

УДК 534.8

СРАВНЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ФУРЬЕ- И ВЕЙВЛЕТ-ДЕКОМПОЗИЦИИ В ПАССИВНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ТЕРМОТОМОГРАФИИ

© 2005 г. К. М. Бограчев

Институт радиотехники и электроники РАН, ИЦ "ЭЛДИС" ИРЭ РАН

101000 Москва, Старосадский пер. 8

Тел.: (095) 924-5166 Факс: (095) 924-5285

E-mail: homeinternet@eircom.net

Поступила в редакцию 30.12.03 г.

Выполнено сравнение точности восстановления распределения температуры при использовании Фурье- и вейвлет-декомпозиции в пассивной акустической термотомографии. Поскольку использование фокусированного ультразвука при гипертермии приводит к локальному нагреву ткани, то вейвлет-представление таких температурных распределений с локальными флуктуациями компактнее, чем их Фурье-представление. Показано, что компактность вейвлет-представления позволяет существенно сократить число неизвестных при решении обратной задачи акустической термотомографии и повысить точность восстановления температурного распределения по сравнению с использованием Фурье-представления. Предложен метод выбора компактного вейвлет-базиса для температурных распределений, получаемых в процессе гипертермии.

Температура в глубине тела человека – важная его характеристика. Измерение и контроль этой температуры особенно важен в медицине, в частности, при гипертермии в онкологии, при гипотермии и ультразвуковой хирургии. Для измерения глубинной температуры можно использовать информацию, которую несет тепловое акустическое излучение (ТАИ) в мегагерцевом диапазоне частот, выходящее с глубины, считая от поверхности тела, до 2–10 см в зависимости от частоты принимаемого излучения [1]. На основе набора измерения ТАИ пьезопреобразователями (ПП), расположенными на поверхности тела, можно восстановить пространственное распределение глубинной температуры, т.е. осуществить термоакустическую томографию. В предыдущих работах [2–6] путем компьютерного моделирования оценено качество восстановления 2D температурного распределения методом термоакустической томографии. Поскольку целью являлось обеспечение контроля внутренней температуры в теле человека в процессе гипертермии, то исходное температурное распределение предполагали типичным для такого процесса, а именно в виде локально нагретой области с уменьшением температуры при удалении от центра нагрева, так что типичное распределение температуры имеет вид пика.

Задачу формулировали следующим образом: при моделировании принимали, что измерения акустической температуры (пропорциональ-

ной интенсивности принимаемого термоакустического излучения) производят пьезопреобразователями на поверхности тела (рис. 1). При этом восстанавливается распределение температуры в квадратной области $10 \times 10 \text{ см}^2$. Эту область покрывали сеткой, разбивающей область на $15 \times 15 = 225$ подобластей. Фактически в данной работе рассматривали восстановление значений температуры (рис. 2а) в соответствующих 225 узлах сетки (число неизвестных равно 225).

Чтобы обеспечить гладкость восстановленного температурного распределения, в данной работе это распределение принимали равным конечной сумме гармонических функций. Для такого распределения 2D Фурье-спектр содержит $15 \times 15 = 225$ независимых компонент. Поэтому в рассмотренном алгоритме существовал промежуточный этап – в системе линейных уравнений неизвестными считались значения этих 225 компонент. Для представления задачи в виде системы линейных уравнений эти компоненты вытягивались в одномерный вектор из 225 элементов [5]. После их нахождения из вектора производили обратное составление 2D Фурье-спектра, затем обратное 2D преобразование Фурье и получали восстановленное двумерное распределение температуры (рис. 2б).

Принимали, что коэффициент поглощения ультразвука γ не зависит от координаты и от частоты в полосе приема ПП; что аппаратную функцию ПП можно приблизить лучом l (это допусти-

