

УДК 534.8

ВОССТАНОВЛЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГЛУБИННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ БИООБЪЕКТОВ С ПОМОЩЬЮ ЛИНЕЙНЫХ ФАЗИРОВАННЫХ РЕШЕТОК

© 2005 г. А. А. Аносов, Л. Р. Гаврилов*

Научно-исследовательский центр электронных диагностических систем "Элдис" РАН
101000 Москва, Старосадский пер., 8

E-mail: anosov@hotmail.ru

*Акустический институт им. Н.Н. Андреева
117036 Москва, ул. Шверника 4

Поступила в редакцию 2.12.03 г.

Теоретически исследованы возможности восстановления двумерного температурного распределения в биобъектах с помощью линейных фазированных решеток с учетом реальных диаграмм направленности и без использования данных о коэффициенте поглощения. Метод позволяет за время измерений около полутора минут восстановить распределение температуры в исследуемой области с точностью приблизительно 0.5 К при нагреве области на 5–10 К.

Важной характеристикой тела человека является пространственное распределение глубинной температуры. Контроль температуры необходим при различных терапевтических процедурах, например, при гипертермии в онкологии, когда важно нагреть опухоль до определенной оптимальной температуры, например, до 43–44°C, а затем поддерживать эту температуру в течение единиц или десятков минут. Этот контроль эффективен, если с его помощью можно измерить температуру на глубине 3–8 см, в объеме около 1 см³ с точностью около 0.5 К. Для таких измерений желательно использовать неповреждающие, неинвазивные методы, например, регистрировать собственное тепловое акустическое излучение (ТАИ) биобъекта (БО) в ультразвуковом диапазоне частот.

В работах [1, 2] теоретически рассмотрена задача восстановления глубинной температуры БО, оценены параметры восстановления. Однако при решении этой задачи диаграммы направленности (ДН) приемников приближали лучами и считали известным коэффициент поглощения ультразвука (УЗ) в БО, что не всегда возможно. Проведены эксперименты по восстановлению (с использованием указанных допущений) глубинной температуры в глицерине и в кисти руки человека [2]. В работах [3–5] теоретически и экспериментально восстанавливали положение источника нагрева в глубине модельных объектов, в том числе и с помощью фокусированных приемников [4, 5]. Однако температурные параметры распределения не оценивали. В работах [2, 6–8] теоретически и экспериментально исследованы возможности использования корреляционного

приема ТАИ для определения внутренней температуры БО. При этом оценки точности восстановления не были получены.

В данной работе поставлена задача – теоретически исследовать возможности восстановления двумерного температурного распределения с помощью линейных фазированных решеток (ЛФР) с учетом реальных ДН и без использования данных о коэффициенте поглощения. Предлагается по результатам электронного сканирования БО двумя фазированными решетками определить форму распределения в двух взаимно перпендикулярных направлениях, а по разнице измеряемых решетками сигналов – восстановить коэффициент поглощения в среде. Далее, с помощью информации о форме и коэффициенте поглощения предполагается рассчитать амплитуду температурного пика и тем самым полностью восстановить температурное распределение.

Рассмотрим предлагаемую схему измерений (рис. 1) для решения двумерной задачи. Биобъект 1 находится внутри прямого угла, образованного двумя лучами 0x и 0z. Предположим, что поглощение УЗ внутри БО постоянно и определяется коэффициентом поглощения α_0 . Величина α зависит от частоты принимаемого сигнала. Будем считать, что измерения ТАИ проводятся в мягких тканях в частном диапазоне около 1 МГц, а коэффициент поглощения по амплитуде составляет $\alpha \approx 0.1 \text{ см}^{-1}$ [9]. Будем полагать также, что коэффициент затухания α численно равен α_0 , поскольку вкладом рассеяния в затухание для мягких тканей (обычно не более 10–15% [9]) можно пренебречь. Отметим, что затухание и поглощение УЗ

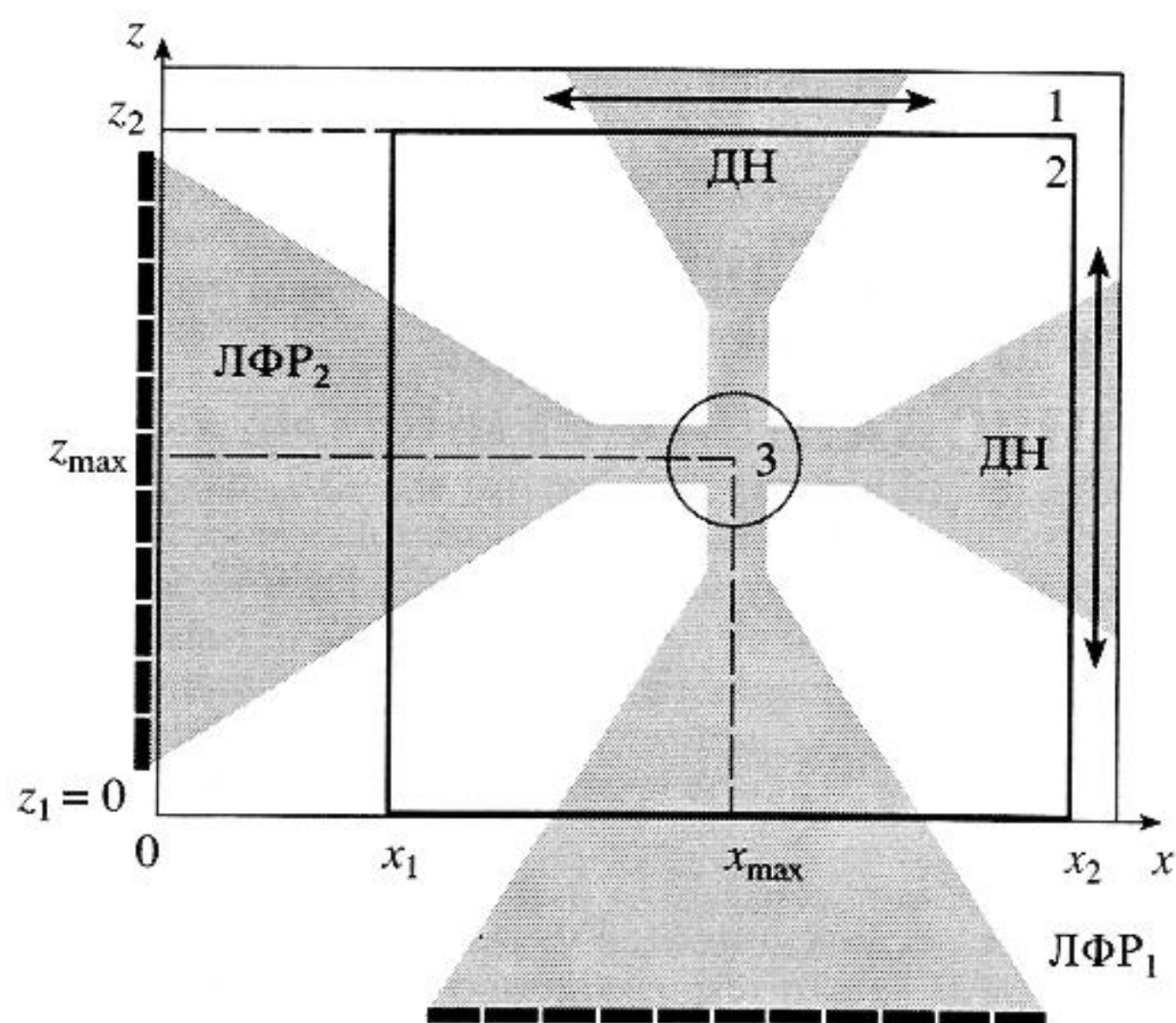


Рис. 1. Схема измерений: 1 – биообъект, 2 – исследуемая область (x_1 , x_2 , z_1 , z_2 – границы области), 3 – нагреваемая область, ЛФР₁ и ЛФР₂ – линейные фазированные решетки, ДН – диаграммы направленности (стрелки показывают направление сканирования).

