf{r}) = \sigma_a(\mathbf{r}) + \sigma_s(\mathbf{r})$ ,  $\sigma_a(\mathbf{r})$ ,  $\sigma_s(\mathbf{r})$  – коэффициенты поглощения и рассеяния дисперсной среды;  $v$  – скорость света в среде.

Первые успешные попытки аналитического описания процесса формирования бимодальной струк-

туры короткого лазерного импульса в сильно рассеивающей среде (СРС) на основе приближенного решения уравнения переноса предприняты в работах [10–12]. Авторы использовали известную двухпотокую модель Кубелки–Мунка [13], обобщив ее на случай нестационарных процессов переноса излучения. В результате в 1–D-приближении получена система двух взаимосвязанных дифференциальных уравнений

$$v^{-1} \frac{\partial F_+}{\partial t} + \frac{\partial F_+}{\partial x} = -m_e F_+ + m_s F_-, \quad (2)$$

$$v^{-1} \frac{\partial F_-}{\partial t} + \frac{\partial F_-}{\partial x} = m_e F_+ - m_e F_-, \quad (3)$$

где  $F_+(t, x)$ ,  $F_-(t, x)$  – потоки излучения, распространяющегося в направлении оси  $x$  и в противоположном направлении;  $m_s$  и  $m_e$  – соответственно специфические безразмерные коэффициенты рассеяния и экстинкции [13].

Используя для решения системы (2)–(3) методы теории обобщенных функций, можно получить [11, 12] достаточно компактное выражение для потоков излучения  $F(t, x)$  в момент времени  $t$  на глубине  $x$  в виде

$$\begin{aligned} F_+(t, x) & = U_0 m_e v \delta(m_e v t - m_e x) \exp(-m_e x) + \\ & + U_0 \eta (m_e v t - m_e x) v m_s x J_1 \frac{m_s \sqrt{(vt)^2 - x^2} \exp(-m_e vt)}{\sqrt{(vt)^2 - x^2}}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $U_0$  – энергия исходного импульса;  $\delta(\cdot)$  – дельта-функция Дирака;  $J_1(\cdot)$  – модифицированная функция Бесселя 1-го рода;  $\eta(\cdot)$  – функция Хевисайда.

Первое слагаемое в (4) описывает баллистическую компоненту излучения, второе – диффузную компоненту. Формула (4) дает качественно адекватную картину временного распределения интенсивности импульса излучения, прошедшего через рассеивающий слой конечной толщины. К сожалению, она не допускает, по определению 2-потокowego приближения, строгого учета микрофизических и оптических качеств среды, в первую очередь индикатрисы рассеяния. В то же время фактор анизотропии индикатрисы рассеяния играет, как показывают дальнейшие оценки, определяющую роль в установлении режима расщепления импульса.

Традиционно в задачах трансмиссионной оптической томографии используется диффузионное приближение в решении уравнения переноса. Диффузионное приближение основано на допущениях, что поток фотонов в СРС испытывает рассеяние на большом ансамбле частиц и индикатриса рассеяния близка к изотропной [13]. При этих предположениях достаточно умножить уравнение (1) на единичный вектор направления  $\mathbf{e}_r$  и проинтегрировать по телесному углу  $\mathbf{\Omega}$ . После известных [13, 14] преобразований следует нестационарное диффузионное уравнение для потока фотонов  $F(t, x)$

$$v^{-1} \frac{\partial F(t, r)}{\partial t} - D_f \nabla^2 F(t, r) + \sigma_a(r) F(t, r) = S_d(t, r), \quad (5)$$

где  $D_f = \{3[\sigma_a(r) + (1 - g_{\text{HG}})\sigma_s(r)]\}^{-1}$  – диффузионный коэффициент;  $g_{\text{HG}}$  – средний косинус угла рассеяния;  $S_d(t, r)$  – источник фотонов, в отличие от  $S(\mathbf{r}, \Omega, t)$  в (1) – изотропная функция.

В ряде канонических ситуаций уравнение (5) допускает аналитическое решение. В частности, в работе [15] получено выражение для временного распределения интенсивности на оси пучка на глубине  $z$  в случае точечного мононаправленного источника, освещающего полубесконечную однородную среду:

$$T(z, t) = (4\pi Dv)^{-1/2} t^{-3/2} \exp(-\sigma_a vt) \times \\ \times \left\{ (z - z_0) \exp\left[-\frac{(z - z_0)^2}{4\pi Dv}\right] - (z + z_0) \exp\left[-\frac{(z + z_0)^2}{4\pi Dv}\right] + \right. \\ \left. + (3z - z_0) \exp\left[-\frac{(3z - z_0)^2}{4\pi Dv}\right] - (3z + z_0) \exp\left[-\frac{(3z + z_0)^2}{4\pi Dv}\right] \right\}, \quad (6)$$

где  $z_0 = [(1 - g_{\text{HG}})\sigma_s]$ .

Если известен фактор анизотропии  $g_{\text{HG}}$ , то формула (6) с высокой точностью определяет форму импульса, прошедшего слой однородной СРС значительной оптической толщи, т.е. при установлении асимптотического глубинного режима. Это иллюстрируется результатами сравнительного анализа, выполненного в [15] для оптической толщи рассеивающего слоя  $\tau = \sigma vt \approx 60,0$ . С другой стороны, диффузионное приближение не описывает поведение баллистических фотонов, обладающих наибольшим информационным содержанием (по определению), не позволяет учитывать неоднородную оптическую структуру среды, не допускает решения в сложных граничных условиях, возникающих в реальных схемах оптического зондирования. Таким образом, для прецизионного количественного прогноза формы короткого светового импульса в объеме СРС необходимо решать полное уравнение переноса вида (1) без упрощающих физических предположений. В сложных граничных условиях, имеющих место в реальных опытах трансмиссионной спектроскопии и лазерного зондирования, единственным перспективным подходом к решению подобного класса задач остается метод статистического моделирования (метод Монте-Карло).

