

УДК 534.8

© 1991 г.

А.В. Осетров

ТЕОРИЯ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ ТОМОГРАФИИ ПРИ СКАНИРОВАНИИ ОДИНОЧНОГО ПРИЕМОИЗЛУЧАТЕЛЯ ПО ПЛОСКОСТИ

Предложен метод акустической томографии, основанный на измерении временной зависимости отраженного от неоднородностей сигнала при сканировании по плоскости одиночным приемопередателем. За счет использования ряда частот в принимаемом сигнале представляется возможность проведения более простого режима измерений. Рассмотрены неоднородности двух видов: неоднородности скорости звука и неоднородности, граничные условия на которых соответствуют граничным условиям первого или второго рода. Метод основан на нахождении функции неоднородностей в спектральной области; используется первое приближение Борна. С точки зрения вычислений метод сводится в основном к нахождению быстрых преобразований Фурье, как одномерных, так и многомерных. Предложенный метод сравнивается с другими, известными из литературы.

Повышение требований к распознаваемости изображений в неразрушающем контроле и медицинской диагностике привело в последнее время к интенсивному развитию методов, использующих накопление информации. При этом изображения, получаемые методами *B*-сканирования, синтезированной апертуры и различными фокусирующими системами, считаются недостаточно качественными и информативными. Интенсивное развитие получают методы цифровой дифракционной томографии [1–5], основанные на одночастотных (или двухчастотных) измерениях и обобщающие рентгеновскую томографию и методы акустической голографии [6, 7]. Однако эти методы томографии требуют наличия сложной аппаратуры (как механической, так и электронной) при проведении измерений. Поэтому представляется целесообразным распространить дифракционную томографию на обработку сигналов, измеренных при сканировании одиночным приемопередателем и зондировании коротким импульсом, т.е. разработать методы пространственно-временной томографии, соединяющие преимущества *B*-сканирования (высокая продольная разрешающая способность) и одночастотной голографии [6] (высокая поперечная разрешающая способность). В статье предложен один из таких методов, основанный на сканировании по плоскости. По сравнению с другими близкими методами, описанными в [8–10], он имеет ряд преимуществ, анализ которых содержится в конце статьи.

Для восстановления изображения методами пространственно-временной томографии в ряде пространственных отсчетов на плоскости измерений излучают импульсный сигнал и измеряют временную зависимость отраженного от неоднородностей сигнала $p_0(x, y, t)$. Для каждой спектральной составляющей излученного и рассеянного сигналов для скалярного случая справедливо следующее уравнение, описывающее суммарное поле (падающее плюс рассеянное) в области отсутствия первичных источников:

$$\Delta P(\mathbf{r}, \mathbf{r}', k) + k^2 P(\mathbf{r}, \mathbf{r}', k) = G(\mathbf{r}', k)P(\mathbf{r}, \mathbf{r}', k), \quad (1)$$

где \mathbf{r} – положение приемопередателя, \mathbf{r}' – положение текущей точки в области неод-