в мягких тканях организма может меняться при изменении температуры. Однако, в работе [10] (где исследовали действие УЗ с частотой 4 МГц на свежееизвлеченные образцы мышечной ткани, печени и почек собаки) показано, что в интересующем нас интервале от 30 до 50 градусов Цельсия коэффициенты затухания и поглощения в исследуемых тканях практически не менялись. Заметим, что реальный биологический объект, содержащий различные ткани, неоднороден по поглощению. Однако, если ограничить рассмотрение одной мягкой тканью [9], то изменения коэффициента поглощения в них незначительны, что позволяет считать исследуемую область однородной по поглощению.

Пусть создаваемый при гипертермии источник тепла расположен в исследуемой прямоугольной области 2 (рис. 1): $x \in [x_1 = 2.0 \text{ см}, x_2 = 8.0 \text{ см}]$, $z \in [z_1 = 0 \text{ см}, z_2 = 6.0 \text{ см}]$. Будем считать, что распределение температуры $T(x, z)$, создаваемое источником внутри исследуемой области, определяется произведением двух функций $f(x)$ и $g(z)$, каждая из которых зависит только от одной координаты и нормирована на свое максимальное значение, т.е. $\max f(x) = \max g(z) = 1$.

$$T(x, z) = \Delta T_{\max} f(x) g(z) + T_0, \quad (1)$$

где T_0 – температура БО вне исследуемой области – величина постоянная и известная; $\Delta T_{\max}$ – максимальное приращение температуры нагретой области по сравнению с T_0 , которое мы будем

называть температурным пиком. Координаты пика: $x_{\max}$ и $z_{\max}$. Контур 3 на рис. 1 показывает нагреваемую область, в которой расположен температурный пик. Для восстановления температуры необходимо определить форму распределения $f(x)g(z)$ и величину температурного пика $\Delta T_{\max}$, т.е. определить инкремент температуры: $\Delta T(x, z) = \Delta T_{\max} f(x) g(z)$. Так как рассматривается двумерная задача, то предполагается цилиндрический источник нагрева, вытянутый вдоль оси, перпендикулярной плоскости xOz .

Приемниками ТАИ являются две линейные фазированные решетки ЛФР₁ и ЛФР₂, состоящие из 33 прямоугольных элементов длиной 16.5 мм и шириной 1.5 мм. Расстояние между центрами элементов 1.6 мм. Центральная частота приема 1 МГц, полоса пропускания около 0.8 МГц. ЛФР₁ отодвинута от границы БО (от оси x) на 2.0 см, ЛФР₂ расположена на границе БО (на оси z). Благодаря электронному сканированию (показано на рис. 1 стрелками) каждой решеткой одновременно принимается ТАИ с помощью тринадцати диаграмм направленности $A_1(x, z), \dots, A_{13}(x, z)$ (две ДН показаны на рис. 1 серым цветом). Расчеты ДН проведены методом, изложенным в работе [11]. Карта контуров распределения интенсивности принимаемых сигналов для ЛФР₁ показана на рис. 2. Цифры от 1 до 13 соответствуют номеру ДН. Для каждого распределения интенсивности показаны три линии уровня, соответствующие 0.75, 0.5 и 0.25 от максимального значения в фокусе. Центральное распределение наиболее узкое и имеет наибольшее по сравнению с другими распределениями максимальное значение. Крайние 12-е и 13-е распределения более широкие, их максимальные значения составляют 0.73 от максимума 1-го распределения. Координаты z_A всех фокусов приблизительно равны: $z_A \approx 40 \text{ см}$. Координаты x_A фокусов меняются от 3.2 см через 0.3 см до 6.8 см. Из рис. 2 также видно, что ширина распределений по уровню 0.25 составляет около 0.3 см. Боковые лепестки представленных распределений незначительны по величине и находятся в основном вне исследуемой области. Также видно, что ДН позволяют просканировать всю исследуемую область БО по оси x и, в то же время, что области пересечения ДН (по крайней мере, на уровне 0.25) незначительны. Это дает возможность считать, что с помощью одной фазированной решетки мы получаем 13 независимых результатов измерений. Отметим, что ЛФР₂ позволяет аналогично просканировать исследуемую область по оси z . В сумме получаем 26 независимых измерений.

Если регистрируемый сигнал выразить в градусах, то измеряется акустояркая температура [12]. Акустояркая температура T_A – по определению – температура акустического черного