## 2. Математическая модель переноса; метод Монте-Карло

Трансформация формы светового сигнала при прохождении оптически плотной рассеивающей среды является одной из традиционных задач, при решении которой проявляются преимущества метода Монте-Карло. Первые попытки компьютерной имитации реального эксперимента, связанного с исследованием закономерностей временного распыливания за счет многократного рассеяния, были предприняты в нашей работе [16]. Однако ни в этой работе, ни

в ряде последующих [17–20] эффект расщепления не был установлен. Причиной этого являются, по-видимому, несовершенная алгоритмическая техника статистического моделирования и неудачный выбор оптических параметров, не попадающих, как будет показано ниже, в параметрическую область существования эффекта. Говоря о технике статистического моделирования, следует заметить, что в последнее время при использовании методов Монте-Карло определилась тенденция применения упрощенных, так называемых аналоговых алгоритмов моделирования. Возросшие возможности компьютерной техники в определенной степени оправдывают такой подход. Тем не менее для решения многомерных задач теории переноса в сложных граничных условиях, отражающих реальный эксперимент, целесообразно использовать *весовые* методы Монте-Карло [8, 9], позволяющие существенно понизить дисперсию искомых оценок. Построение весовых алгоритмов требует предварительного анализа интегрального уравнения переноса, точнее особенностей его ядра. Неоднократно показано [8–11], что в большинстве случаев интегродифференциальное уравнение (1) допускает преобразование в каноническую форму уравнения Фредгольма 2-го рода. В операторной форме оно обычно записывается для плотности столкновений  $f(x) = \sigma(x)I(x)$  в виде

$$f = Kf + \varphi, \quad (7)$$

где интегральный оператор  $K$  определен как

$$[Kf](r, \Omega, t) = \\ = \int \int \int_{R \times \Omega \times T} k[(r', \Omega', t') \rightarrow (r, \Omega, t)] f(r', \Omega') dr' d\Omega' dt'. \quad (8)$$

Ядро нестационарного интегрального уравнения (7), следуя [22], имеет вид

$$k[(r', \Omega', t') \rightarrow (r, \Omega, t)] = \frac{\Lambda(\mathbf{r}')\sigma(r)g(\mu, \mathbf{r}') \exp[-\tau(\mathbf{r}', \mathbf{r})]}{2\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \times \\ \times \delta\left(\Omega - \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}\right) \delta\left[t' - \left(t + \frac{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}|}{v}\right)\right], \quad (9)$$

т.е. представляет собой плотность вероятности перехода фотона из состояния  $(\mathbf{r}', \Omega', t')$  в состояние  $(\mathbf{r}, \Omega, t)$ ;

$$\varphi(r, \Omega, t) = \int_R k[(r', \Omega_0, t_0) \rightarrow (r, \Omega, t)] \times \\ \times \sigma(r') \exp[-\tau(r', r_0)] p(t_0) dr' \quad (10)$$

– плотность начальных столкновений (функция источника);  $\tau(\mathbf{r}', \mathbf{r}) = \int_0^l \sigma(\mathbf{r}, l') dl'$  – оптическая длина отрезка  $l = |\mathbf{r}' - \mathbf{r}|$ ;  $\Lambda(\mathbf{r}') = \sigma_s(r')/\sigma(\mathbf{r}')$  – вероятность выживания кванта. Мы полагаем, что начальная точка  $r_0(x_0, y_0, z_0) \in S$ ,  $S \subset R$ , освещается падающим лучом в направлении  $\Omega_0(a_0, b_0, c_0)$  в момент времени  $t_0$ .

Во многих случаях, отражающих реальный оптический эксперимент, в том числе и в настоящей задаче, требуется оценить тонкие пространственно-временные характеристики короткого светового сигнала в условиях коллимированного освещения и детектирования. Это предполагает наличие локализованных детекторов и источников излучения. Области локализации  $D^* \ll R$ , вероятность информативных событий в этом случае минимальна. Для решения задачи в подобных граничных условиях целесообразно строить другую цепь Маркова, чтобы в плотности перехода  $k[(r', \Omega', t') \rightarrow (r^*, \Omega^*, t^*)]$  входила функция  $\delta[\Omega^* - (r^* - r') / |r^* - r'|^2]$ .

В теории метода Монте-Карло [21] такой искусственный прием называется «метод локальной оценки». Кратко его сущность состоит в следующем. Пусть  $x^*(r^*, \Omega^*, t) \in D$ , где  $D$  – фазовый объем некоторого оптического детектора,  $D \subset R$ ,  $D \ll R$ . Перепишем (7) в виде

$$f(x) = \int_{\tilde{x}} k(x' \rightarrow x) f(x') dx' + \varphi(x). \quad (11)$$

Предположим, что в (11)  $x = x^*$ ,  $\varphi(x^*) = 0$ ,  $\sigma_s(r) = \sigma(r)$ . Тогда уравнение (11), очевидно, можно записать следующим образом:

$$I(x^*) = \int_{\tilde{x}} \frac{k(x' \rightarrow x^*)}{\sigma(r^*, \lambda)} f(x') dx'. \quad (12)$$

