

Термонелинейная лазерная оптоакустическая томография

В.Б.Ошурко

Рассматривается формирование лазерно-оптоакустического отклика в неоднородной среде с учетом температурной зависимости коэффициента теплового расширения. Показано, что в одномерном случае или в трехмерном случае при наличии отдельных поглощающих центров (сферических частиц) форма оптоакустического отклика представляет собой вейвлет-преобразование от функции пространственного распределения источников тепла. При этом параметры (уровень) вейвлет-разложения определяются характеристиками лазерного импульса. Возможность многомасштабного вейвлет-анализа структуры среды показана на примере численной модели. Обсуждается возможность непосредственной визуализации отдельных клеток биологических тканей.

Ключевые слова: оптоакустика, тепловая нелинейность, томография.

1. Введение

Перспективность использования лазерного излучения в оптоакустике для возбуждения звука определяется, в основном, двумя причинами: возможностью регистрации сверхнизких концентраций веществ при интенсивной лазерной накачке и возможностью изучения узких линий поглощения, требующей монохроматического излучения [1, 2]. Однако существуют и другие эффекты, проявляющиеся именно при лазерном воздействии, которые могут оказаться важными для практических приложений оптоакустики.

Одним из таких эффектов является хорошо известная зависимость коэффициента теплового расширения от температуры (так называемая тепловая нелинейность). В самом деле, в воде, например, коэффициент теплового расширения увеличивается от $\sim 0.2 \times 10^{-3}$ до $\sim 0.7 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ (т. е. почти в четыре раза) с ростом температуры от 20 до 80 °С [3]. Ясно, что учет такого явления особенно важен при анализе водных сред, в частности биологических объектов. До сих пор влияние такой тепловой нелинейности на оптоакустический сигнал рассматривалось, в основном, в однородных средах [4, 5].

Однако именно для неоднородных сред подобное явление может быть наиболее существенным, даже если интегральный нагрев освещенного объема невелик. Так, нетрудно показать, что частица размером $\sim 10 \text{ мкм}$ с коэффициентом поглощения $\sim 10^3 \text{ см}^{-1}$ в поле лазерного излучения с умеренной интенсивностью ($\sim 10^6 \text{ Вт/см}^2$ при длительности импульса $\sim 50 \text{ нс}$) может нагреться до температуры $\sim 40 \text{ °С}$, что приведет к двукратному увеличению коэффициента теплового расширения. Очевидно, что даже при более мягких условиях воздействия учет тепловой нелинейности необходим при интерпретации сигнала в оптоакустических экспериментах, особенно в экспериментах по оптоакустической томографии.

Принцип оптоакустической томографии довольно прост [2, 6]. Так, хорошо известно [4], что при импульсном лазерном воздействии форма фронта акустической волны определяется пространственным распределением источников тепла. Задачей томографии обычно является нахождение пространственной структуры среды (чаще всего, положения и формы каких-либо неоднородностей в среде, например окрашенной клетки в биотканях и т. п.). Присутствие поглощающей свет неоднородности вызывает появление пика или перегиба на фронте волны оптоакустического отклика [2, 6, 7]. Детектирование положения такого пика во времени позволяет определить пространственное расположение этой неоднородности. Недавно было показано, что при такой оптоакустической визуализации источников тепла пространственное разрешение может быть порядка десятков микрон или лучше [7, 8].

Довольно многообещающей считается возможность применения для этих целей так называемого вейвлет-преобразования [9], представляющего собой математическую операцию, которую можно рассматривать как расширение фурье-преобразования в область негармонических (ограниченных во времени) базисных функций [9–11]. В этом случае «спектральный» анализ возможен в каждом относительно коротком интервале времени. На сегодняшний день вейвлет-преобразование является одним из лучших методов выделения сигнала из шума, в том числе благодаря так называемому многомасштабному анализу [10, 11].

Целью настоящей работы является установление взаимосвязи между характеристиками неоднородности (частицы) и формой оптоакустического отклика в термически нелинейном случае.