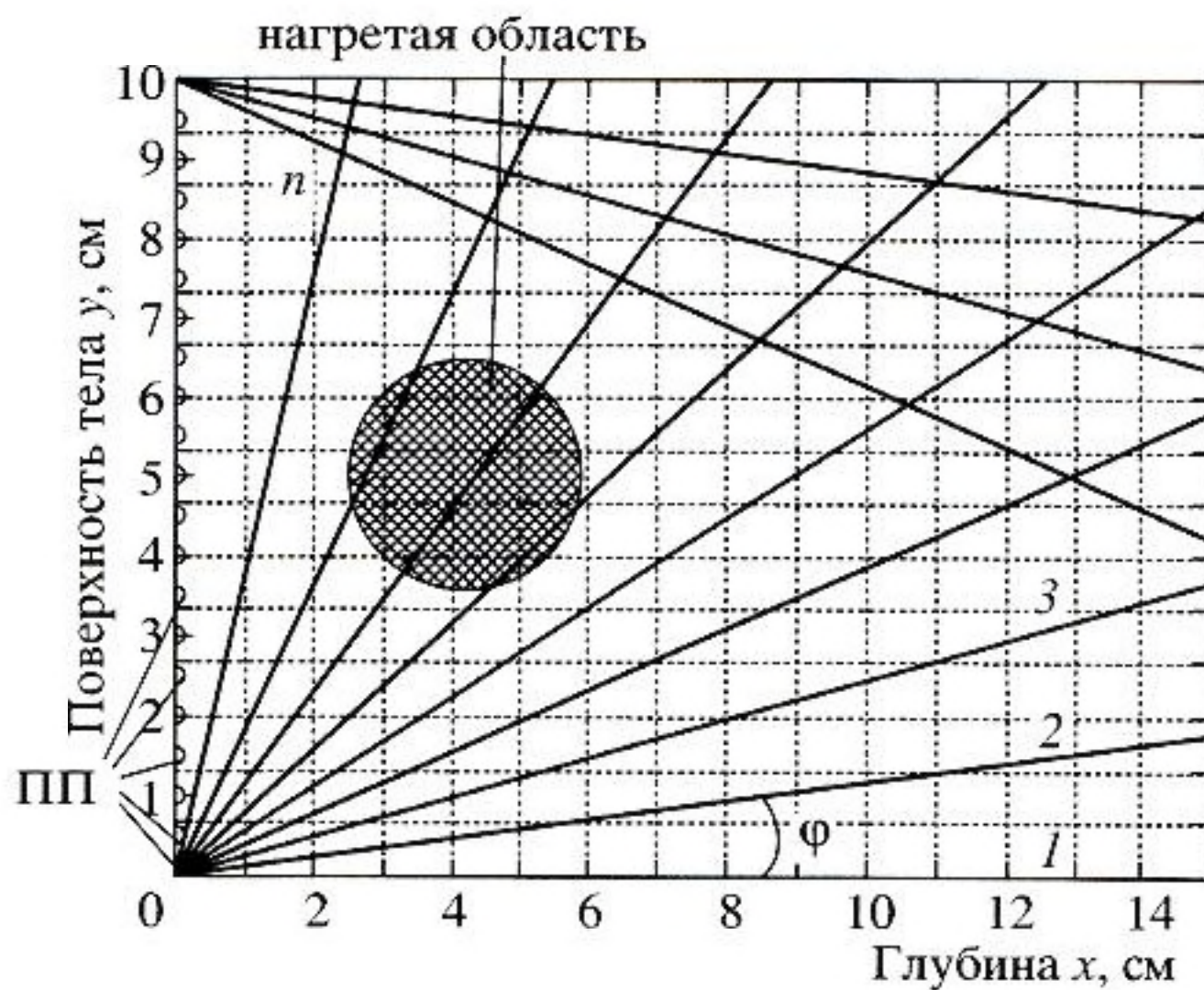


Рис. 1. Схема сканирования исследуемой области L размером $10 \times 10 \text{ см}^2$ в плоскости (x, y) . Координата x направлена вглубь тела (координата $x = 0$ – поверхность тела), координата y ориентирована вдоль поверхности тела, область L разбита вдоль оси x на N_x точек, вдоль оси y на N_y точек (разбиение показано тонкими пунктирными линиями сетки). Отсчеты температуры среды проводили в $N_H = N_x N_y$ точках. Половинками кружков показаны пьезопреобразователи (ПП). 1, 2, 3, ..., n – номера углов сканирования ПП, отсчитываемых от оси x . При $0 \leq y < 5 \text{ см}$ угол поворота $\alpha = 0^\circ - 80^\circ$ (где α отсчитывается против часовой стрелки), при $5 < y \leq 10 \text{ см}$ – $\alpha = -80^\circ - 0^\circ$, при $y = 5 \text{ см}$ диапазон $\alpha = -80^\circ - 80^\circ$. $N_x = N_y = 15$.

мо при использовании фокусированного ПП). При каждом измерении (или скане) значение акустической температуры (АТ) представляет интеграл, в который вносят вклад все точки исследуемой области, лежащие на данном луче:

$$T_A = \gamma \int_0^{\infty} T(l) \exp(-\gamma l) dl, \quad (1)$$

где l – координата вдоль акустической оси ПП, (точка $l = 0$ совпадает с положением ПП); $T(l)$ – распределение температуры вдоль акустической оси ПП; множитель $\exp(-\gamma l)$ определяет поглощение акустической волны при ее распространении от источника (находящегося в точке l на акустической оси ПП) до ПП.