Таким образом, величина плотности спектрального потока  $I_\lambda(x^*)$  формально представлена в виде линейного функционала от плотности столкновений. Однако ядро  $k(x' \rightarrow x^*)$  содержит обобщенные  $\delta$ -функции. Для их устранения можно проинтегрировать последовательно (12) по некоторым ограниченными областям направлений  $\Omega_i \in W$  и времени регистрации фотона  $T_j \in T$  ( $\Omega_i \ll W$  и  $T_j \ll T$ ). В результате приходим к статистической оценке потока радиации в области локализованного детектора  $D_{ij} = \Omega_i T_j$  в виде

$$\begin{aligned} \bar{I}(r^*) &= \int_{D_{ij}} I(r^*, \Omega^*, t^*) d\Omega^* dt^* = \iint_{T_j \Omega_i} I(r^*, \Omega^*, t^*) d\Omega^* dt^* = \\ &= \int_{\tilde{x}} \xi_{ij}(x', x^*) f(x') dx' = M \sum_{n=0}^N q_n \xi_{ij}(x_n, x^*), \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$\xi_{ij}(x_n, x^*) = \frac{\exp[-\tau(r_n, r^*) g(\mu^*, r)]}{2\pi |r_n - r^*|^2} \Delta_i(s^*) \Delta_j(t^*). \quad (14)$$

Здесь  $\Delta_i(s^*)$  и  $\Delta_j(t^*)$  – индикаторы областей  $\Omega_i$  и  $T_j$ ;

$$\Delta_i(s^*) = \begin{cases} 1, & s^* \in \Omega_i, \\ 0, & s^* \notin \Omega_i, \end{cases}; \quad \Delta_j(t^*) = \begin{cases} 1, & s^* \in T_j, \\ 0, & s^* \notin T_j, \end{cases}; \quad s^* = \frac{r_n - r^*}{|r_n - r^*|};$$

$$t^* = \left( t + \frac{|\mathbf{r}^* - \mathbf{r}|}{c} \right); \quad \mu^* = (\Omega_n, s^*);$$

$M$  – символ математического ожидания;  $n = 1, 2, \dots, N$  – номер случайного столкновения фотона;  $q_n$  – статистический вес фотона, компенсирующий фиктивный характер переходов  $k(x_n \rightarrow x^*)$ .

Весовые методы показали высокую эффективность в задачах дистанционного зондирования окружающей среды. Частные технические алгоритмы моделирования геометрической траектории пакета фотонов в однородной и слоисто-неоднородной среде общеизвестны (см., например, [22]), и мы не задерживаем на них наше внимание. При необходимости исследовать зависимость искомого функционала от множества параметров полезной оказывается простая модификация метода локальной оценки потока, приведенная в Приложении.

### 3. Результаты модельных оценок

В качестве физического прототипа нашего численного эксперимента выбрана схема экспериментальных измерений, реализованная в недавних работах [8, 24]. Выбор обусловлен тем, что в этих работах представлены результаты, иллюстрирующие динамическую картину формирования бимодальной структуры ультракороткого импульса, прошедшего слой модельной СРС. Результаты получены с хорошим временным разрешением (порядка 2 пс) и рекордным отношением сигнал-шум = 1000 : 1. На основании этих данных были приняты в качестве базовых следующие оптико-геометрические условия численного эксперимента.

Полагается, что излучение импульсного лазера с длиной волны  $\lambda = 790$  нм (длина волны фемтосекундного Ti:Sa-лазера) направляется в модельную камеру, имеющую поперечные размеры порядка 5 см и продольную толщину 3 см. Входной радиус светового пучка составляет 0,1 см; угловая расходимость  $\varphi_s = 1$  мрад. Начальная форма импульса удовлетворяет распределению Гаусса  $I(t - t_0) = \exp[-(4 \ln 2)(t - t_0)^2 / \tau_p^2]$  с модальным значением  $t_0 \approx 35$  фс и полушириной  $\tau_p \approx 50$  фс. Минимальный угол приемной оптоволоконной системы составлял  $\varphi_d = 0,6$  мрад; радиус входного отверстия приемника равен 0,6 см. Оптические свойства модельной среды соответствуют водной суспензии интралипида переменной концентрации [8]. Отметим, что интралипид широко используется в качестве фантома биологических тканей ввиду чрезвычайной близости оптических свойств [23]. В частности, для оценки влияния анизотропии индикатрисы рассеяния  $g(\mu)$  на форму диффузно пропущенного импульса использовалось приближение Хенби–Гринштейна [1, 13]:

$$g(\mu) = \frac{1 - g_{\text{HG}}^2}{2(1 + g_{\text{HG}}^2 - 2g_{\text{HG}}\mu)^{3/2}},$$

в котором фактор анизотропии  $g_{\text{HG}}$  входит в явном виде; для выбранной длины волны излучения  $\lambda = 790$  нм в 20% суспензии интралипида  $g_{\text{HG}}(\lambda = 790 \text{ нм}) = 0,6$ . Модельные значения объемных коэффициентов рассеяния и поглощения составляли соответственно  $\sigma_s = 3,6 \text{ см}^{-1}$ ,  $\sigma_a = 0,00001 \text{ см}^{-1}$ . Для удобства все базовые параметры сведены в таблицу.