2. Теория

2.1. Термически нелинейный оптоакустический отклик

Рассмотрим чисто тепловой механизм генерации звука. В этом случае предполагается, что вся поглощенная энергия излучения быстро трансформируется в тепло вследствие безызлучательной релаксации. Увеличение

В.Б.Ошурко. Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; e-mail: avb@dol.ru

температуры в освещенном объеме приводит к тепловому расширению и формированию импульса давления. Поле температуры в среде может быть найдено с помощью уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \Delta(\chi T) + \frac{kI_0}{\rho C_p} f(t)q(r), \quad (1)$$

где $T(r, t)$ – искомое распределение температуры; I_0 – интенсивность излучения; ρ – плотность среды; C_p – теплоемкость; χ – температуропроводность; k – коэффициент поглощения. Нормированные функции $f(t)$ и $q(r)$ описывают распределение лазерного излучения во времени и в пространстве.

Если тепловое поле известно, то акустический сигнал можно определить исходя из уравнения для акустического потенциала φ ,

$$\Delta\varphi - \frac{1}{c_s^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial t} (\beta T), \quad (2)$$

где акустический потенциал определяется из условия $p = -\rho \partial \varphi / \partial t$. Здесь c_s – скорость звука; p – акустическое давление; β – коэффициент теплового расширения.

Зависимость коэффициента теплового расширения от температуры, собственно и определяющая нелинейный характер звукового отклика, можно ввести следующим образом:

$$\beta(T) = \beta_0 + \left(\frac{\partial \beta}{\partial T} \right) T = \beta_0 + \alpha T, \quad (3)$$

где $\alpha \approx 8 \times 10^{-3} \text{ K}^{-2}$ – нелинейный коэффициент теплового расширения.

Традиционным приближением [6] является пренебрежение остыванием объема в результате теплопроводности. Действительно, учитывая, что температуропроводность в водных средах невелика ($\chi \sim 10^{-3}$), при наносекундном лазерном импульсе длительностью τ_{las} второй член в правой части уравнения теплопроводности обычно на несколько порядков больше первого. В таких приближениях поле температуры можно записать как

$$T(r, t) \approx \frac{kI_0 \tau_{\text{las}}}{\rho C_p} q(r) \int f(t) dt = T_0 q(r) \int f(t) dt, \quad (4)$$

где T_0 – максимальное значение температуры во времени и в пространстве. Легко видеть, что это решение не зависит от выбора вида системы координат.

Теперь можно получить соотношение между временной формой акустического отклика и пространственным распределением поглощенной энергии с учетом зависимости $\beta(T)$. Для простоты рассмотрим одномерный случай

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \frac{1}{c_s^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial t} (\beta(T) T) = \frac{\partial G(t, x)}{\partial t} \quad (5)$$

(это выражение определяет параметр G). Для нелинейного случая (с учетом (2) и (3))

$$\frac{dG}{dt} = \beta_0 \frac{dT}{dt} + 2\alpha T \frac{dT}{dt}. \quad (6)$$

Как видно из (6), решение уравнений (5), (6) должно представлять собой сумму обычного линейного решения (первый член в (6)) и чисто нелинейного решения (второй член в (6)). Поскольку линейные решения для большинства конкретных случаев хорошо известны [6], далее в качестве функции dG/dt будем рассматривать только второй член в (6).

Общее решение уравнения (5) с определенными граничными условиями также хорошо известно [6]. Последовательно применяя к (5) фурье-преобразование по времени и преобразование Лапласа по пространству, получаем выражение для акустического давления p в точке наблюдения x в виде свертки пространственной и временной форм введенной выше функции $G(t, x) = F(t)H(x)$ [6]:

$$p(x, t) = \frac{1}{2} \rho c_s \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial}{\partial \tau} F\left(\tau - \frac{\xi}{c_s}\right) H^{\text{ext}}(\xi) d\xi, \quad (7)$$