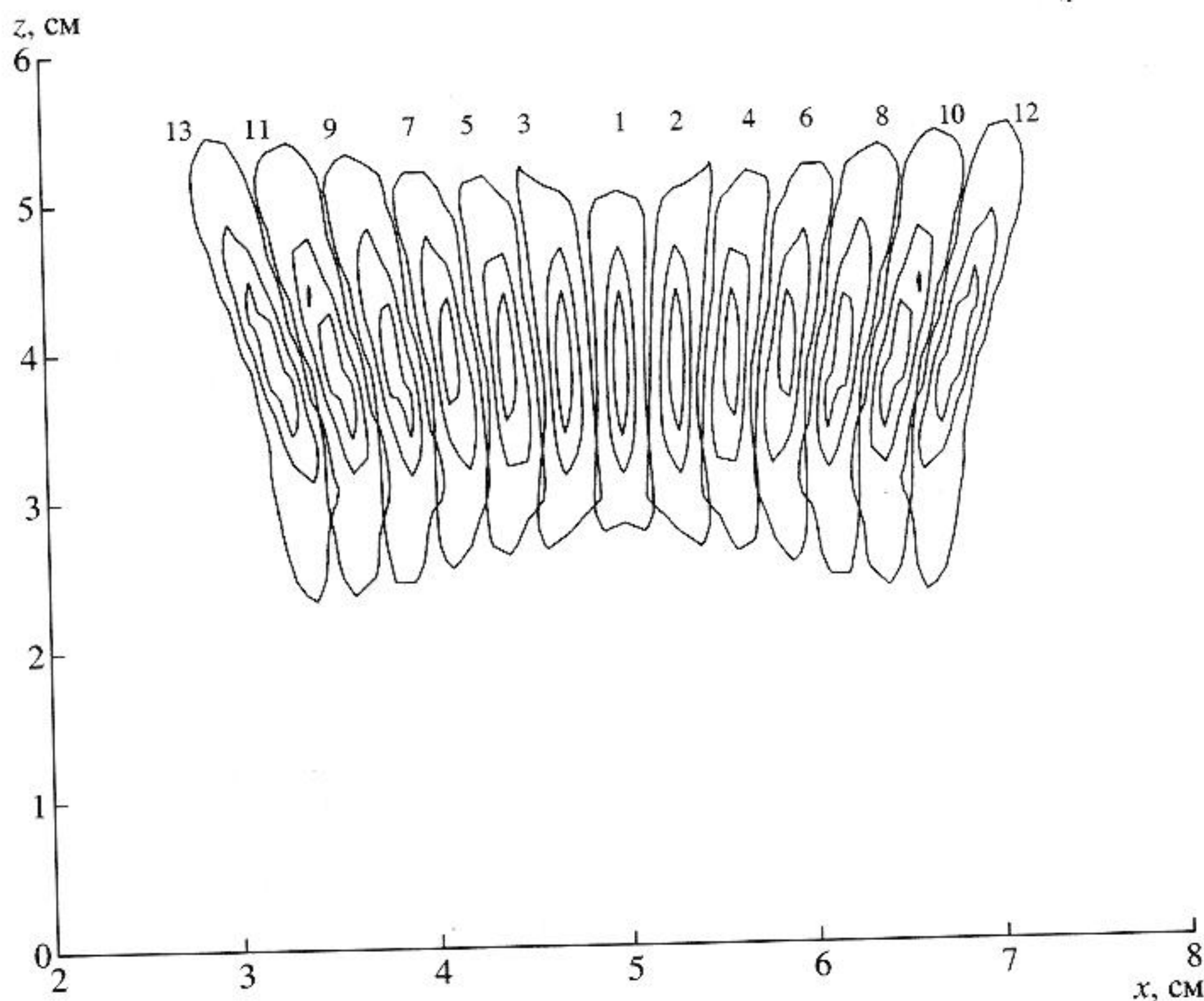


Рис. 2. Карта контуров распределения интенсивности принимаемых сигналов для ЛФР₁: 1, ..., 13 – номера диаграмм направленности.

тела, поглощающего все падающее на него акустическое излучение. Целесообразно измерять инкремент акустояростной температуры ΔT_A , т.е. разность акустояростной температуры исследуемой области и остального БО $\Delta T_A = T_A - T_0$. Эту величину можно выразить с учетом формулы (1) следующим образом [12–14]:

$$\Delta T_A(i) = \Delta T_{\max} 2\alpha_0 \int_{z_1}^{z_2} dz \exp(-2\alpha_0 z) g(z) \times \quad (2a)$$

$$\times \int_{x_1}^{x_2} dx A_i(x, z) f(x), \quad i = 1, \dots, 13,$$

$$\Delta T_A(i) = \Delta T_{\max} 2\alpha_0 \int_{x_1}^{x_2} dx \exp(-2\alpha_0 x) f(x) \times \quad (26)$$

$$\times \int_{z_1}^{z_2} dz A_i(x, z) g(z), \quad i = 14, \dots, 26,$$

где $A_i(x, z)$ в формуле 2a (26) – диаграммы направленности ЛФР₁ (ЛФР₂). Отметим вклад ДН в акустояростную температуру. У диаграмм направленности различные поперечные размеры и

максимальные значения. Например, максимум A_1 больше, чем максимум A_{13} (см. выше), но A_{13} – шире. Тем не менее, для всех диаграмм направленности $A_1(x, z), \dots, A_{13}(x, z)$ интегралы $\int_0^{+\infty} dz \int_{-\infty}^{+\infty} dx A_i(x, z)$ равны.

Инкременты акустояростных температур $\Delta T_A(i), i = 1, \dots, 26$, в формулах (2) – измеряемые величины. Используя их, необходимо получить искомые зависимости $f(x)$ и $g(z)$. Для этого сравним характерные поперечные размеры ДН (0.3 см), исследуемой области (6 см), требуемого пространственного разрешения (1 см, см. выше): поперечный размер ДН существенно меньше. Если для ЛФР₁ (ЛФР₂) приблизить ДН лучом, перпендикулярным оси $x(z)$ и проходящим через точку $x_{Ai}(z_{Ai})$ фокуса i -ой ДН, то формулы (2) примут вид:

$$\Delta T_A(i) \approx \Delta T_{\max} 2\alpha_0 f(x_{Ai}) \int_{z_1}^{z_2} dz \exp(-2\alpha_0 z) g(z), \quad (3a)$$

$$i = 1, \dots, 13, \text{ для ЛФР}_1$$

$$\Delta T_A(i) \approx \Delta T_{\max} 2\alpha_0 g(z_{Ai}) \int_{x_1}^{x_2} dx \exp(-2\alpha_0 x) f(x), \quad (36)$$

$$i = 14, \dots, 26, \text{ для ЛФР}_2.$$

Как видно из формул (3), измеряемые сигналы являются функцией координаты фокуса x_{Ai} (для ЛФР₁) или z_{Ai} (для ЛФР₂). Таким образом, для ЛФР₁ получаем зависимость $\Delta T_A(i) \sim f(x_{Ai})$, а для ЛФР₂: $\Delta T_A(i) \sim g(z_{Ai})$. При этом

$$f(x) = \Delta T_A(x) / \max_{\forall x} \Delta T(x), \quad i = 1, \dots, 13, \quad (4a)$$

$$g(z) = \Delta T_A(z) / \max_{\forall z} \Delta T(z), \quad i = 14, \dots, 26, \quad (4b)$$

где $\Delta T_A(x)$ и $\Delta T_A(z)$ – функции, аппроксимирующие наборы акустоярковых температур $\Delta T_A(i)$, $i = 1, \dots, 13$, и $\Delta T_A(i)$, $i = 14, \dots, 26$, соответственно. Из (3) и (4) можно получить уравнение для нахождения коэффициента поглощения α_0 :

$$\int_{z_1}^{z_2} dz \exp(-2\alpha_0 z) \Delta T_A(z) - \int_{x_1}^{x_2} dx \exp(-2\alpha_0 x) \Delta T_A(x) = 0. \quad (5)$$

Возможность определения коэффициента поглощения по формуле (5) связана с тем, что величина сигнала ТАИ, распространяющегося в поглощающей среде от нагретой области до приемника, зависит от длины пройденного пути. Расстояние от источника ТАИ до ЛФР₁ меньше, чем от источника до ЛФР₂ (см. рис. 1). Следовательно, инкремент акустоярковой температуры, измеряемый ЛФР₁, должен быть больше. Различие измеренных инкрементов и информация о положении температурного пика позволяет определить коэффициент поглощения. В связи с этим отметим ограничение для симметричных по x и z распределений температуры. Необходимо, чтобы длины путей в БО от температурного пика до ЛФР₁ и ЛФР₂ были различны.

Зная α_0 , $f(x)$ и $g(z)$, с помощью уравнений (2) можно вычислить $\Delta T_{\max}$ и таким образом полностью определить искомое распределение температуры $\Delta T(x, z)$.

Моделирование проводили в несколько этапов.