В Фурье-анализе 2D распределение термодинамической температуры $T(x, y)$ раскладывается по гармоникам типа $f_1(x, y), \dots, f_n(x, y)$, где $n = 1, \dots, N_{\max}$, так что

$$T(x, y) = \sum_{n=1}^{N_f} k_n^f f_n(x, y), \quad (2)$$

где $f_n(x, y)$ – гармонические функции, по которым производится разложение Фурье, k_n^f – соответствующие коэффициенты разложения. Подставляя (2) в (1), получаем формулу, описывающую вклад каждой из гармоник в АТ, измеренную для данного скана:

$$T_A = \gamma \sum_{n=1}^{N_f} k_n^f \int_0^{\infty} f_n^{sc}(l) \exp(-\gamma l) dl. \quad (3)$$

Здесь $f_n^{sc}(l)$ – значение функции $f_n(x, y)$ в точке, лежащей на акустической оси ПП на расстоянии l от ПП. Как показали эксперименты, АТ может быть измерена с некоторой ошибкой (шумом) со средним значением $\sim 0.1 \text{ К}$. С учетом этого шума формула (3) принимает вид

$$T_A^e = \gamma \sum_{n=1}^{N_f} k_n^f \int_0^{\infty} f_n^{sc}(l) \exp(-\gamma l) dl, \quad (4)$$

где T_A^e – величина АТ с учетом шума в измерениях. Применяя формулу (4) для всех сканов (номеров $i = 1, \dots, N_s$), получаем систему линейных уравнений, в которой неизвестными являются компоненты Фурье-спектра восстанавливаемого пика:

$$\begin{cases} T_{A1}^e = \gamma \sum_{n=1}^{N_f} k_n^f \int_0^{\infty} f_{n1}^{sc}(l) \exp(-\gamma l) dl, \\ \dots \\ T_{Ai}^e = \gamma \sum_{n=1}^{N_f} k_n^f \int_0^{\infty} f_{ni}^{sc}(l) \exp(-\gamma l) dl, \\ \dots \end{cases} \quad (5)$$

Здесь T_{Ai}^e – значение АТ, измеренной экспериментально для i -го скана. Число измерений АТ (т.е. уравнений) принимали $N_s = 253$, что несколько больше числа неизвестных (225).

Задача о решении системы (5), или обратная задача термоакустической томографии, из-за присутствия шума в измерении является некорректной и для ее решения приходится применять метод регуляризации по Тихонову. Как было показано в [2–5], этот метод действительно позволяет решить обратную задачу и восстановить 2D температурное распределение. Особенно эффективна при этом модификация, называемая локальной регуляризацией (рис. 2б). Локальная регуляризация учитывает теплофизические свойства ткани и наличие кровотока. Эта модификация применяется, если при решении обратной задачи