где $\tau = t - x/c_s$ – время в соответствующей системе отсчета; $F(t)$ и $H(x)$ – функции распределения температуры. Предполагается, что $H(x)$ определена только в области $x > 0$. В зависимости от граничных условий $H^{\text{ext}}(x)$ представляет собой четное или нечетное продолжение пространственной функции $G(t, x)$ в область отрицательных x . Если в точке $x = 0$ имеется жесткая граница среды, то продолжение должно быть четным: $H(-x) = H(x)$. Если же граница свободна, то имеет место нечетное продолжение: $H(-x) = -H(x)$ [6]. Используя (4) и (6), окончательно запишем

$$p(x, t) = \alpha T_0^2 \rho c_s \int_{-\infty}^{\infty} f\left(\tau - \frac{\xi}{c_s}\right) \int f\left(\tau - \frac{\xi}{c_s}\right) d\left(\tau - \frac{\xi}{c_s}\right) \times [H^{\text{ext}}(\xi)]^2 d\xi, \quad (8)$$

где f – временная форма лазерного импульса; H^{ext} – пространственное распределение источников тепла.

Чтобы проанализировать этот результат, рассмотрим для определенности, например, случай гауссова импульса $f(t) = \exp(-t^2/\tau_{\text{las}}^2)$. Тогда зависимость от времени под интегралом (8) можно представить в виде $B(t) = \exp(-t^2/\tau_{\text{las}}^2) \text{erf}(t/\tau_{\text{las}})$. Для упрощения дальнейших выражений эту функцию аппроксимируем первой производной от гауссовой функции

$$B^*(t) = \exp(-t^2) \text{erf}(t) \approx -2t \exp(-t^2), \quad (9)$$

где $B^*(t)$ можно считать некоторой базисной функцией. Легко убедиться, что это далеко не грубая аппроксимация: ее погрешность не хуже нескольких процентов, тогда как типичная экспериментальная ошибка аппроксимации лазерного импульса гауссовой функцией обычно больше. Подставив (9) в (8), окончательно получим

$$p(x, t) = \alpha T_0^2 \rho c \int_{-\infty}^{\infty} B^*\left(\frac{\tau - \xi/c_s}{\tau_{\text{las}}}\right) q^{\text{ext}}(\xi)^2 d\xi. \quad (10)$$

2.2. Вейвлет-преобразование

Известно, что вейвлет-изображением (или вейвлет-спектрограммой) функции $f(t)$ является некоторая функция $W(a, b)$, определяемая выражением [9]

$$W(a, b) = |a|^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \psi\left(\frac{t-b}{a}\right) dt, \quad (11)$$

где $\psi(t)$ – так называемая базисная функция. В отличие от фурье-преобразования, в вейвлет-преобразовании используются базисные функции, заметно отличающиеся от нуля только на конечном участке аргумента (в конечном интервале времени) [9]. Эта особенность дает возможность реализовать «спектральный» анализ (по «частоте» $1/a$) в заданные моменты времени, определяемые сдвигом b . Вейвлет-разложение (11) обычно допускает и обратную процедуру восстановления функции $f(t)$ по известной функции $W(a, b)$:

$$f(t) = C_{\psi}^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} W(a, b) \psi(a, b, t) \frac{1}{a^2} da db. \quad (12)$$

Существуют строгие требования к свойствам базисных вейвлет-функций, обеспечивающие возможность разложения (11) и восстановления исходной функции (12). Наиболее важное требование – ортогональность базисных функций ψ . Чтобы обеспечить ортогональность, базисная функция должна быть знакопеременной, такой, что

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi(t) dt = 0. \quad (13)$$

Во многих работах (см., напр., [11]) вейвлет-разложение с успехом использовалось с целью обнаружения каких-либо скрытых особенностей сигнала (для предсказания возможности взрыва авиадвигателя, улучшения визуализации формы клеток и т. п.). Более того, как было показано, вейвлет-разложение обеспечивает так называемый многомасштабный анализ. Это означает, что разложение (11) позволяет изучать поведение сигнала во времени (время соответствует параметру сдвига b) при различном выбранном временном разрешении (в (11) это a). В частности, этот метод дает возможность наилучшим образом выделять нестабильные во времени сигналы из шума [11].