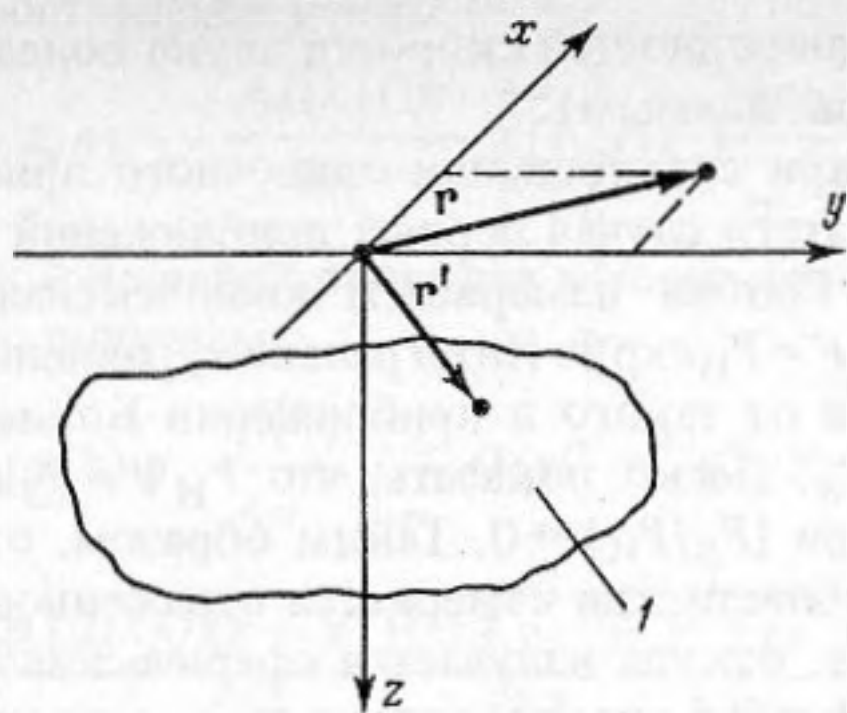


Рис. 1. Геометрия измерений. 1 – область неоднородностей

неоднородностей (рис. 1), $k = \omega/c_0$ – волновое число, ω – частота, c_0 – скорость звука в отсутствии неоднородностей, $P(\mathbf{r}, \mathbf{r}', k)$ – комплексная амплитуда поля (для водоподобной среды – комплексная амплитуда акустического давления), $G(\mathbf{r}', k)$ – функция неоднородностей.

В дальнейшем ограничимся рассмотрением двух наиболее характерных видов неоднородностей. При наличии неоднородностей скорости звука $G(\mathbf{r}, k) = k^2 [(c^2(\mathbf{r}) - c_0^2)/c^2(\mathbf{r})]$ [3], где $c(\mathbf{r})$ – скорость звука в точке с координатой \mathbf{r} . В случае неоднородностей, граничные условия на которых соответствуют граничным условиям первого или второго рода (например, твердые частицы или пузырьковые включения) $G(\mathbf{r}, k) = \pm \Delta\gamma(\mathbf{r})$ [11], где плюс соответствует первой краевой задаче, а минус – второй краевой задаче, $\gamma(\mathbf{r})$ – характеристическая функция, равная единице внутри рассеивателя и нулю за его пределами (функция $\Delta\gamma$ отлична от нуля лишь на границе рассеивателя). Обобщая, представим $G(\mathbf{r}, k)$ в виде

$$G(\mathbf{r}, k) = f(k)O(\mathbf{r}), \quad (2)$$

где

$$f(k) = \begin{cases} k^2 & \text{при неоднородностях скорости звука;} \\ 1 & \text{при граничных задачах;} \end{cases}$$

$O(\mathbf{r})$ – искомая функция неоднородностей или изображение объекта.

Дифференциальное уравнение (1) с учетом выражения (2) является нелинейным по отношению к $O(\mathbf{r})$. При использовании первого приближения Борна [3] имеем

$$\Delta P_S(\mathbf{r}, \mathbf{r}', k) + k^2 P_S(\mathbf{r}, \mathbf{r}', k) = f(k)O(\mathbf{r})P_{II}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', k), \quad (3)$$

где $P_S(\mathbf{r}, \mathbf{r}', k) = P(\mathbf{r}, \mathbf{r}', k) - P_{II}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', k)$, $P_{II}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', k)$ – комплексная амплитуда возбуждающего акустического поля. В рассматриваемом случае сканирования точечного приемопередатчика

$$P_{II}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', k) = A_0(k) \exp(ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)/|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|,$$

где $A_0(k)$ – комплексная амплитуда на единичном расстоянии от излучателя на частоте $\omega = kc_0$.

Остановимся подробнее на корректности использования дифференциального уравнения (3) при восстановлении изображения неоднородностей. При этом следует рассматривать два принципиально разных случая.

1. Для неоднородностей скорости звука в предположении их малости в литературе подробно рассматривались два способа линеаризации: Борна и Рытова [4, 5, 12]. Теоретические и экспериментальные исследования, а также результаты моделирования показали корректность этих приближений для широкого класса задач, связанных с медицинской диагностикой (прежде всего при определении неоднородностей в мягких тканях). Как преодолеть сложность, связанную с одновременным наличием и неоднородностей плотности для таких сред, указано в конце статьи (показывается, что для рассматриваемой схемы сбора информации наличие двух типов неоднородностей

означает восстановление вместо функции неоднородностей скорости звука более сложной функции неоднородностей, что является приемлемым).