1. Задание распределения температуры: рассматривали симметричное распределение

$$\Delta T = 1.23 \times 10^{-2} \Delta T_{\max} \exp[-(x - x_{\max})^2 - (z - z_{\max})^2 / 2d_1^2] (x - x_1)(x - x_2)(z - z_1)(z - z_2) \quad (6a)$$

и несимметричное распределение

$$\Delta T = 2.97 \times 10^{-2} \Delta T_{\max} \times \exp[(x - x_2 + z - z_2)/d_2] \times (x - x_1)(x - x_2)(z - z_1)(z - z_2). \quad (6b)$$

В случае симметричного распределения (6a) максимальное значение температуры достигалось в точке с координатами $x_{\max} = 5.0$ см, $z_{\max} = 3.0$ см, в случае несимметричного распределения (6b) – $x_{\max} = 5.7$ см, $z_{\max} = 3.7$ см. Четыре множителя после экспоненты введены для того, чтобы обратить в нуль значения температуры на границах области для обеспечения непрерывности изменения температуры, а размерные коэффициенты $1.23 \times 10^{-2} \text{ см}^{-4}$ и $2.97 \times 10^{-2} \text{ см}^{-4}$ – для того, чтобы максимальное значение распределения было равно $\Delta T_{\max}$. Пространственные параметры d_1 и d_2 определяют форму и характерный поперечный размер распределений. На рис. 3а приведен график симметричного температурного распределения при $d_1 = 1.8$ см и при $\Delta T_{\max} = 5$ К.

2. Вычисление с помощью формул (2a) и (2б) точных значений инкрементов акустоярковых температур ΔT_A , полученных в результате 26 “измерений”. Результаты вычислений показаны на рис. 4. На рис. 4a (4б) для ЛФР₁ (ЛФР₂) получены 13 значений ΔT_A (квадраты 1), которые представлены в зависимости от координаты $x(z)$ фокуса ДН. Заметим, что инкременты акустоярковых температур для ЛФР₁ больше, чем для ЛФР₂, как и было отмечено выше. Также на рис. 4 показаны инкременты акустоярковых температур (кривые 2), которые были бы получены от идеальных ДН, аппроксимированных лучами. По сути, кривые 2 на рис. 4a и 4б точно передают форму искомого распределения температуры (соответственно форму функций $f(x)$ и $g(z)$).

3. На точные значения ΔT_A накладывали погрешности измерений $\delta T_A = 0.1$ К или 0.2 К для получения “измеренных” с погрешностью акустоярковых температур $\tilde{\Delta T}_A = \Delta T_A \pm \delta T_A$. Погрешность измерений распределена по нормальному закону с нулевым средним значением и среднеквадратическим отклонением δT_A . Выбор погрешности связан с полученными в работах [2, 3, 15] теоретическими и экспериментальными оценками точности измерения акустоярковой температуры. В частности, погрешность можно уменьшить, увеличивая время измерений. При типичных характеристиках приемника ТАИ можно за 20 с получить погрешность $\delta T_A = 0.2$ К, а увеличив время до 80 с, снизить погрешность до $\delta T_A = 0.1$ К. Отметим, что при каждом заданных условиях данный этап повторяли 100 раз для получения статистически надежных результатов. На рис. 4a (4б) для ЛФР₁ (ЛФР₂) представлена одна реализация “измеренных” с погрешностью $\delta T_A = 0.2$ К значений $\tilde{\Delta T}_A$ (звездочки 3).

4. “Измеренные” с погрешностью инкременты акустоярковых температур для ЛФР₁ и ЛФР₂ аппроксимировали многочленами 4-й степени и

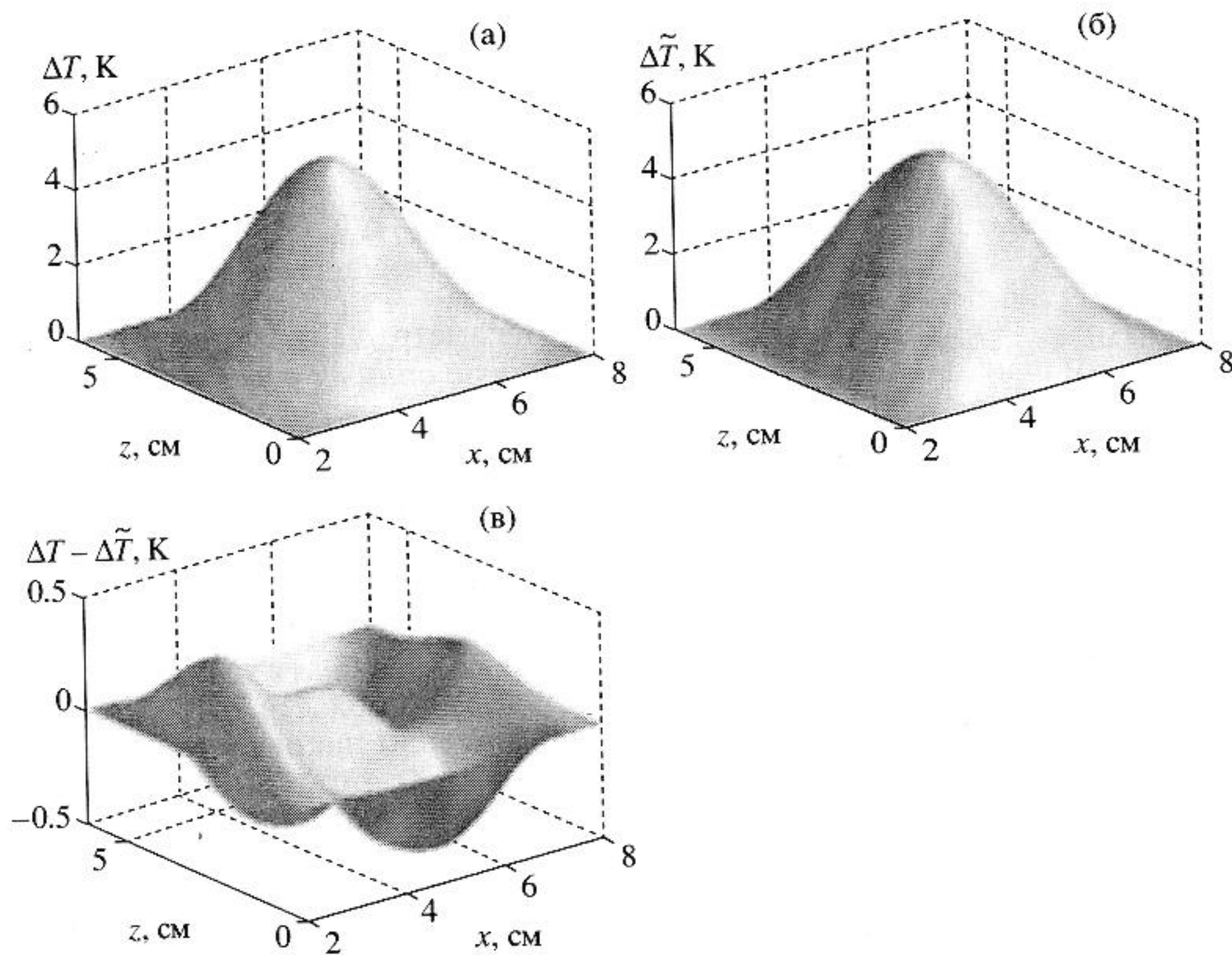


Рис. 3. Восстановление температурного распределения: а – заданное (симметричное) распределение $\Delta T(x, z)$; б – восстановленное распределение $\Delta \tilde{T}(x, z)$; в – погрешность восстановления $\Delta T(x, z) - \Delta \tilde{T}(x, z)$.