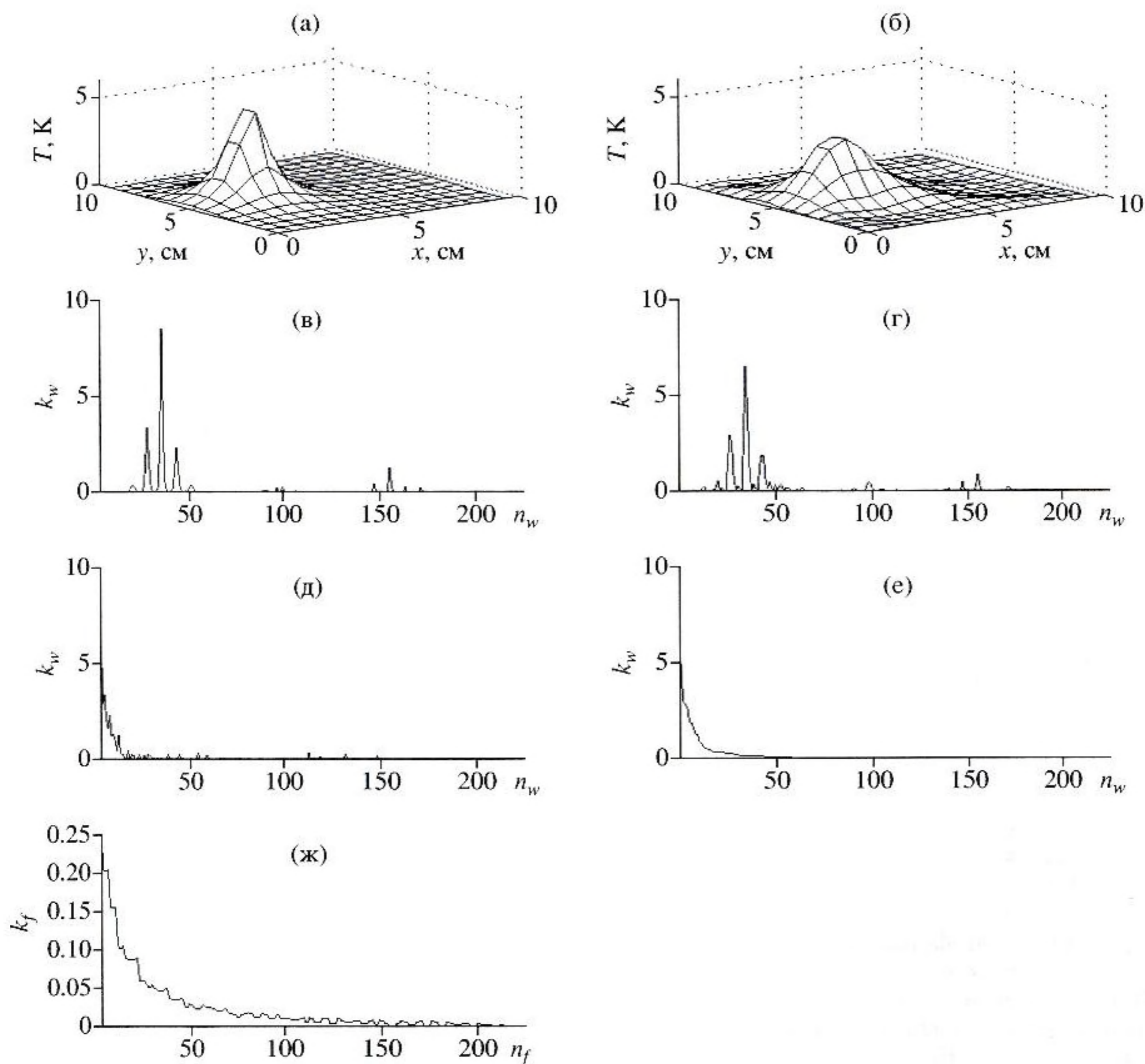


Рис. 2. Пример упорядочения вейвлет-разложения.

а – исходный температурный пик; б – температурный пик, восстановленный методом локальной регуляризации по Тихонову; в – вейвлет-разложение исходного пика (а); г – вейвлет-разложение восстановленного пика (б); *f* – упорядоченное по убыванию вейвлет-разложение восстановленного пика (б); д – вейвлет-разложение пика (а), отсортированное так же, как вейвлет-разложение (е); ж – Фурье-спектр пика (а), представленный в виде одномерного вектора. На всех изображениях вейвлет-разложений показаны первые 225 (из 256) компонент (вейвлет-разложения отличаются от вейвлет-спектров возможным изменением в порядке компонент). На всех изображениях вейвлет- и Фурье-разложений по оси ординат отложены абсолютные значения компонент.

неизвестными являются коэффициенты 2D Фурье-разложения искомого распределения температуры. Локальная регуляризация заключается в том, что при решении системы уравнений значение регуляризирующего параметра зависит от номера коэффициента. Восстановленное этим методом распределение температуры достаточно близко к реальному (рис. 2б), однако существует систематическая ошибка, вносимая регуляризацией. Эта систематическая ошибка приводит к тому, что восстановленное распределение искажено по сравнению с исходным. В частности, восстановленный пик меньше по высоте и шире, чем

исходный. Это обусловлено тем, что процесс регуляризации занижает значения восстанавливаемых компонент Фурье-спектра, причем тем сильнее, чем больше номер гармоники. Этот эффект особенно существен в случае, когда центр нагретой области расположен далеко от поверхности тела. При этом, как видно из рис. 2ж, спектр типичного температурного пика достаточно широк, в нем много высокочастотных компонент. Занижение этих компонент, вызванное регуляризацией, вызывает существенное искажение пика при восстановлении.

Разложение Фурье является представлением данной функции в виде суммы гармоник, т.е. периодических функций. Ясно, что такой способ наиболее удобен для представления функций, которые сами являются периодическими. Фурье-спектр таких функций выглядит наиболее компактно. При этом Фурье-спектр явно локальной функции, какой является восстанавливаемый температурный пик, будет достаточно широк.

Ранее было показано [7], что учет физических особенностей процесса позволяет использовать вейвлет-разложение, например для уменьшения шума в измеряемом сигнале.

Температурный пик, получаемый в процессе гипертермии, является явно локальной функцией. Учитывая эту особенность восстанавливаемой функции, для такого пика должно быть эффективнее разложение по базисным функциям, которые сами являются локальными, т.е. по вейвлетам.