Еще одна особенность сбора информации при сканировании одиночного приемопередатчика заключается в эквивалентности для этого случая первых приближений Борна и Рытова. Действительно, в приближении Рытова измеряется комплексная фаза $\Psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}', k)$, причем поле представляется в виде $P = P_{\text{И}} \exp \Psi$. Интегральное уравнение [4], полученное в приближении Рытова, отличается от такого в приближении Борна наличием в левой части функции $P_{\text{И}} \Psi$ вместо $P_{\text{С}}$. Легко показать, что $P_{\text{И}} \Psi = P_{\text{С}} \ln [(1 + P_{\text{С}}/P_{\text{И}})^{P_{\text{И}}/P_{\text{С}}}]$ и, следовательно, $P_{\text{И}} \Psi = P_{\text{С}}$ при $|P_{\text{С}}/P_{\text{И}}| \rightarrow 0$. Таким образом, отличие состоит лишь в соотношении $P_{\text{И}}$ и $P_{\text{С}}$ в той области, где измеряется отраженное поле. Очевидно, что при измерениях в той же точке, откуда излучается сферическая волна, $|P_{\text{С}}/P_{\text{И}}| = 0$ и первые приближения Борна и Рытова эквивалентны, так как основаны на одинаковых исходной информации и математическом описании.

2. Для граничных задач нельзя считать справедливым первое приближение Борна, так как условие $P_{\text{И}} \gg P_{\text{С}}$ не выполняется, в частности, на поверхности абсолютно мягкого или абсолютно жесткого рассеивателя, а также в области тени. Однако можно показать корректность использования дифференциального уравнения (3), в том числе и для сильных рассеивателей, если оговаривать, какой смысл имеет функция неоднородностей $O(\mathbf{r})$.

В соответствии с уравнением Кирхгофа поле, рассеянное замкнутой поверхностью s рассеивателя, имеет вид [13] $P_{\text{С}} = \oint_s (G_0 \nabla P - P \nabla G_0) ds$, G_0 — функция Грина. Для абсолютно мягкой поверхности $P|_s = 0$, следовательно, последнее уравнение преобразуется к виду $P_{\text{С}} = \oint_s \nabla(G_0 P) ds$ (для абсолютно жесткой поверхности изменится лишь знак перед интегралом). Если ввести функцию μ , такую, что $P|_s = \mu P_{\text{И}}|_s$, то $P_{\text{С}} = \int_v O G_0 P_{\text{И}} d\mathbf{r}$, где $O = \mu (\partial/\partial n) (\delta_s)$, $(\partial/\partial n) (\delta_s)$ — двойной слой на поверхности s с единичной плотностью. Последнее интегральное уравнение полностью соответствует дифференциальному уравнению (3) при $f(k) = 1$, что и требовалось показать.

Таким образом, уравнение (3) справедливо при локальной пространственной зависимости полного и излучаемого полей на поверхности рассеивателя, при этом функция этой зависимости определяет вес функции неоднородностей O , имеющей вид двойного слоя в месте расположения поверхности s . Так, если справедливо широко известное приближение Кирхгофа, то

$$\mu = \begin{cases} 2 & \text{в освещенной области;} \\ 0 & \text{в области тени,} \end{cases}$$

и восстановленное изображение должно представлять собой образ освещенной границы рассеивателя. Особенность этого случая заключается в том, что функция μ зависит от местоположения излучателя (изменяется вид освещенной части рассеивателя). Таким образом, поверхность рассеивателя разбивается на три зоны: освещенную, зону тени и промежуточную, которая освещена не при всех положениях приемопередатчика. Можно показать, что при использовании предлагаемого в статье линейного алгоритма томографии это приведет к восстановлению различных точек рассеивателя на основании рассеянного поля, измеренного на различных участках области сканирования и переходы от освещенной зоны к зоне тени будут иметь плавный характер.

Если пренебрегать двойными отражениями при рассеянии звука, то предположение о локальной пространственной зависимости полного и излучаемого полей для абсолютно мягких и твердых отражателей справедливо в широком диапазоне волновых размеров отражателей, и алгоритмы томографии, основанные на дифференциальном уравнении (3), позволяют получать устойчивое изображение неоднородностей. В отличие от [13], решение строится на основании измерений на плоскости и ограничение дальнего поля не накладываемся.