**Базовые параметры, определяющие оптические характеристики и условия освещения модельной среды**

Параметр	Значение
Коэффициент рассеяния $\sigma_s$ , $\text{см}^{-1}$	3,6
Коэффициент поглощения $\sigma_a$ , $\text{см}^{-1}$	0,00001
Геометрическая толщина среды, см	3,0
Фактор анизотропии $g(\mu)$	0,6
Длительность импульса $\tau_p$ , фс	50,0
Радиус пучка, см	0,1
Радиус приемника, см	0,6

Отметим, что значения базовых параметров соответствуют оптимальным условиям наблюдения бимодальной конфигурации формы ультракороткого импульса для выбранной оптической модели СРС. Содержание численного моделирования состояло в последовательной вариации одного из базовых параметров при фиксированных значениях остальных.

Переходим к результатам модельных оценок. Характер огибающей амплитуды светового импульса, прошедшего слой СРС, зависит от вклада фотонов, испытавших разное количество актов рассеяния. В то же время среди рассеянных фотонов имеет место разброс по временам запаздывания. Вклад различных кратностей рассеяния в детектируемый сигнал, так же как и распределение фотонов по пробегам за счет однократного рассеяния, зависит от формы индикатрисы рассеяния, макроскопических сечений рассеяния и поглощения элементарного объема среды. На рис. 1, *a, б* показано влияние, соответственно, объемных коэффициентов рассеяния и поглощения на форму фемтосекундного лазерного импульса, прошедшего слой СРС конечной геометрической толщины.

Очевидно, что с увеличением  $\sigma_s$  баллистическая компонента, формирующая первую моду сигнала, ослабляется, а ее энергия передается рассеянными фотонам. Можно заметить, что рекомендации по увеличению вклада баллистических фотонов путем увеличения коэффициентов рассеяния СРС, предложенные в [5, 6] и во многом основанные на неточных предположениях о характере убывания доли рассеянных фотонов в СРС, нашими расчетами (см. рис. 1, *a*) не подтверждаются.

Увеличение коэффициента поглощения (см. рис. 1, *б*) приводит к систематическому снижению уровня сигнала и практически не влияет на его 2-модальную конфигурацию. Эффект увеличения геометрической толщины слоя при постоянном  $\sigma_s$  (рис. 1, *в*) эквивалентен, как и следовало ожидать,

эффекту увеличения  $\sigma_s$  при постоянной толщине слоя, показанном на рис. 1, *a*.

О влиянии формы индикатрисы рассеяния на временную структуру сигнала можно судить на основании результатов, приведенных на рис. 1, *г*.

Для среды с высоким фактором анизотропии  $g_{\text{HG}} \geq 0,7$  возрастает роль квазibalлистических или змеевидных фотонов, которые сглаживают провал между баллистической и диффузной компонентами, превращая выходной сигнал в унимодальный. Этот эффект объясняет причину того, что во многих расчетных и экспериментальных работах, связанных с трансмиссионной спектроскопией, не проявляется бимодальная структура прошедшего импульса. Не менее важным условием эффекта расщепления импульса является его длительность. Неслучайно, что он был обнаружен авторами в работах [5–7], в которых впервые нашли практическое применение фемтосекундные лазерные импульсы. Очевидно, что в случае широкого по длительности импульса баллистические фотоны, запаздывающие от источника, заполняют временной интервал между баллистической и диффузной компонентами, ликвидируя бимодальность. Это явление подтверждается временными развертками сигнала, приведенными на рис. 1, *д*.

При длительности импульса около 3 пс бимодальность практически исчезает.

Следует заметить, что указанные, достаточно жесткие оценки граничных значений параметров, определяющих область существования эффекта расщепления ультракороткого импульса, не являются окончательными. В других модельных средах они, возможно, изменятся, но этот вопрос требует дальнейшего изучения. Ситуация осложняется тем, что не только оптическая модель среды определяет условия возникновения режима расщепления сигнала, но и геометрические условия освещения среды и детектирования сигнала. Если незначительные вариации диаметра падающего лазерного пучка практически не отражаются (рис. 1, *e*) на временной конфигурации принимаемого сигнала, то граничные условия детектирования оказывают заметное влияние.

При малых размерах входного отверстия приемника значительная часть диффузионной компоненты не регистрируется, 2-я мода сигнала исчезает (рис. 1, *ж*).

С другой стороны, при значительном увеличении площади приема возникает опасность потерять информативный сигнал баллистической компоненты на фоне неограниченного возрастания помехи многократного рассеяния. К такому же эффекту приводит вариация угла поля зрения детектора (рис. 1, *з*).

Чем больше угол приема, тем больше доля диффузионной компоненты сигнала, которая в конечном итоге приводит к полному нарушению информативности сигнала с точки зрения трансмиссионной томографии. Приведенные результаты дают основание для того, чтобы в практических задачах трансмиссионной спектроскопии и томографии обращалось внимание на выбор оптимальных размеров детекторов и их углового разрешения.