Сравнение (10) и (11) показывает, что оптоакустический импульс в случае тепловой нелинейности представляет собой вейвлет-образ от функции пространственного распределения источников тепла (точнее, квадрата этой функции, т. е. $q(x)^2$) по базисной функции $B^*(t)$, определяемой выражением (9). Как видно из (10) переменная τ играет роль параметра сдвига b , а $1/\tau_{\text{las}}$ представляет собой вейвлет-«частоту» (или «уровень» разложения в многомасштабном анализе) $1/a$. Также нетрудно убедиться, что в случае гауссовой формы импульса «базисная» функция под интегралом (см. (9)) удовлетворяет условию (13). Более того, функция $B^*(t) = 2t \exp(-t^2)$ является хорошо известной базисной функцией для вейвлет-преобразования [10, 11]. Как было показано [10], эта функция обеспечивает стабильное преобразование вида (11).

2.3. Пространственное распределение источников тепла

В общем случае произвольного распределения источников тепла в пространстве следует рассматривать сумму волн, приходящих на акустический датчик (приемник) с различных направлений. Это приводит к сложному многомерному интегралу вместо выражения (10). Однако если в среде присутствуют только некоторые ограни-

ченные неоднородности, размер которых много меньше расстояния до датчика, то даже в трехмерном случае ситуация упрощается и становится аналогичной одномерному случаю. Решение (10) было получено для одномерного случая, т. е. для плоской геометрии поглощающей неоднородности (например, некоторого поглощающего слоя). Но даже если функция пространственного распределения источников тепла имеет сферическую симметрию (сферическая частица), то все равно уравнение (5) легко получается из (2) обычной заменой $u = r\varphi$. (Соответственно изменяются граничные условия при $x = 0$.) В этом случае оптоакустический сигнал будет представлять собой вейвлет-образ уже от функции $rq(r)^2$. Еще более сложное выражение имеет место в случае цилиндрической симметрии.

Тем не менее можно показать, что во всех случаях нелинейный оптоакустический отклик представляет собой вейвлет-образ от некоторой простой функции пространственного распределения источников тепла $q(r)$.

2.4. Произвольная форма импульса

Как уже отмечалось, базисная функция вейвлет-преобразования (12) в данном случае определяется формой лазерного импульса. Нетрудно показать, что при нелинейной генерации звука необходимое условие (13) всегда выполняется, если лазерный импульс имеет симметричную во времени форму, т. е. описывается четной функцией времени. Тогда производная от этого импульса образует ортогональный базис. Более того, этот факт открывает возможность управления параметрами вейвлет-преобразования путем подбора формы импульса излучения.

Таким образом, оптоакустический отклик при учете тепловой нелинейности представляет собой естественное вейвлет-преобразование от пространственной функции распределения тепловых источников. Это означает, что форма образующегося акустического сигнала уже является вейвлет-образом этого распределения и не требует никакой математической обработки сигнала.

Однако в обычном линейном случае это далеко не так – форма лазерного импульса описывается функцией, не обеспечивающей ортогональный базис.

3. Результаты и их обсуждение

Возможность оптоакустического вейвлет-анализа неоднородностей в среде с помощью тепловой нелинейности можно продемонстрировать в неочевидном трехмерном случае. В соответствии с работой [8] рассмотрим поглощающую свет сферическую частицу, помещенную в прозрачную жидкость. Сначала найдем выражения для линейного и нелинейного оптоакустических откликов одной частицы.