получали соответственно профили $\Delta \tilde{T}_A(x)$ и $\Delta \tilde{T}_A(z)$. Если полученные профили при каких-либо значениях x и z были отрицательны, то эти участки обращали в ноль (предполагали, что при нагреве температура БО нигде не может понизиться). На рис. 4 представлены приближенные многочлены (кривые 4) в зависимости от координат x и z . Отметим, что на рис. 4а профиль обращен в ноль на участке, близком к границе $x = 2$ см исследуемой области. Искомые приближенные функции $\tilde{f}(x) \approx \Delta \tilde{T}_A(x) / \max_{x \in [x_1, x_2]} \Delta \tilde{T}_A(x)$ и $\tilde{g}(z) \approx \Delta \tilde{T}_A(z) / \max_{z \in [z_1, z_2]} \Delta \tilde{T}_A(z)$ имели максимумы в координатах $\tilde{x}_{\max}$ и $\tilde{z}_{\max}$. Эти координаты являлись приближением координат температурного пика.

5. Используя полученные с шагом дискретизации $\Delta x = \Delta z = 0.1$ см профили $\Delta \tilde{T}_A(x)$ и $\Delta \tilde{T}_A(z)$, численно искали решение уравнения (5). В результате получали приближенное значение коэффициента поглощения $\tilde{\alpha}_0$.

6. Для вычисления приближенного значения $\Delta \tilde{T}_{\max}$ тестировали различные алгоритмы. Иск-

ли такое значение $\Delta \tilde{T}_{\max}$, при котором функции $F(\Delta \tilde{T}_{\max})$ принимают минимальное значение:

$$F(\Delta \tilde{T}_{\max}) = \sum_{\forall i} Y_i(\Delta \tilde{T}_{\max}) \rightarrow \min, \quad (7a)$$

$$F(\Delta \tilde{T}_{\max}) = \max_{\forall i} Y_i(\Delta \tilde{T}_{\max}) \rightarrow \min, \quad (76)$$

$$F(\Delta \tilde{T}_{\max}) = \sum_{\forall i} Y_i^2(\Delta \tilde{T}_{\max}) \rightarrow \min,$$

где $Y_i(\Delta \tilde{T}_{\max}) = |\Delta \tilde{T}_A(i) - \Delta \tilde{T}_{\max} 2\tilde{\alpha}_0 \int_{x_1}^{x_2} \int_{z_1}^{z_2} dxdz \tilde{f}(x) \tilde{g}(z) A_i(x, z) \exp(-2\tilde{\alpha}_0 \xi)|$, $\xi = z$ для $i = 1, \dots, 13$ и $\xi = x$ для $i = 14, \dots, 26$. Сразу отметим, что все методы дают приблизительно одинаковые результаты, однако минимизация функции (7а) – наименьшую систематическую погрешность. Поэтому в дальнейшем использовали именно этот способ.

В результате моделирования получали приближение $\Delta \tilde{T}(x, z) = \Delta \tilde{T}_{\max} \tilde{f}(x) \tilde{g}(z)$ искомого распределения температуры. На рис. 3б показан пример восстановления исходного симметричного температурного распределения (см. рис. 3а) с использованием результатов “измерений”, представленных на рис. 4. Как видно из сравнения

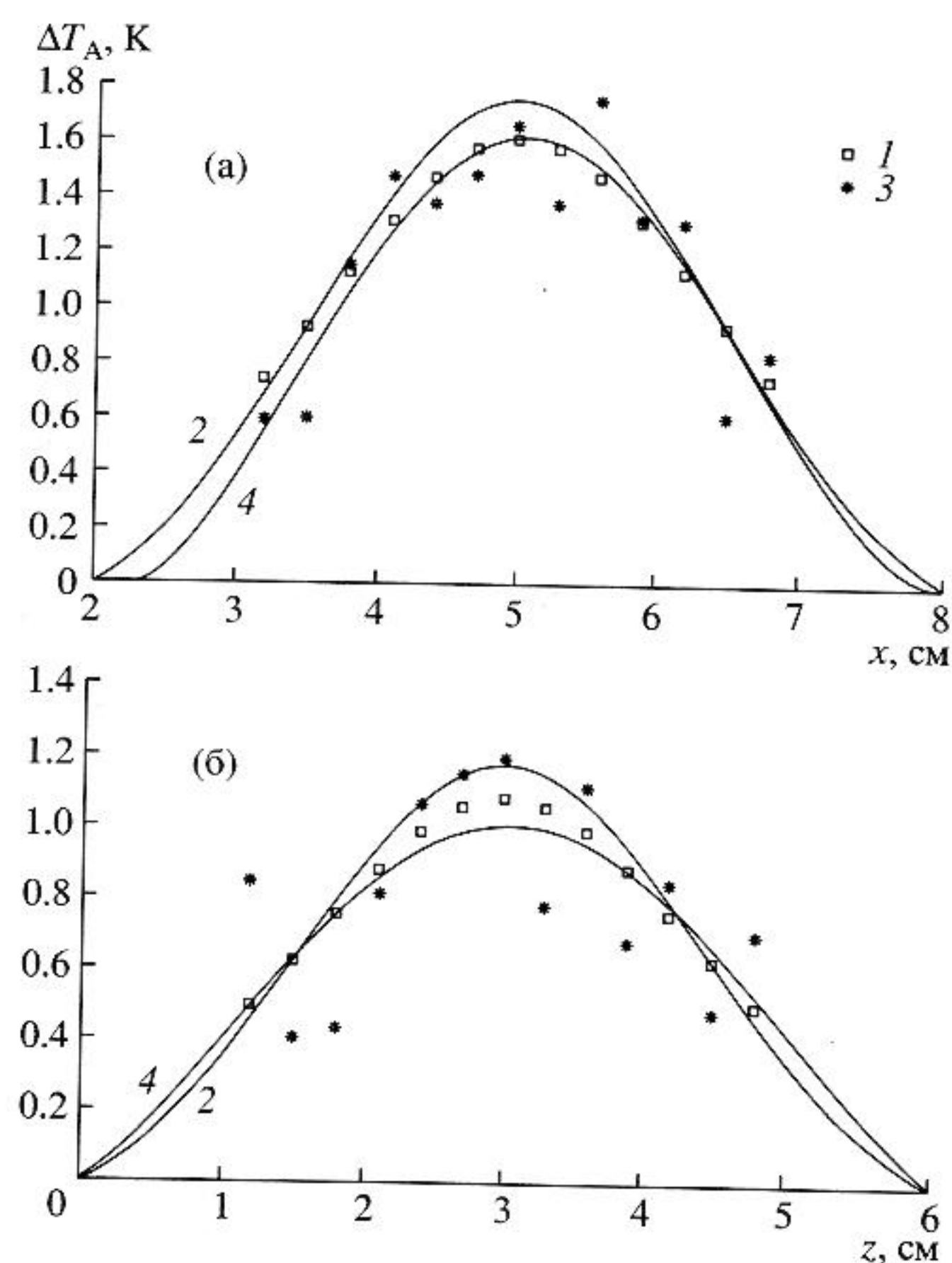


Рис. 4. Зависимости инкрементов акустоструктурных температур ΔT_A от координат x (а) и z (б): 1 – результаты “измерений” без погрешности с учетом реальных диаграмм направленности, 2 – результаты “измерений” без погрешности при идеальных диаграммах направленности (кривые 2 показывают форму заданного распределения, рис. 3а), 3 – результаты “измерений” с погрешностью $\delta T_A = 0.2$ К с учетом реальных диаграмм направленности, 4 – температурные профили, восстанавливаемые многочленами (кривые 4 показывают форму восстановленного распределения, рис. 3б).