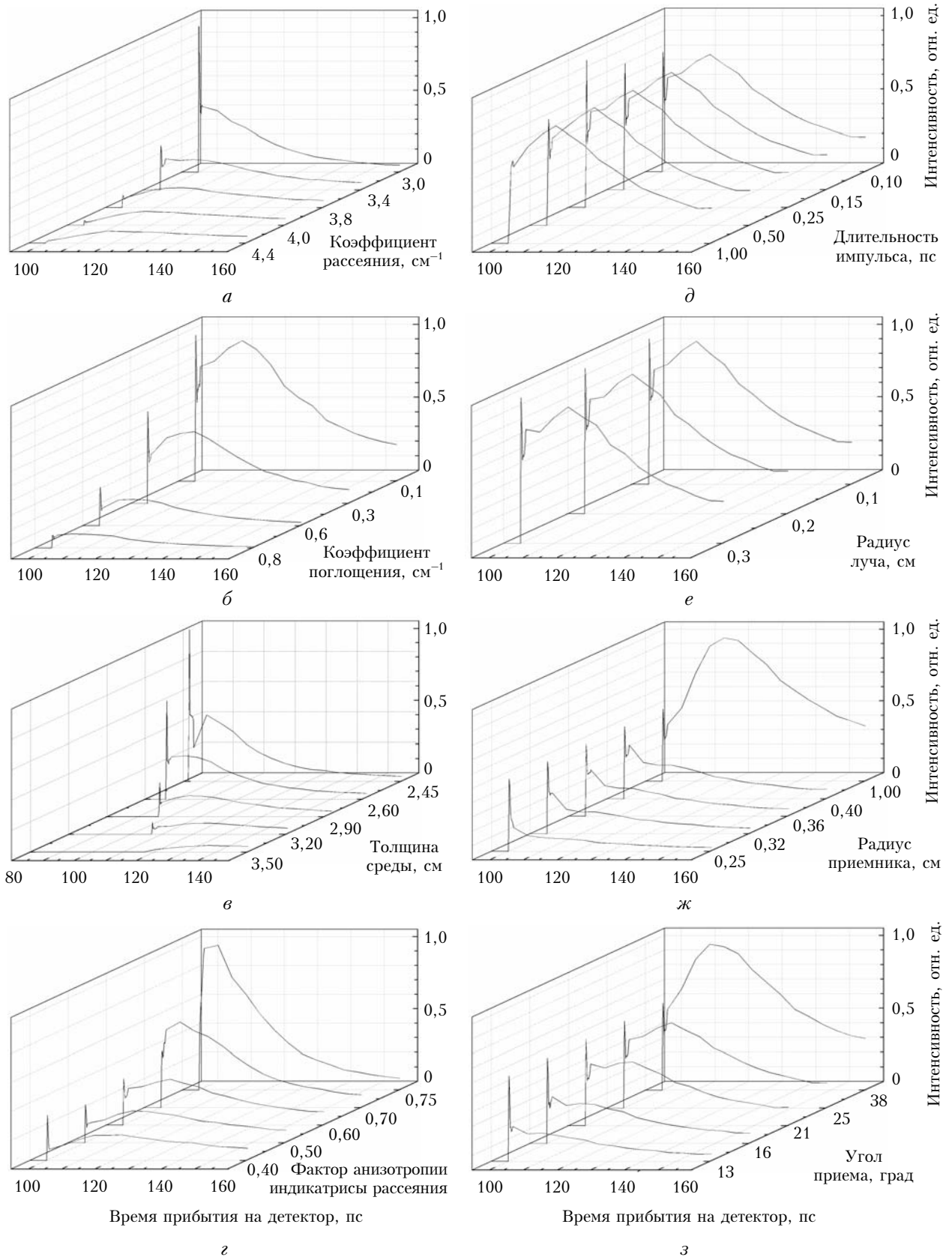


Рис. 1. Влияние объемного коэффициента рассеяния (*a*), объемного коэффициента поглощения (*б*), геометрической толщины среды (*в*), фактора анизотропии индикатрисы рассеяния (*з*), длительности импульса (*д*), радиуса лазерного луча (*е*), радиуса приемника (*ж*), величины угла приема детектора (*з*) на форму фемтосекундного импульса, прошедшего слой СРС. Все остальные базовые параметры, указанные в таблице, остаются неизменными

#### 4. Трансформация фемтосекундного импульса в объеме растительного листа

В качестве практического приложения развитой методологии численного моделирования к реальным СРС рассмотрим пример, связанный с прогнозом возможной трансформации фемтосекундного импульса в объеме растительного листа. Как отмечалось выше, современные методы трансмиссионной оптической томографии и конфокальной микроскопии широко используются для анализа внутренней структуры, процессов метаболизма и физиологического состояния биологических тканей, в том числе и растительных организмов [25–27]. Информативность этих методов во многом зависит от априорного знания возможных помех многократного рассеяния, неизбежных в СРС, к классу которых относится растительный лист.

Средние размеры листа высших растений много больше длины волны излучения оптического диапазона. Это дает основание рассматривать лист как протяженный объект дисперсной структуры, содержащий оптически активные микроэлементы различной физической природы. В [28] было установлено, что оптически активная фракция частиц мезофилла листа имеет, как минимум, 3-модальную структуру. Средний радиус частиц первой моды  $r_s \approx 0,15$  мкм; это значение находится в области значений размеров частиц хлорофилла (гран тилакоидов в биологии), наблюдаемых в лабораторных экспериментах. Вторая мода имеет максимум в области  $r_l \approx 2,0$  мкм, что характерно для размеров хлоропласта в представлении эквивалентными сферами.

Крупнодисперсная фракция органических соединений мезофилла листа и в первую очередь клетки, имеющие средний размер  $r_c \geq 8 \div 12$  мкм, не вносят заметного вклада в спектр поглощения, но играют важную роль в формировании поля рассеянного излучения. Поэтому целесообразно включить в модель нижнего слоя листа полидисперсную структуру воздушных пузырьков с  $r_b \approx 9,5$  мкм. Таким образом, мы приходим к мультифазной системе, содержащей три агрегатных ансамбля частиц, существенно различных по своим микрофизическим и оптическим характеристикам.