3.1. Линейный отклик

В линейном случае в спектральной форме задача решается точно, т. е. даже без пренебрежения диффузией тепла. Для звукового давления в бегущей волне получаем выражение

$$p(\omega, x) = -\frac{\rho\beta T_0 R}{4\pi x} \exp(i\omega x) \exp\left(-\frac{\omega^2 \tau_{\text{las}}^2}{4}\right) \times \exp\left\{-\left[(1+i)\left(\frac{|\omega|}{2\chi}\right)^{1/2} + \frac{i\omega}{c_s}\right]R\right\}$$

$$\times \left[\frac{\exp(i\omega R/c_s)}{(1+i)(|\omega|/2\chi)^{1/2} + i\omega/c_s} - \frac{\exp(-i\omega R/c_s)}{(1+i)(|\omega|/2\chi)^{1/2} - i\omega/c_s} \right],$$

$$p_i(\omega, x) = -\frac{\rho\beta T_0 R}{2x} \exp(i\omega x) \exp\left(-\frac{\omega^2 \tau_{las}^2}{4}\right) \times \left\{ \frac{2ic_s}{\omega^2} \left[\frac{\omega R}{c_s} \cos\left(\frac{\omega R}{c_s}\right) + \sin\left(\frac{\omega R}{c_s}\right) \right] \right\}, \quad (14)$$

где $p_i(\omega, x)$ и $p(\omega, x)$ – генерация звука вследствие расширения самой частицы и нагрева окружающей среды соответственно, при этом полное давление $P(\omega, x) = p(\omega, x) + p_i(\omega, x)$

При высокой теплопроводности ($\chi \rightarrow \infty$) выражение (14) можно существенно упростить [8]. В этом случае для температуры получается очень простое выражение: $T(x, t) = T_0 R [\text{erf}(t/\tau_{las}) + 1]/x$. Фактически такое приближение сделано в работе [8]. Данное приближение означает, что температура растет *одновременно* во всех точках пространства вокруг частицы (т.е. тепловая волна распространяется мгновенно). Тогда для линейного звукового отклика в бегущей волне также получим простое решение:

$$P(\omega, x) \approx -\frac{i\rho\beta c_s^2 T_0 R}{2\pi x \omega^2} \exp(i\omega x) \sin\left(\frac{\omega R}{c_s}\right) \times \exp\left(-\frac{\omega^2 \tau_{las}^2}{4}\right). \quad (15)$$

Ясно, что подобное приближение является довольно грубым: в реальных средах скорость тепловой волны всегда значительно меньше скорости звука. Поскольку среда вокруг частицы нагревается только тепловой волной, то очевидно, что распределение источников тепла вокруг частицы зависит от волны теплопроводности. Это распределение будет отличаться от приближенного особенно в начальные моменты времени, когда, собственно, и формируется акустическая волна. Поэтому справедливость такого приближения нуждается в проверке.

3.2. Нелинейный отклик

Для термически нелинейного случая получить точное решение даже в спектральной форме не удастся. В связи с этим удобно воспользоваться указанным выше приближенным выражением для температуры. Тогда получим для полного звукового давления

$$P(\omega, x) \approx -\frac{\rho\alpha c_s T_0^2}{x} \exp(i\omega x) \left(1 - \frac{i\omega}{c_s}\right) \times \exp\left(-\frac{\omega^2 \tau_{las}^2}{4}\right) \left\{ i\pi R^2 \frac{|\omega|}{\omega} + 2iR^2 \text{Si}\left(\frac{\omega R}{c_s}\right) - \frac{2ic_s}{\omega^2} \left[\frac{\omega R}{c_s} \cos\left(\frac{\omega R}{c_s}\right) + \sin\left(\frac{\omega R}{c_s}\right) \right] \right\}. \quad (16)$$

Данное выражение, как и (15), описывает бегущую волну давления.

Справедливость приближенных выражений удобно проверить с помощью численной модели. В численной модели методом конечных разностей сначала рассчитывалось (исходя из уравнения теплопроводности) прост-

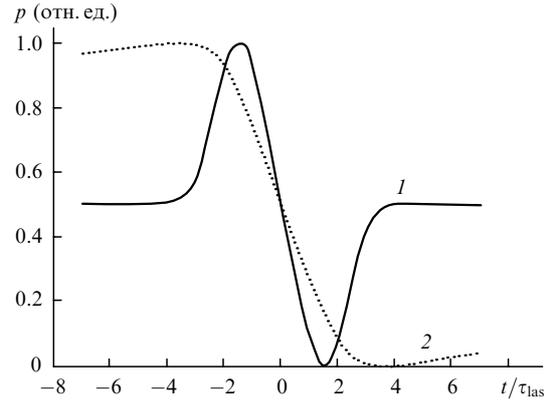


Рис.1. Линейный оптоакустический отклик (и совпадающий с ним численный расчет) сферической частицы радиусом $R = 30$ мкм при длительности импульса $\tau_{las} = 10$ нс, рассчитанный из точного спектрального решения (1) и в приближении $\chi \rightarrow \infty$ (2).