рис. 3а и 3б, в предложенном масштабе распределения практически совпадают. На рис. 3в показана погрешность восстановления (разность $\Delta T - \tilde{\Delta T}$), которая не превышает 0.5 К. Анализ рис. 3 позволяет сделать предварительный вывод о возможности использования предлагаемого в работе алгоритма. Однако для определения качества восстановления необходимо представить статистически значимые результаты. Для этого каждое восстановление повторяли 100 раз, каждый раз используя случайное распределение погрешности измерений (см. третий этап моделирования). Полученные результаты представлены в табл. 1. Задавали погрешность измерения δT_A (столбец № 1) – рассчитывали средние значения $\tilde{\Delta T}_{\max}$, $\tilde{x}_{\max}$, $\tilde{z}_{\max}$, $\tilde{\alpha}_0$ и среднеквадратические отклонения $\delta \tilde{T}_{\max}$, $\delta \tilde{x}_{\max}$,

$\delta \tilde{z}_{\max}$, $\delta \tilde{\alpha}_0$ всех искомых параметров (столбцы №№ 2–5, соответственно). Также рассчитывали максимальную абсолютную погрешность восстановления $\delta T = \max_{\forall x(j) \forall z(k)} |\Delta T(x(j), z(k)) - \tilde{\Delta T}(x(j), z(k))|$, где $z(k)$ ($k = 1, \dots, K$) и $x(j)$ ($j = 1, \dots, J$) – точки дискретизации (столбец № 6).

Параметр $\tilde{\Delta T}_{\max}$ позволяет оценить систематическую ошибку восстановления, которая равна разности $\Delta T_{\max} - \tilde{\Delta T}_{\max}$ между точным значением $\Delta T_{\max}$ и усредненным по 100 реализациям значением $\tilde{\Delta T}_{\max}$. Параметр $\delta \tilde{T}_{\max}$ определяет точность восстановления температурного пика и случайную погрешность восстановления. Это один из контрольных параметров при гипертермии, поскольку важно знать максимальную температуру нагреваемой области. Повысить точность измерений именно пиковых значений распределения температуры – отдельная задача, рассмотренная в работе [16]. Параметр δT характеризует полную погрешность восстановления. Величина δT позволяет оценить точность восстановления температуры: в любом участке (размером 1 мм) исследуемой области ошибка восстановления не превышает δT . Именно этот параметр следует сравнивать с требуемой точностью 0.5 К.

Для проверки предлагаемого алгоритма решали несколько задач.

1. *Исследование качества восстановления при различных значениях погрешности измерений δT_A .* Для решения этой задачи задали симметричное распределение температуры (ба) при $\Delta T_{\max} = 5$ К, $d_1 = 1.8$ см и значения погрешности измерений $\delta T_A = 0, 0.1$ и 0.2 К. Результаты восстановления распределения $\tilde{\Delta T}(x, z)$ представлены в табл. 1 (см. строки №№ 1–3). Отметим наличие систематической погрешности: $\tilde{\Delta T}_{\max} \neq 5$ К. Это связано с тем, что форма заданного распределения температуры (даже при $\delta T_A = 0$ К) не может быть идеально аппроксимирована многочленом 4-ой степени (см. рис. 4, кривые 1 и 2). При возрастании δT_A значения $\tilde{\Delta T}_{\max}$, $\tilde{x}_{\max}$, $\tilde{z}_{\max}$, $\tilde{\alpha}_0$ существенно не изменились, а значения $\delta \tilde{T}_{\max}$, $\delta \tilde{\alpha}_0$, δT выросли приблизительно в полтора–два раза. Изменения параметров $\delta \tilde{x}_{\max}$, $\delta \tilde{z}_{\max}$ при заданных погрешностях лежат в пределах 0.1 см. Это ожидаемый результат: на точное восстановление координат температурных пиков указывается в работах [2, 16, 17]. Отметим сразу, что точность восстановления пространственных параметров $\tilde{x}_{\max}$, $\tilde{z}_{\max}$ приемлема для всех восстанавливаемых распределений температуры. Величина δT при нулевой погрешности измерений равна разности

Таблица 1. Температурные и пространственные параметры восстановления распределений температуры

№ строки	δT_A , К	$\Delta \tilde{T}_{\max} \pm \delta \tilde{T}_{\max}$, К	$\tilde{x}_{\max} \pm \delta \tilde{x}_{\max}$, см	$\tilde{z}_{\max} \pm \delta \tilde{z}_{\max}$, см	$\tilde{\alpha}_0 \pm \delta \tilde{\alpha}_0$, см ⁻¹	δT , К
	1	2	3	4	5	6
Симметричное распределение температуры (6а), $d_1 = 1.8$ см, $\Delta T_{\max} = 5$ К						
1	0	4.6	5.0	3.0	0.10	0.4
2	0.1	4.7 ± 0.3	5.0 ± 0.1	3.0 ± 0.1	0.10 ± 0.02	0.6
3	0.2	4.7 ± 0.5	5.0 ± 0.1	3.0 ± 0.1	0.11 ± 0.03	1.0
Симметричное распределение температуры (6а), $d_1 = 1.8$ см, $\Delta T_{\max} = 10$ К						
4	0.1	9.3 ± 0.3	5.0 ± 0.1	3.0 ± 0.1	0.10 ± 0.01	0.8
5*	0.1	10.1 ± 0.3	5.0 ± 0.1	3.0 ± 0.1	0.10 ± 0.02	0.3
Симметричное распределение температуры (6а), $d_1 = 2.5$ см, $\Delta T_{\max} = 5$ К						
6	0.1	4.8 ± 0.3	5.0 ± 0.1	3.0 ± 0.1	0.10 ± 0.03	0.5
Симметричное распределение температуры (6а), $d_1 = 1.0$ см, $\Delta T_{\max} = 5$ К						
7	0.1	4.1 ± 0.4	5.0 ± 0.1	3.0 ± 0.1	0.10 ± 0.02	1.1 (0.8)
Несимметричное распределение температуры (6б), $\Delta T_{\max} = 5$ К						
8	0.1	5.0 ± 0.2	5.5 ± 0.1	3.5 ± 0.1	0.10 ± 0.01	0.6
10	0.2	5.2 ± 0.5	5.5 ± 0.2	3.6 ± 0.3	0.11 ± 0.03	0.9

* Описание алгоритма, использованного для восстановления, см. п. 2. Исследование влияния максимальной температуры на качество восстановления.