Закономерности рассеяния и поглощения света в такой мультифазной среде будут определяться специфическими особенностями радиационного взаимодействия с каждой фазой. Необходимые для решения уравнения переноса оптические характеристики мезофилла двудольного растительного листа рассчитаны в [28] для спектрального участка 400–800 нм. Граничные и начальные условия численного решения задачи прохождения фемтосекундного импульса через объем листа отражают реальные условия лабораторного физического эксперимента [27]. В работе [27] приводятся результаты уникального в своем роде эксперимента, в котором с высоким временным разрешением ( $\Delta t \approx 3$  пс) регистрируется

огibaющая ультракороткого импульса ( $\tau_p \approx 100$  фс), прошедшего образцы листьев различных растений. Уникальность опыта состоит в том, что в нем в качестве источника впервые использовалось излучение суперконтинуума, что позволило снимать характеристики сигнала для набора длин волн, в частности для  $\lambda = 550, 670$  и  $740$  нм. Это существенно расширяет информационные возможности зондирования, позволяя решать простейшие обратные задачи. В численном эксперименте для оценки возможности появления эффекта расщепления импульса мы выбрали длину волны  $\lambda = 740$  нм, поскольку первые две длины волны попадают в достаточно сильные полосы поглощения хлорофилла [28], и, следуя приведенным выше модельным оценкам (см. рис. 1, б), проявление эффекта незначительно. На рис. 2 показаны результаты сопоставления экспериментальных и расчетных

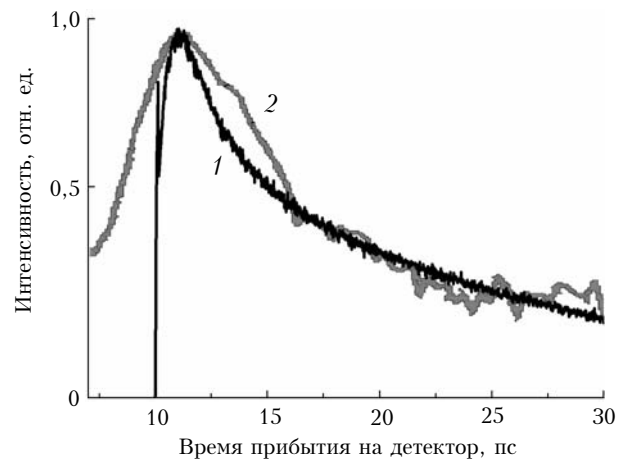


Рис. 2. Трансформация формы фемтосекундного импульса, прошедшего слой растительного листа *Phaseolus vulgaris*: кривая 1 — результаты численного моделирования при значениях базовых параметров  $\tau_p = 200$  фс;  $\sigma_s = 100$  см<sup>-1</sup>;  $\sigma_a = 0,5$  см<sup>-1</sup>;  $g_{HG} = 0,7$ ; 2 — данные натурального эксперимента [27]

данных на примере растительного листа *Phaseolus vulgaris*, имеющего геометрическую толщину около 0,02 см. Расчет методом Монте-Карло выполнен для следующих значений параметров:  $\tau_p = 200$  фс;  $\sigma_s = 100$  см<sup>-1</sup>;  $\sigma_a = 0,5$  см<sup>-1</sup>;  $g_{HG} = 0,7$ ; временное разрешение регистрируемого сигнала задавалось на уровне исходной длительности импульса. Нетрудно убедиться, что результаты моделирования, в целом, хорошо отражают качественную картину временной трансформации ультракороткого импульса за счет многократного рассеяния. Более того, на их основании можно прогнозировать, что при дальнейшем увеличении разрешающей способности регистрирующей аппаратуры обнаружится эффект расщепления огibaющей импульса на баллистическую и диффузную составляющие.

#### ПРИЛОЖЕНИЕ

При проведении расчетов методом Монте-Карло часто, как в данном случае, возникает необходимость

исследовать решение в зависимости от того или иного параметра оптической модели рассеивающей среды (коэффициента ослабления, вероятности выживания кванта и др.). В этом случае для редукции стохастической дисперсии искомых оценок, а также в целях повышения экономичности расчетов, целесообразно проводить их по одной и той же выборке случайных чисел. Ниже показаны простые технические приемы, позволяющие вынести вариантыные параметры за скобки алгоритма моделирования в методе локальной оценки.

Рассмотрим случай однородной рассеивающей среды, коэффициент ослабления  $\sigma$  которой принимает набор заданных значений. Для детектора, расположенного на границе среды, выражения (13) и (14) можно переписать в виде

$$\tilde{I}(r^*) = \frac{1}{N_i} \sum_{i=1}^{N_i} \sum_{n=1}^N \frac{\Lambda_{i,n} \exp(-\tau_{i,n}) g(\mu_{i,n})}{2\pi(-\tau_{i,n}/\sigma)}, \quad (\text{П.1})$$

где  $i = 1, 2, \dots, N_i$  – номер случайной траектории фотона.