При проведении вейвлет-анализа производится [8] разложение $T(x, y)$ вида

$$T(x, y) = \sum_{\mathbf{k} \in \mathbf{Z}^2} w_{m, \mathbf{k}}^{i_0} \varphi_{m, \mathbf{k}}^{i_0}(x, y) + \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{m=1}^2 \sum_{\mathbf{k} \in \mathbf{Z}^2} n_{m, \mathbf{k}}^i \psi_{m, \mathbf{k}}^i(x, y), \quad i_0 \in \mathbf{Z},$$

где $\varphi_{m, \mathbf{k}}^{i_0}$ – скейлинг-функция, $\psi_{m, \mathbf{k}}^i$ – вейвлет-функции, $w_{m, \mathbf{k}}^{i_0}$, $n_{m, \mathbf{k}}^i$ – соответствующие этим функциям коэффициенты разложения \mathbf{Z} – множество целых чисел. Если принять во внимание, что отыскиваются значения функции $T(x, y)$ только в узлах сетки, т.е. реализуется дискретное вейвлет-преобразование, то разложение (6) имеет конечное число слагаемых, близкое к числу узлов сетки, и его можно представить в виде:

$$T(x, y) = \sum_c w_c \varphi_c(x, y) + \sum_d n_d \psi_d(x, y). \quad (6)$$

Подставляя (6) в (1), получаем формулу, описывающую вклад каждой из вейвлет-компонент в АТ, измеренную для данного скана:

$$T_A = \gamma \sum_c w_c \int_0^{\infty} \varphi_c^{sc}(l) \exp(-\gamma l) dl + \gamma \sum_d n_d \int_0^{\infty} \psi_d^{sc}(l) \exp(-\gamma l) dl, \quad (7)$$

где $\varphi_c^{sc}(l)$ – значение функции $\varphi_c(x, y)$ в точке, лежащей на акустической оси ПП на расстоянии l

от ПП (смысл обозначения ψ_d^{sc} аналогичный). С учетом шума в измерении АТ

$$T_A^e = \gamma \sum_c w_c \int_0^{\infty} \varphi_c^{sc}(l) \exp(-\gamma l) dl + \gamma \sum_d n_d \int_0^{\infty} \psi_d^{sc}(l) \exp(-\gamma l) dl. \quad (8)$$

Для всех сканов получаем систему линейных уравнений, в которой неизвестными являются коэффициенты вейвлет-разложения восстанавливаемого температурного пика:

$$\left\{ \begin{array}{l} T_{A1}^e = \gamma \sum_c w_c \int_0^{\infty} \varphi_{c1}^{sc}(l) \exp(-\gamma l) dl + \gamma \sum_d n_d \int_0^{\infty} \psi_{d1}^{sc}(l) \exp(-\gamma l) dl, \\ \dots \\ T_{Ai}^e = \gamma \sum_c w_c \int_0^{\infty} \varphi_{ci}^{sc}(l) \exp(-\gamma l) dl + \gamma \sum_d n_d \int_0^{\infty} \psi_{di}^{sc}(l) \exp(-\gamma l) dl, \\ \dots \end{array} \right. \quad (9)$$

При решении систем уравнений (5) или (9), т.е. при решении обратной задачи акустотермографии, существенную роль играет число неизвестных. Вейвлет-разложение температурного пика предположительно должно быть существенно компактнее его спектра Фурье. Причем чем уже температурный пик, тем сильнее должно быть это различие. Компактность вейвлет-разложения позволит существенно сократить число неизвестных и, таким образом, может повысить точность решения обратной задачи термоакустической томографии и улучшить качество восстановления температуры. В данной работе исследуется сравнительная эффективность вейвлет-разложения и разложения Фурье при восстановлении 2D температурных пиков. Было исследовано разложение только по одному виду вейвлетов (вейвлеты Добеши-2).

На рис. 2а показано исходное двумерное распределение температуры, а также его Фурье-спектр (рис. 2ж) и вейвлет-разложение (рис. 2в), “вытянутые в вектор”. Видно, что число существенных компонент вейвлет-разложения достаточно мало, хотя они и разбросаны по всему спектру.