ранственно-временное распределение температуры. После интерполяции полученный результат использовался для расчета звукового давления с помощью волнового уравнения (2) также методом конечных разностей. (Шаги сетки разбиения выбирались такими, чтобы дальнейшее уменьшение шага не влияло на результат, а отношение шага по времени к шагу по пространству исключало накопление ошибки.)

Форма линейного отклика для приближенного (15) и точного (14) выражений приведены на рис.1. Прежде всего отметим, что результаты численного расчета и расчета с помощью точного выражения (14) практически со-

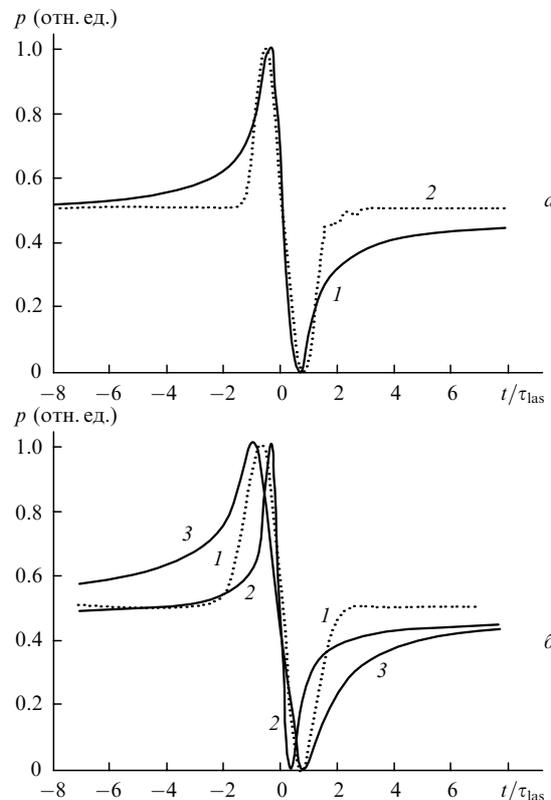


Рис.2. Термически нелинейный оптоакустический отклик сферической частицы радиусом $R = 30$ мкм при $\tau_{las} = 10$ нс, рассчитанный из спектрального решения в приближении $\chi \rightarrow \infty$ (1) и численно (2) (а), а также линейный (1) и нелинейные (2, 3) оптоакустические отклики сферической частицы с $R = 1$ (1, 2) и 30 мкм (3) (б).

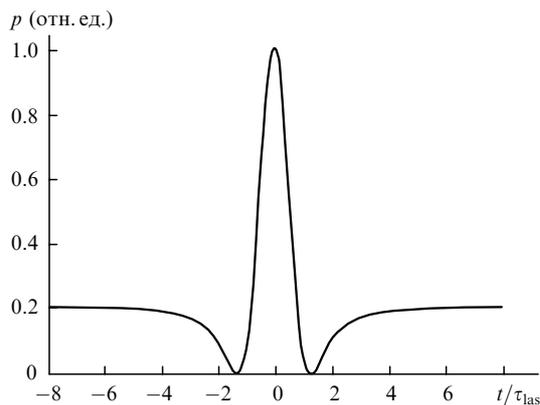


Рис.3. Термически нелинейный оптоакустический отклик сферической частицы с радиусом $R = 30$ мкм при температуре не более 4°C и $\tau_{\text{las}} = 10$ нс.

впали (кривая 1). Как можно видеть, приближение мгновенного нагрева действительно оказывается далеко не удовлетворительным. Однако, как следует из рис.2, в нелинейном случае приближенная форма отклика гораздо лучше совпадает с численным расчетом (ошибка заметна лишь на краях сигнала). Это позволяет использовать приближенное выражение (16) в большинстве случаев.