$\Delta T_{\max} - \Delta \tilde{T}_{\max}$, т.е. максимальная погрешность восстановления наблюдается в пике. Этот известный результат обсуждается также в работах [2, 16, 17]. При ненулевой погрешности измерений максимальная погрешность не всегда наблюдается в точке пика. Все температурные параметры ($\Delta \tilde{T}_{\max} \pm \delta \tilde{T}_{\max}$, δT) при $\delta T_A = 0.1$ К практически удовлетворяют требованиям, предъявляемым в гипертермии (см. выше). При увеличении погрешности измерений до $\delta T_A = 0.2$ К температурные параметры $\pm \delta \tilde{T}_{\max}$, δT лежат в пределах 1 К. Это увеличение погрешности восстановления – плата за уменьшение времени измерения (см. выше) с 80 до 20 с. Как видно из таблицы (столбец № 5), коэффициент поглощения во всех случаях восстанавливается с относительной погрешностью не более 30% (при $\delta T_A = 0.2$ К). Анализируя восстановление коэффициента поглощения, следует учесть, что на самом деле значения этого параметра различны для разных тканей БО. С помощью предлагаемого алгоритма восстанавливается некоторый усредненный параметр, важный для последующего определения температуры.

2. *Исследование влияния максимальной температуры на качество восстановления.* Эффект гипертермии зависит как от значения температуры, до которой нагревается ткань, так и от времени, в течение которого поддерживается повышенная температура. При этом известно, что, начиная с температуры 42–43°C, повышение температуры на каждый градус равносильно уменьшению времени нагрева вдвое [18]. Иными словами, эффект, достигнутый при температуре 42°C в течение 1 часа, будет эквивалентен эффекту нагрева до температуры, например, 47°C в течение приблизительно 2 минут. Поэтому важно

рассмотреть влияние величины температурного пика $\Delta T_{\max}$ на качество восстановления. Сразу отметим, что уменьшение $\Delta T_{\max}$ до 2.5 К не привело к ухудшению качества восстановления (результаты в табл. 1 не представлены). Для оценки качества восстановления при увеличении температуры задали симметричное распределение температуры (6а) при $d_1 = 1.8$ см и при $\Delta T_{\max} = 10$ К и значение погрешности измерений $\delta T_A = 0.1$ К (результаты восстановления приведены в табл. 1, строка № 4). Сравним результаты с полученными при $\Delta T_{\max} = 5$ К (строка № 2). Систематическая погрешность при увеличении температуры возрастает до 0.7 К. При этом относительная систематическая погрешность практически не изменилась: 7–8%. Случайная ошибка 0.3 К также осталась без изменений. В результате полная ошибка восстановления возрастает до 0.8 К и выходит за объявленные выше пределы. Для уменьшения систематической ошибки необходимо менять способ аппроксимации температурного распределения (т.е. четвертый этап алгоритма). Для оценки возможности восстановления температуры с пиком около 10 К была рассмотрена аппроксимация распределения функцией типа (6а). В этом случае методом, представленным в п. 5, определяли коэффициент поглощения, а потом находили параметры распределения $\Delta T_{\max}$ и d_1 . Для этого использовали алгоритм, аналогичный представленному выражением (7а). Полученные результаты показаны в строке № 5. Отметим, что в этом случае систематическая ошибка практически равна нулю. (Это связано с выбором “идеального” типа аппроксимирующей функции. При другом выборе систематическая ошибка должна появиться.) Случайная ошибка (0.3 К) не изменилась, но полная ошибка уменьшилась до 0.3 К, что вполне

допустимо. Таким образом, при восстановлении температуры с пиками около 10 К необходимо варьировать тип аппроксимирующей функции. Оптимальный выбор в этом случае требует дополнительных исследований.

3. *Исследование влияния ширины нагретой области на качество восстановления температуры.* Характерный поперечный размер температурного распределения определяется размером нагреваемой области и “размыванием” температурного распределения за счет теплопроводности и кровотока. Оценка характерных размеров для температурных распределений в мягких тканях тела человека, основанная на физиологических данных, приведена в работе [19]: поперечный размер температурного распределения в стационарном состоянии составляет величину порядка 1 см. В исследованиях задавали симметричное распределение температуры (6а) при $\Delta T_{\max} = 5$ К и при разных значениях параметра $d_1 = 1.8, 2.5$ и 1.0 см и восстанавливали температуру при погрешности измерений $\delta T_A = 0.1$ К (строки № 2, 6, 7). Изменения параметра d_1 приводили к изменению ширины нагретой области. При увеличении d_1 от 1.0 до 2.5 см диаметр нагретой области, в которой температура превышала половину пикового значения, составлял соответственно 2.1, 3.1, 3.6 см. Для более широких распределений при $d_1 = 1.8, 2.5$ см точность восстановления приблизительно одинакова (соответственно $\delta T = 0.6$ и 0.5 К) и удовлетворяет предъявляемым требованиям. Для распределения с минимальным значением $d_1 = 1.0$ см точность восстановления превышает допустимые значения: $\delta T = 1.1$ К. Это связано с тем, что увеличился температурный градиент. Отметим, что точность восстановления 0.5 К предполагается для области размером 1 см. В нашем алгоритме величина δT рассчитывается в области размером 1 мм. Если считать, что при исследованиях важно знать распределение температуры $\Delta \bar{T}(x, z)$, усредненное в области размером 1 см, то максимальную абсолютную ошибку δT следует определять по формуле $\delta T = \max_{\forall x(j) \forall z(k)} |\Delta \bar{T}(x(j), z(k)) - \tilde{\Delta \bar{T}}(x(j), z(k))|$. Результаты этого расчета представлены в столбце № 6 в скобках. Естественно, такой подход уменьшает погрешность до 0.8 К. Таким образом, предложенный алгоритм лучше восстанавливает более плавные распределения. При этом качество восстановления остается допустимым при характерном размере области температурного пика немногим более 2 см.

4. *Исследование качества восстановления при несимметричном распределении температуры.* Для решения задачи задали несимметричное распределение температуры (6б) при $\Delta T_{\max} = 5$ К и $d_2 = 6.0$ см и восстанавливали температуру при

разных значениях погрешности измерений $\delta T_A = 0.1, 0.2$ К (строки № 8, 9). Отметим, что при несимметричном распределении систематическая ошибка связана не с амплитудой пика температуры, а с его положением: восстановленные значения $\tilde{x}_{\max}, \tilde{z}_{\max}$ меньше точных на 2 мм. Больше и случайные ошибки восстановления пространственных параметров. Однако, даже при $\delta T_A = 0.2$ К, максимальная ошибка для $\tilde{z}_{\max}$ не превышает 5 мм, что вполне допустимо. Качество восстановления температурных параметров при заданном распределении не хуже, чем для симметричного распределения.