Разумно допустить, что для каждой конкретной схемы численного эксперимента при конечном значении оптической толщины рассеивающего слоя область значений  $\tau_{i,n}$  в (П.1) ограничена сверху, т.е.  $\tau_{i,n} \in (0, \tau_m)$ , где  $\tau_m$  – задаваемый параметр. Разобьем этот промежуток на  $m$  частей:  $0, \tau_1, \tau_2, \dots, \tau_j, \tau_{j+1}, \dots, \tau_m$ , и введем величину  $\eta_j$  такую, что  $\eta_j = 1$ , если  $\tau_j \leq \tau_{i,n} \leq \tau_{j+1}$ , и  $\eta_j = 0$  в противном случае. Пусть  $n$  таково, что при  $\eta_j = 1$

$$|\tau_{i,n} - \tau_j| \leq \varepsilon \text{ и } |\tau_{i,n} - \tau_{j+1}| \leq \varepsilon, \varepsilon \geq 0, \varepsilon \ll 1. \quad (\text{П.2})$$

При выполнении (П.2) можно считать, что  $\tau_{i,n} \approx \bar{\tau}_j$ , где  $\bar{\tau}_j$  – среднее значение  $\tau$  в  $j$ -м интервале. Тогда выражение (П.1) преобразуется к следующему виду:

$$\begin{aligned} \tilde{I}(r^*) &= \frac{1}{N_i} \sum_{i=1}^{N_i} \sum_{n=1}^N \sum_{j=1}^m \eta_j \frac{\Lambda_{i,n} \exp(-\tau_{i,n}) g(\mu_{i,n})}{2\pi(\tau_{i,n}/\sigma)^2} \approx \\ &\approx \sum_{j=1}^m c_j \frac{\exp(-\tau_j)}{2\pi(\tau_j/\sigma)^2}, \end{aligned} \quad (\text{П.3})$$

где

$$c_j = \frac{\eta_j}{2\pi N_i} \sum_{i=1}^{N_i} \sum_{n=1}^N \Lambda_{i,n} g(\mu_{i,n}). \quad (\text{П.4})$$

Таким образом, для оценки функциональной зависимости  $\tilde{I} = \tilde{I}(\sigma)$  при прочих фиксированных параметрах достаточно рассчитать набор значений  $c_j$  для  $\sigma = 1$  и произвести обработку результатов в соответствии с (П.3), (П.4).

Не менее важным оптическим параметром, определяющим пространственно-временную структуру поля радиации в рассеивающей среде, является вероятность выживания кванта. Когда значения  $\Lambda(r)$  не зависят от пространственных координат  $r(x, y, z)$  и количество информативных столкновений фотона  $n \leq n_m$ , где  $n_m = \text{const}$  – параметр, т.е. ограничено сверху, то статистическая оценка

$$\tilde{I}(r^*) = \frac{1}{N_i} \sum_{i=1}^{N_i} \sum_{n=1}^N \frac{\Lambda_{i,n} \exp(-\tau_{i,n}) g(\mu_{i,n})}{2\pi|r_{i,n} - r^*|^2} \approx \sum_{n=1}^{n_m} \Lambda^n c_n, \quad (\text{П.5})$$

где

$$c_n = \frac{1}{2\pi N_i} \sum_{i=1}^{N_i} \frac{\exp(-\tau_{i,n}) g(\mu_{i,n})}{|r_{i,n} - r^*|^2} \approx \sum_{n=1}^{n_m} \Lambda^n c_n. \quad (\text{П.6})$$

Оценка (П.5) является несмещенной, если  $n_m$  – действительно максимально возможная кратность рассеяния. Это допустимо, если рассеивающий слой имеет конечную оптическую толщину.

## Заключение

Результаты численных экспериментов, выполненных в рамках метода Монте-Карло, подтвердили реальность наблюдаемого в ряде экспериментов эффекта расщепления фемтосекундного лазерного импульса при прохождении слоя оптически плотной среды. В то же время установлено, что эффект обнаруживается в ограниченной области параметров, характеризующих оптические свойства среды, условия освещения среды и детектирования сигнала. При оптимальном выборе параметров временная конфигурация рассчитанных сигналов находится в хорошем качественном соответствии с известными данными измерений, например [8, 23]. Расчеты проведены на основе линейного уравнения переноса, что дает основание считать единственной физической причиной появления бимодальной структуры импульса различную эффективную скорость распространения баллистической и диффузной компонент сигнала. На это важное обстоятельство обращалось внимание в ранних работах классика теории переноса А. Ishimaru [14]. Предположение о том, что бимодальная структура обязана своим появлением когерентным эффектам, т.е. интерференции первичной и рассеянных волн, высказанное в [6], не подтверждается, поскольку эти эффекты не включались в алгоритмы расчета. Уточнение параметрической области существования эффекта расщепления ультракороткого импульса в реальных дисперсных образованиях требует дальнейших исследований. Учет тонкой временной структуры пропущенного сигнала и многопараметрическая зависимость ожидаемого эффекта потребовали определенной модификации метода локальной оценки, которая отражена в Приложении.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 07-01-00509 и 09-01-00698).

1. *Optical Tomography and Spectroscopy of Tissue VI* // Proc. SPIE. Int. Soc. Opt. Eng. 2005. V. 5693. 301 p.
2. *LIDAR: range-resolved optical remote sensing of the atmosphere* / Claus Weitkamp, ed. Singapore: Springer Science+Business Media Inc., 2005. 451 p.
3. *Moreno N., Bougourd S., Haseloff J.* Imaging Plant Cells // Handbook of Biological Confocal Microscopy / J.B. Pawley, ed. N.-Y.: Springer Science, 2006. 790 p.
4. *Желтухов А.М.* Сверхкороткие импульсы и методы нелинейной оптики. М.: Наука, 2006. 261 с.