При температуре менее 4°C , когда линейный коэффициент теплового расширения близок к нулю и член βT может принимать отрицательные значения, форма импульса давления существенно меняется (рис.3). Такой сигнал получается из выражения (16) при обычной подстановке табличных значений β и α . Этот результат, в частности, может объяснить возникновение при таких температурах «трехполярного» импульса, наблюдавшегося в экспериментах [12].

3.3. Многомасштабный анализ

В качестве конкретной модели рассмотрим структуру, состоящую из двух сферических частиц с радиусами $R = 30$ и 1 мкм, расстояние между центрами которых равно 50 мкм. Отметим, что тепловые поля частиц в этом

случае не перекрываются в течение времени формирования сигнала. Если частицы достаточно малы, акустическими эффектами (рассеянием звука и т. п.) можно пренебречь. Число точек расчета выбиралось исходя из доступного на сегодняшний день временного разрешения оцифровки акустического сигнала ~ 0.2 нс на точку.

Для демонстрации возможности вейвлет-анализа такой структуры в реальных условиях к сигналу был добавлен белый шум с амплитудой, равной амплитуде сигнала. Две различные длительности лазерного импульса (10 и 100 нс) использовались в качестве двух вейвлет-разложений.

Результаты приведены на рис.4. Видно, что по форме линейного отклика даже при небольшой длительности импульса довольно трудно сделать какое-либо заключение относительно структуры неоднородности, тогда как в нелинейном случае и при длинном импульсе можно точно определить положение неоднородности. (В линейном случае, казалось бы, такой вывод также может быть сделан, однако из-за наличия отрицательной полуволны это трудно осуществить в реальных условиях, когда возможна интерференция волн от различных неоднородностей.)

В нелинейном случае при меньшей длительности импульса (рис.4,з) можно не только ясно различить две частицы, но даже оценить их размеры и расстояние между ними. Таким образом, сравнивая сигналы при различных длительностях лазерного импульса (рис.4,в и з), можно восстановить характеристики структуры на рис.4,а методами, принятыми в вейвлет-анализе.

3.4. Условия нелинейной оптоакустической генерации

Итак, как было показано, нелинейный тепловой механизм оптоакустической генерации в силу свойств вейвлет-преобразования может значительно улучшить пространственное разрешение оптоакустической томографии. При этом также упрощается интерпретация сигнала. Однако остается вопрос: при каких условиях нелинейный тепловой механизм генерации звука окажется более эффективным, нежели обычный линейный? Из выраже-