Сравним полученные результаты с данными, представленными ранее в работах [2, 16, 17, 20], где для восстановления температурных распределений использовали различные регуляризующие алгоритмы, а также метод “стандартного источника”. Надо отметить, что параметры восстанавливаемых температурных распределений, а также качество восстановления приблизительно такое же, как и в нашей работе. Преимуществом нашего алгоритма является то, что коэффициент поглощения УЗ в биообъекте не предполагается известным заранее, а рассчитывается из “экспериментальных” данных. Кроме этого, в отличие от работ [2, 15, 16, 19], где для расчета акустической температуры использовали приближенные лучами ДН, мы учитываем реальные ДН, создаваемые ЛФР. Отметим, что реальные ДН плоских круглых пьезоприемников учитывали в работе [3], где определяли положение нагретой области, но не восстанавливали ее температуру.

Отметим, что все рассматриваемые алгоритмы подразумевают восстановление двумерной температуры, т.е. наличие цилиндрической нагретой области, боковая поверхность которой перпендикулярна плоскости xOz на рис. 1, 2. Отметим также, что наш алгоритм позволяет рассмотреть трехмерную задачу для нагретой области, форма которой может быть, например, сферической. Эта задача дальнейших исследований.

Таким образом, результаты работы показывают, что, при сделанных допущениях, распределения температуры, пиковые значения которых достигают 5–10 К, можно восстанавливать с точностью приблизительно 0.5 К за время около полутора минут. Метод не требует априорной информации о коэффициенте поглощения и учитывает реальные ДН приемников ТАИ.

В заключение отметим ограничение, накладываемое на восстанавливаемое температурное распределение: его форма определяется произведением функций, каждая из которых зависит от одной координаты (по которым и проводится сканирование). Если форма температурного распределения описывается более сложной зависимостью, то двух линейных решеток не достаточ-

но, чтобы определить форму распределения. В общем случае задача восстановления сводится к задаче, аналогичной решаемой в классической рентгеновской томографии. При этом в акустической задаче необходимо учитывать реальные размеры ДН решеток и возможную неоднородность поглощения в БО.

Работа поддержана РФФИ (гранты № 02-02-17371, № 03-02-16232, № 03-01-00723).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Passechnik V.I., Anosov A.A., Isrefilov M.G.* Potentialities of passive thermoacoustic tomography of hyperthermia // *Int. J. Hyperthermia*. 1999. V. 15. № 2. P. 123–144.
2. *Пасечник В.И., Аносов А.А., Бограчев К.М.* Основы и перспективы пассивной термоакустической томографии // *Биомедицинская радиоэлектроника*. 1999. № 2. С. 3–26.
3. *Кротов Е.В., Ксенофонов С.Ю., Мансфельд А.Д., Рейман А.М., Санин А.Г., Прудников М.Б.* Экспериментальные исследования возможностей многоканальной акустической термотомографии // *Изв. ВУЗов РАДИОФИЗИКА*. 1999. Т. XLII. № 5. С. 479–484.
4. *Кротов Е.В., Рейман А.М., Мансфельд А.Д., Вилков В.А., Жадобов М.В.* Неинвазивный акустический мониторинг внутренней температуры биоподобных сред // *Акустика речи. Медицинская и биологическая акустика. Сборник трудов XIII сессии Российского акустического общества*. М.: ГЕОС, 2003. Т. 3. С. 195–199.
5. *Аносов А.А., Пасечник В.И., Шаблинский В.В.* Пространственная разрешающая способность акустотермографии и СВЧ-радиометрии // *Акуст. журн.* 1991. Т. 37. № 4. С. 610–616.
6. *Герасимов В.В., Гуляев Ю.В., Миргородский А.В., Миргородский В.И., Пешин С.В.* Пространственное разрешение пассивной локализации на основе корреляционной обработки 4-го порядка // *Акуст. журн.* 1999. Т. 45. № 4. С. 487–493.
7. *Буров В.А., Дариалашвили П.И., Румянцева О.Д.* Активно-пассивная термоакустическая томография // *Акуст. журн.* 2002. Т. 48. № 4. С. 474–484.
8. *Аносов А.А., Барабенков Ю.Н., Сельский А.Г.* Корреляционный прием теплового акустического излучения // *Акуст. журн.* 2003. Т. 49. № 6. С. 725–730.
9. *Duck F.* *Physical Properties of Tissue*. London: Academic Press, 1990. 346 p.
10. *Damianou C.A., Sanghoi N.T., Fry F.J. and Maas-Moreno R.* Dependence of ultrasonic attenuation and absorption in dog soft tissues on temperature and thermal dose // *J. Acoust. Soc. Am.* 1997. V. 102. № 1. P. 628–634.
11. *Gavrilov L.R., Hand J.W.* A theoretical assessment of the relative performance of spherical phased arrays for ultrasound surgery // *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Contr.* 2000. V. 47. № 1. P. 125–139.
12. *Пасечник В.И.* Оценка чувствительности метода акустотермографии // *Акуст. журн.* 1990. Т. 36. № 4. С. 718–724.
13. *Бабий В.И.* Перенос акустической энергии в поглощающей и излучающей среде // *Мор. гидрофиз. исслед.* 1974. № 2 (65). С. 189–192.
14. *Bowen T.* Passive remote temperature sensor system // *U.S. Patent*, 4, 246, 784, Jan. 27, 1981.
15. *Герасимов В.В., Миргородский В.И., Пешин С.В.* О возможности достижения близких к предельным параметров акустотермометров // *ЖТФ*. 1995. Т. 65. В. 5. С. 149–155.
16. *Бограчев К.М., Пасечник В.И.* Метод стандартного источника в пассивной акустической термотомографии // *Акуст. журн.* 2003. Т. 49. № 4. С. 477–480.
17. *Бограчев К.М., Пасечник В.И.* Оценки точности восстановления температуры в пассивной термоакустической томографии // *Акуст. журн.* 1999. Т. 45. № 6. С. 742–752.
18. *Sapareto S.A., Dewey W.C.* Thermal dose determination in cancer therapy // *Radiation oncology Biology Physics*. 1984. V. 10. P. 787–800.
19. *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. 140–146.
20. *Bosnyakov M.S., Obuchov Yu.V.* Optimum wavelet basis for representation of the functions satisfying the heat conduction equation // *Pattern Recognition and Image Analysis*. 2003. V. 13. № 1. P. 74–76.

Reconstruction of the In-Depth Temperature Distribution for Biological Objects by Linear Phased Arrays

A. A. Anosov* and L. R. Gavrilov**

* *ELDIS Research Center for Electronic Diagnostic Systems, Russian Academy of Sciences, Starosadskii per. 8, Moscow, 101000 Russia*

** *Andreev Acoustics Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Shvernika 4, Moscow, 117036 Russia
e-mail: anosov@hotmail.ru*

Abstract—The feasibility of the reconstruction of two-dimensional temperature distributions within biological objects with the use of linear phased arrays is theoretically investigated with allowance made for the actual array directivity patterns and without using the data on the absorption coefficient. The method provides an opportunity to reconstruct the temperature distribution in the region under investigation with an accuracy of about 0.5 K from the data of 1.5-min-long measurements when the temperature of the region of interest is raised by 5–10 K.