5. Yoo K.M., Alfano R.R. Time-resolved coherent and incoherent components of forward light scattering in random media // *Opt. Lett.* 1990. V. 15. N 6. P. 320–323.
6. Liu F., Yoo K.M., Alfano R.R. Ultrafast laser-pulse transmission and imaging through biological tissue // *Appl. Opt.* 1993. V. 32. N 4. P. 554–558.
7. Wang L., Ho P.P., Zhang G., Alfano R.R. Ballistic 2-D imaging through scattering walls using an ultrafast optical Kerr gate // *Science*. 1991. V. 253. N 8. P. 769–771.
8. Andreoni A., Bondani M., Brega A., Paleari F., Spinelli A.S. Detection of nondelayed photons in the forward-scattering of picosecond pulses // *Appl. Phys. Lett.* 2004. V. 84. N 10. P. 2457–2460.
9. Calba C., Mees L., Rose C., Girasole T. Ultrashort pulse propagation through a strongly scattering medium: simulation and experiments // *J. Opt. Soc. Amer. A.* 2008. V. 25. N 7. P. 1541–1550.
10. Podgaetsky V.M., Tereshchenko S.A., Smirnov A.V., Vorob'ev N.S. Bimodal temporal distribution of photons in ultrashort laser pulse passed through a turbid medium // *Opt. Commun.* 2000. V. 180. N 4–6. P. 217–223.
11. Терещенко С.А., Подгаецкий В.М., Воробьев Н.С., Смирнов А.В. Условия прохождения коротких оптических импульсов через сильно рассеивающую среду // *Квант. электрон.* 1996. Т. 23. № 3. С. 265–268.
12. Терещенко С.А., Подгаецкий В.М., Воробьев Н.С., Смирнов А.В. Осевая и диффузная модели прохождения лазерного импульса через сильно рассеивающую среду // *Квант. электрон.* 2004. Т. 34. № 6. С. 541–544.
13. Исмару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 1. М.: Мир, 1981. 280 с.
14. Ishimaru A. Diffusion of a pulse in densely distributed scatterers // *J. Opt. Soc. Amer.* 1978. V. 68. N 9. P. 1045–1050.
15. Patterson M.S., Chance B., Wilson B.C. Time resolved reflectance and transmittance for the invasive measurements of tissue optical properties // *Appl. Opt.* 1989. V. 28. N 12. P. 2331–2336.
16. Креков Г.М., Крекова М.М., Самохвалов И.В. К вопросу о деформации коротких световых импульсов в модельных рассеивающих средах // *Изв. вузов. Физ.* 1969. № 5. С. 150–153.
17. Bucher E.A. Computer simulation of light pulse propagation for communication through thick clouds // *Appl. Opt.* 1973. V. 12. N 10. P. 2391–2400.
18. Zaccanti G. Monte Carlo study of light propagation in optically thick media: point source case // *Appl. Opt.* 1991. V. 30. N 15. P. 2031–2037.
19. Jacques S.L. Time resolved propagation of ultrashort laser pulses within turbid tissues // *Appl. Opt.* 1989. V. 28. N 12. P. 2223–2229.
20. Сергеева Е.А., Кириллин М.Ю., Приезжев А.В. Распространение фемтосекундного импульса в рассеивающей среде: теоретический анализ и численное моделирование // *Квант. электрон.* 2006. Т. 36. № 11. С. 1023–1031.
21. Мухайлов Г.А. Оптимизация весовых методов Монте-Карло. М.: Наука, 1987. 187 с.
22. Креков Г.М., Орлов В.М., Белов В.В. Имитационное моделирование в задачах оптического дистанционного зондирования. Новосибирск: Наука, 1988. 164 с.
23. <http://www.medphys.ucl.ac.uk/research/borg/homerges/davek/phd/chapter7>
24. Воробьев Н.С., Подгаецкий В.М., Смирнов А.В., Терещенко С.А. Наблюдение временного разделения фотонов в лазерном УКИ, прошедшем через рассеивающую среду // *Квант. электрон.* 1999. Т. 28. № 8. С. 181–182.
25. Kutis I.S., Sapozhnikova V.V., Kuranov R.V., Kamenskii V.A. Study of the morphological and functional state of higher plant tissues by optical coherence microscopy and optical coherence tomography // *Russian Journal of Plant Physiology.* 2005. V. 52. N 4. P. 559–564.
26. Reeves A., Parson R.L., Hettinger J.W. In vivo three-dimensional imaging of plants with optical coherence microscopy // *J. Microsc.* 2002. V. 208. N 3. P. 177–189.
27. Johanson J., Berg R., Pifferi A., Scanberg A., Bjorn L.O. Time-resolved studies of light propagation in *Crassula* and *Phaseolus* leaves // *Photochem. and Photobiol.* 1999. V. 69. N 2. P. 242–247.
28. Креков Г.М., Крекова М.М., Лисенко А.А. Радиационные характеристики растительного листа // *Оптика атмосфер. и океана.* 2009. Т. 22. № 4. С. 397–410.

*G.M. Krekov, A.Yu. Kopytin. The femtosecond pulse splitting effect in the linear transfer regime.*

Based on the numerical solution of the nonstationary transfer equation using the Monte-Carlo method, we have determined the parametric boundaries and the physical mechanism of the formation of the effect of the femtosecond laser pulse splitting in the strongly scattering medium. It is shown that the splitting effect resulting in the bimodal configuration of the pulse envelope curve, is manifested in the limited range of the scattering coefficient values of the dispersed medium and the anisotropy factor of the scattering phase function. The effect has been recorded at pulse durations less than 800 fs; the geometric conditions of signal recording are of great importance. At optimal choice of parameters the time configuration of calculated signals is in good qualitative agreement with the known experimental data. The consideration of the fine time structure of an emitted signal and multiparametric dependence of an expected effect have demanded a specific modification of local algorithms of statistical modeling, which are given in the supplement.