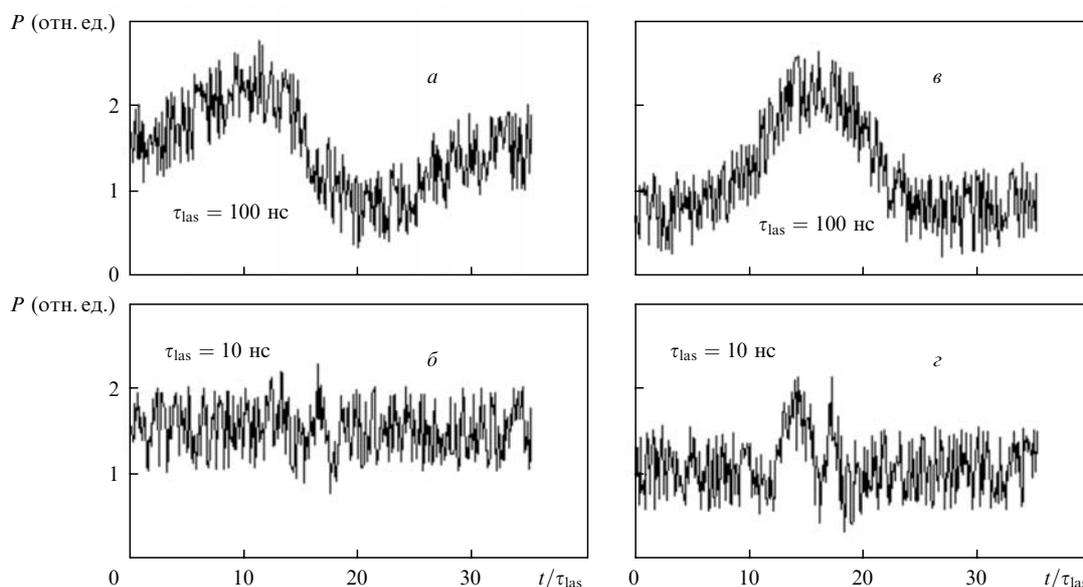


Рис.4. Пример многомасштабного вейвлет-анализа. Модельный оптоакустический линейный (а,б) и нелинейный (в,з) отклик системы двух сферических частиц с $R = 30$ и 1 мкм и расстоянием между ними 50 мкм при $\tau_{\text{las}} = 10$ и 100 нс.

ния (3) следует, что нелинейный механизм доминирует при $2\alpha T > \beta$. В водных растворах и биологических средах α и β обычно равны $\sim 8 \times 10^{-6} \text{ К}^{-2}$ и $\sim 10^{-3} \text{ К}^{-1}$ соответственно [3]. Это приводит к скачку температуры $T > 60 \text{ К}$. Такая температура близка к физиологической. Кроме того, при воздействии короткого лазерного импульса нагрев излучением существует лишь физиологически короткое время ($\sim 1 \text{ мс}$). Это означает, что описанный метод оптоакустической томографии биологических сред является неинвазивным. Также следует учесть, что средний коэффициент поглощения биотканей обычно невелик ($k \sim 1 \text{ см}^{-1}$), и при интенсивностях излучения $10^6 - 10^7 \text{ Вт/см}^2$ общий нагрев составляет $0.01 - 0.1 \text{ К}$. Тем не менее, как указывалось выше, и в этом случае нелинейно-тепловой механизм может оказаться эффективным.

Таким образом, данный метод дает новую принципиальную возможность оптоакустической визуализации, например, отдельных клеток *in vivo* в биологических тканях. По оценкам при характерном размере клетки порядка десятков микрон потребуется акустический датчик с полосой $\sim 100 \text{ МГц}$, что в настоящее время является вполне доступным [7]. Для обеспечения многомасштабного вейвлет-анализа может быть использован, напри-

мер, полупроводниковый лазер с изменяемой длительностью импульса. Таким образом, данный подход может быть сравнительно просто реализован в настоящее время.

1. Hoelen C.G.A., de Mul F. J. *J. Acoust. Soc. Am.*, **106**, 695 (1999).
2. Карабутов А.А., Пеливанов И.М., Подымова Н.Б., Скипетров С.Е. *Письма в ЖЭТФ*, **70** (3), 187 (1999).
3. *Справочник физических величин* (М.: Энергоатомиздат, 1991, с. 222).
4. Cheyne S.A., Bass H.E. *J. Acoust. Soc. Am.*, **88**, 264 (1990).
5. Яо Ё., Син Д., Хе Ё., Уеда К. *Квантовая электроника*, **31**, 1023 (2001).
6. Гусев В.Э., Карабутов А.А. *Лазерная оптоакустика* (М.: Наука, 1991).
7. Karabutov A.A. *XII Int. Laser Physics Workshop (LPHYS'03)* (Hamburg, Germany, 2003, p. 188).
8. Inkov V. N., Karabutov A. A., Pelivanov I. M. *Laser Phys.*, **11**, 1 (2001).
9. Daubechies I. *Ten Lectures on Wavelets* (New York: SIAM, 1992).
10. Shumaker L., in *Recent Advances in Wavelet Analysis* (New York: Academic, 1993).
11. Дремин И.М., Иванов О.В., Нечитайло В.А. *УФН*, **171** (5), 465 (2001).
12. Hunter S.D., Jones W.V., Malbrough D.J. *J. Acoust. Soc. Am.*, **69** (6), 1563 (1981).