Использование вейвлет-разложения должно быть эффективно, если при решении системы (9) неизвестными считать только те вейвлет-компоненты, которые являются существенными. Это позволит резко уменьшить число неизвестных в системе (9), и следовательно, повысить точность восстановления. При решении обратной задачи регуляризация будет эффективна, если собрать существенные компоненты в начале спектра, желательнее в порядке убывания их величины, т.е. пересортировать вейвлет-разложение. Поскольку восстанавливаемое распределение температуры неизвестно, то также неизвестно, какие из компонент его вейвлет-разложения существенны, т.е. неизвестен требуемый порядок его пересортировки (упорядочения). Однако оценить положение этих существенных компонент можно, используя температурное распределение, восстановленное методом локальной регуляризации по Тихонову [2–5]. При том, что восстановленный этим методом пик несколько искажен по сравнению с исходным, положение его максимума приблизительно соответствует положению максимума исходного пика. Как показал численный анализ, существует большое сходство в положении существенных компонент в вейвлет-разложениях исходного пика и пика, восстановленного методом локальной регуляризации по Тихонову. Таким образом, существует определенная устойчивость положений существенных компонент вейвлет-разложения температурного пика по отношению к преобразованию этого пика, которое происходит при восстановлении методом локальной регуляризации по Тихонову. Это позволяет использовать вейвлет-разложение пика (рис. 2б), восстановленного методом локальной регуляризации по Тихонову, как опорное при пересортировке (упорядочении) компонент вейвлет-разложения восстанавливаемого пика (рис. 2а) и определении положения существенных компонент этого разложения. Приблизительно это означает, что если в вейвлет-разложении пика (рис. 2б), восстановленного методом локальной регуляризации по Тихонову, существенными оказываются только n_{comp} компонент с определенными номерами (например, $n_{\text{comp}} = 20$), то, как правило, в вейвлет-разложении исходного пика (рис. 2а) существенными оказываются те же n_{comp} компонент. Эти компоненты можно считать неизвестными, остальные можно принять равными нулю.

Таким образом, алгоритм решения системы уравнений (9) состоял в том, что:

1) производили восстановление методом локальной регуляризации по Тихонову (восстановленный пик показан на рис. 2б);

2) вычисляли его вейвлет-спектр, “вытянутый в вектор” (рис. 2г);

3) определяли порядок его пересортировки для упорядочения по убыванию его компонент (рис. 2е);

4) выбирали число “существенных” компонент (например, $n_{\text{comp}} = 20$, рис. 2е);

5) в системе уравнений (9) оставляли только слагаемые, соответствующие этим “существенным” компонентам. Этим сокращали число неизвестных до $n_{\text{comp}} = 20$ (вместо 225);

6) решали систему уравнений (9) методом глобальной регуляризации по Тихонову. В результате получали значения “существенных” компонент вейвлет-разложения (их количество $n_{\text{comp}} = 20$); остальные компоненты принимали нулевыми;

7) производили обратное вейвлет-преобразование и получали восстановленный температурный пик.

Подробная схема решения обратной задачи акустотермографии с применением такой вейвлет-фильтрации показана на рис. 3.

Эффективность такого подхода видна из рис. 2д, на котором вейвлет-разложение, показанное на рис. 2в, пересортировано (упорядочено), причем порядок пересортировки определялся вейвлет-разложением (рис. 2г) пика, восстановленного методом локальной регуляризации по Тихонову. Видно, что такой метод пересортировки действительно в основном позволяет расположить вейвлет-компоненты исходного распределения в порядке их убывания (рис. 2д). Для сравнения показан также “вытянутый в вектор” Фурье-спектр исходного пика (рис. 2ж), компоненты которого использовались в качестве неизвестных при восстановлении методом локальной регуляризации по Тихонову. Видно, что вейвлет-разложение (рис. 2д) исходного пика намного “компактнее”; так, уменьшение абсолютного значения компоненты Фурье-спектра примерно в e раз происходит только на номере 10, тогда как для вейвлет-разложения это происходит уже на номере 2. Именно эта “компактность” и позволяет повысить точность решения обратной задачи.

Пример реализации восстановления температуры по схеме (рис. 3) показан на рис. 4. Параметры исходного распределения температуры (рис. 4а): глубина источника тепла – 2.5 см, латеральная координата источника тепла – 5 см, его характерная ширина $d = 0.4$ см, характерная длина (теплофизический параметр ткани) $x_D = 1$ см, максимальное значение инкремента внутренней температуры $T_{\text{max}} = 5$ К.

Удобными критериями точности восстановления являются максимальное значение восстановленной температуры ($T_{\text{max}}^{\text{REC}}$) и среднеквадратичная погрешность восстановления (dT_R) по всем



Рис. 3. Схема решения обратной задачи акустотермографии с применением вейвлет-преобразования.

225 узлам сетки, в которых восстанавливали значения температуры, вычисляемая по формуле

$$dT_R = \sqrt{\sum_{i=1}^{225} (T(x_i, y_i) - T^{REC}(x_i, y_i))^2 / 225},$$

где $T(x_i, y_i)$ и $T^{REC}(x_i, y_i)$ – значения реальной и восстановленной температуры в узле сетки с номером i . Из рис. 4 видно, что метод локальной регу-

ляризации по Тихонову (рис. 4б) дает большую ошибку по обоим этим параметрам ($T_{MAX}^{REC} = 3.46$ К, $dT_R = 0.24$ К) по сравнению с методом вейвлет-фильтрации (рис. 4с), при котором $T_{MAX}^{REC} = 4.39$ К и $dT_R = 0.17$ К.

Для выполнения статистического анализа вышеприведенные параметры T_{MAX}^{REC} и dT_R вычисле-

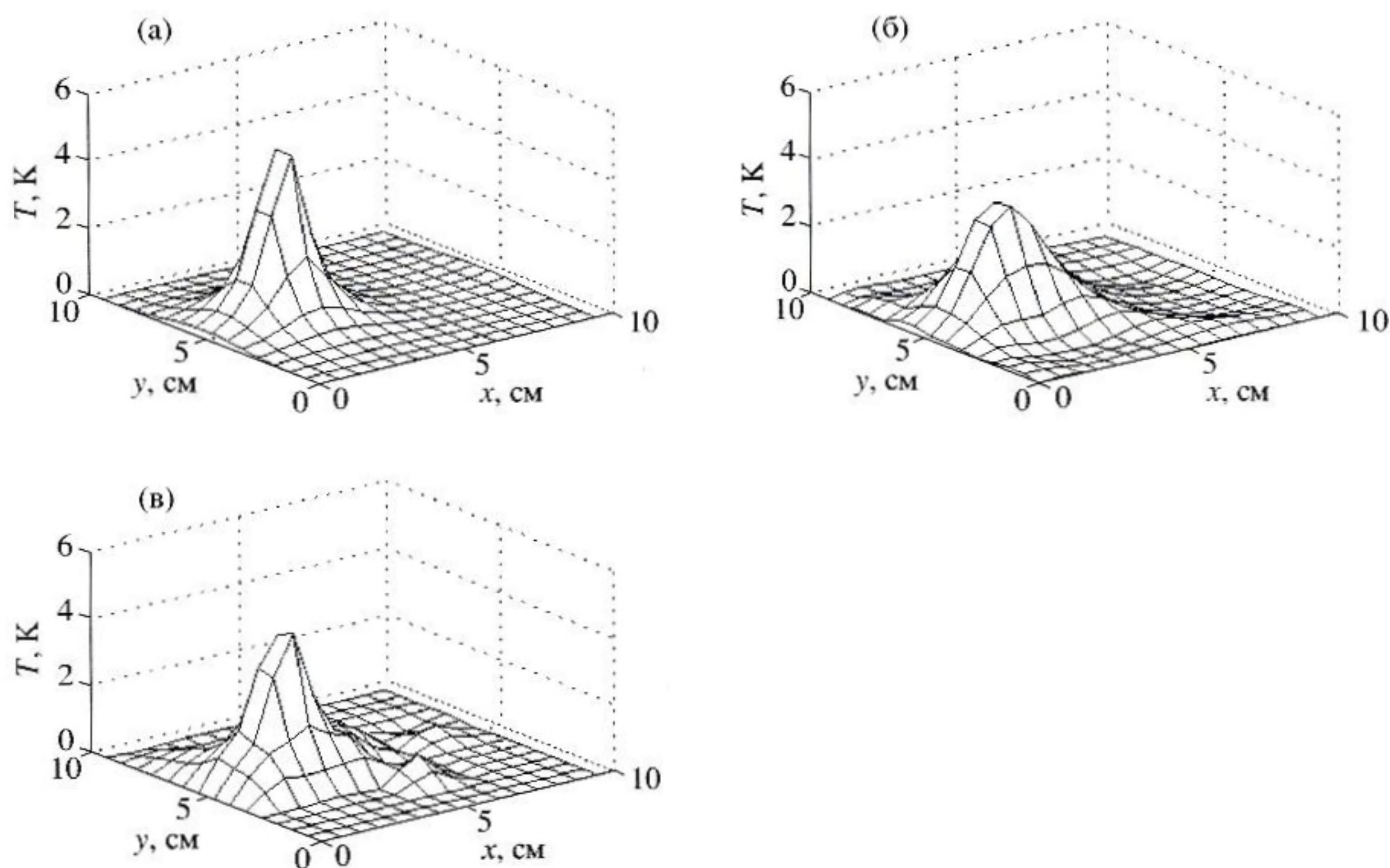


Рис. 4. Пример восстановления температурного пика (а) методом локальной регуляризации по Тихонову (б) и методом вейвлет-фильтрации (в). По оси ординат отложен инкремент внутренней температуры.

ны для исходного распределения температуры (рис. 4а) при 20 различных реализаций шума в измерении. Усредненные значения этих параметров приведены в таблице. При том что во всех 20 случаях было выполнено восстановление методом регуляризации по Тихонову с применением Фурье-анализа, в 10 случаях (т.е. в 50%) восстановление методом вейвлет-анализа (выполнение регуляризации) было невозможно. Таким образом, метод вейвлет-анализа менее устойчив по сравнению с методом Фурье-анализа в отношении возможности применения регуляризации. Вопрос устойчивости вейвлет-восстановления и факторов, которые его определяют, требует дополнительного исследования.

Из таблицы видно, что использование вейвлет-разложения позволяет улучшить качество

Сравнение среднестатистической точности восстановления распределения температуры при использовании методов Фурье- и вейвлет-декомпозиции

Критерий восстановления	Восстановление методом локальной регуляризации по Тихонову	Восстановление методом вейвлет-фильтрации
$\langle T_{MAX}^{REC} \rangle, K$	3.3 ± 0.14	4.3 ± 0.25
$\overline{dT_R}, K$	0.26 ± 0.013	0.21 ± 0.019

восстановления температурного распределения по обоим критериям. Это сравнительное улучшение должно быть тем выраженнее, чем уже восстанавливаемый температурный пик. При этом ранее разработанный метод восстановления (метод локальной регуляризации по Тихонову) используется как промежуточный этап.

Таким образом, показано, что использование вейвлет-разложения позволяет улучшить точность восстановления температурного распределения в теле человека при проведении гипертермии с использованием фокусированного ультразвука. При этом предполагалось, что в фокальной области источник тепла имеет гауссово распределение интенсивности. Однако вопросы об эффективности использования вейвлет-анализа при других типах источников тепла, других положениях этих источников, отличающихся от исследованных в статье, а также вопросы выбора наиболее эффективного типа вейвлета требуют дальнейших исследований. На основании полученных в данной работе результатов представляется, что применение вейвлет-анализа может занять одно из основных мест среди методов решения некорректных обратных задач термоакустической томографии.

Работа поддержана грантами РФФИ 03-01-00723 и 02-02-17371.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Passechnik V.I., Anosov A.A., Isrefilov M.G.* Physical basis and perspectives of acoustothermography // *Ultrasonics*. 1996. V. 34. P. 511.
2. *Гуляев Ю.В., Бограчев К.М., Боровиков И.П., Обухов Ю.В., Пасечник В.И.* Пассивная термоакустическая томография – методы и подходы // *Радиотехника и электроника*. 1998. Т. 43. № 9. С. 1140.
3. *Пасечник В.И., Аносов А.А., Бограчев К.М.* Основы и перспективы пассивной термоакустической томографии // *Биомедицинская радиоэлектроника*. 1999. № 2. С. 3.
4. *Бограчев К.М., Пасечник В.И.* Оценки точности восстановления температуры в пассивной термоакустической томографии // *Акуст. журн.* 1999. Т. 45. № 6. С. 742.
5. *Бограчев К.М.* Оценка параметров пассивного акустического термотомографа. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Москва, ИРЭ РАН, 2000.
6. *Бограчев К.М., Пасечник В.И.* Оценка пространственной разрешающей способности пассивной акустической термотомографии // *Акуст. журн.* 2002. Т. 48. № 4. С. 467.
7. *Bosnyakov M.S., Obukhov Yu.V.* Optimum Wavelet Basis for Representation of the Functions Satisfying the Heat Conduction Equation // *Pattern Recognition and Image Analysis*. V. 13. № 1. 2003. P. 74.
8. *Переберин А.В.* О систематизации вейвлет-преобразований // *Вычислительные методы и программирование*. 2001. Т. 2. С. 15.

Comparison of the Efficiencies of Fourier and Wavelet Expansions in Passive Acoustic Thermal Tomography

K. M. Bograchev

*ELDIS Research Center, Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences,
Starosadskii per. 8, Moscow, 101000 Russia
e-mail: homeinternet@eircom.net*

Abstract—Comparison of the accuracy achieved in the temperature distribution reconstruction by the Fourier and wavelet expansions in passive acoustic tomography is carried out. Since the employment of focused ultrasound in hyperthermia leads to local heating of the tissue, the wavelet representation of such temperature distributions with local fluctuations is more compact than their Fourier representation. It is demonstrated that the compactness of the wavelet representation provides an opportunity to reduce considerably the number of unknown quantities in solving the inverse problem of acoustic thermal tomography and to increase the accuracy of the temperature distribution reconstruction in comparison with the case of using the Fourier representation. A method for choosing a compact wavelet basis for temperature distributions obtained in the hyperthermia process is proposed.