Используя решение неоднородного уравнения (3) с учетом функции Грина свобод-

ного пространства, имеем

$$P_S(\mathbf{r}, \mathbf{r}, k) = -\frac{A_0(k)f(k)}{4\pi} \iiint_{-\infty}^{+\infty} O(\mathbf{r}'') \frac{\exp(2ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}''|)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}''|^2} d\mathbf{r}''.$$

Так как измерения проходят в точке расположения источника в плоскости $z=0$, окончательно получаем

$$P_0(x, y, k) = -\frac{f(k)}{4\pi} \iiint_{-\infty}^{+\infty} O(x'', y'', z'') \times \\ \times \frac{\exp[2ik\sqrt{(x-x'')^2 + (y-y'')^2 + (z'')^2}]}{(x-x'')^2 + (y-y'')^2 + (z'')^2} dx'' dy'' dz'', \quad (4)$$

где $P_0(x, y, k) = P_S(\mathbf{r}, \mathbf{r}, k)/A_0(k)$, $\mathbf{r} = (x, y, 0)$. Заметим, что выражение (4) представляет собой свертку относительно переменных x и y . Следовательно,

$$P_0(k_x, k_y, k) = -\frac{f(k)}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} O(k_x, k_y, z) H(k_x, k_y, z, k) dz, \quad (5)$$

где $P_0(k_x, k_y, k) = \mathbf{F}^2 \{ P_0(x, y, k) \}$, $O(k_x, k_y, z) = \mathbf{F}^2 \{ O(x, y, z) \}$, $H(k_x, k_y, z, k) = \mathbf{F}^2 \{ h(x, y, z, k) \} = \mathbf{F}^2 \{ \exp[2ik\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}] / (x^2 + y^2 + z^2) \}$, \mathbf{F}^2 — оператор двумерного преобразования Фурье.

Дальнейшие преобразования будем проводить, не учитывая затухающие волны, т.е. ограничиваясь областью $k_x^2 + k_y^2 \leq 4k^2$. Для нахождения функции $H(k_x, k_y, z, k)$ можно воспользоваться разложением сферической волны по плоским [14] и провести дифференцирование по переменной z , или непосредственно выражением для спектра нормальной производной функции Грина [6]. В последнем случае известно, что функции $h_1(x, y, z, k_1) = -[ik_1 z / (2\pi)] \exp(ik_1 \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}) / (x^2 + y^2 + z^2)$ соответствует пространственный спектр $H_1(k_x, k_y, z, k_1) = \exp(iz \sqrt{k_1^2 - k_x^2 - k_y^2})$, $k_x^2 + k_y^2 \leq k_1^2$. Полагая $k_1 = 2k$, приходим к соотношению $H(k_x, k_y, z, k) = [i\pi / (kz)] \exp(iz \sqrt{4k^2 - k_x^2 - k_y^2})$ при $k_x^2 + k_y^2 \leq 4k^2$. С учетом последнего выражения из (5) получаем

$$\frac{4ikP_0(k_x, k_y, k)}{f(k)} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{O(k_x, k_y, z)}{z} \exp(iz \sqrt{4k^2 - k_x^2 - k_y^2}) dz. \quad (6)$$

Правая часть (6) представляет собой фурье-преобразование функции $O_1(k_x, k_y, z) = O(k_x, k_y, z)/z$. Следовательно,

$$O_1(k_x, k_y, -\sqrt{4k^2 - k_x^2 - k_y^2}) = 4ikP_0(k_x, k_y, k)/f(k). \quad (7)$$

Если продифференцировать обе части (6) по переменной k , то можно найти выражение для фурье-преобразования функции $O(x, y, z)$; оно примет вид

$$O(k_x, k_y, -\sqrt{4k^2 - k_x^2 - k_y^2}) = \frac{\sqrt{4k^2 - k_x^2 - k_y^2}}{k} \frac{\partial}{\partial k} \left[\frac{kP_0(k_x, k_y, k)}{f(k)} \right]. \quad (8)$$

При реализации алгоритмов удобнее пользоваться выражением (7) как более простым. При этом, измеряя функцию $p_0(x, y, t)$, можно определить функцию $P_0(k_x, k_y, k)$ по формуле

$$P_0(k_x, k_y, k) = \mathbf{F}^2 \{ \mathbf{F}_t [p_0(x, y, t)] / \mathbf{F}_t [a_0(t)] \}, \quad (9)$$

где \mathbf{F}_t — преобразование Фурье по времени, имеющее обратный знак в показателе экспоненты (так как волна принимается в виде $\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t)$), $a_0(t) = \mathbf{F}_t^{-1} [A_0(k)]$.

Кратко остановимся на особенностях нахождения функции $O_1(k_x, k_y, k_z)$ по функции $P_0(k_x, k_y, k)$. На рис. 2 иллюстрируется принцип координатного соответствия на двумерном примере. При использовании алгоритмов быстрого преобразования

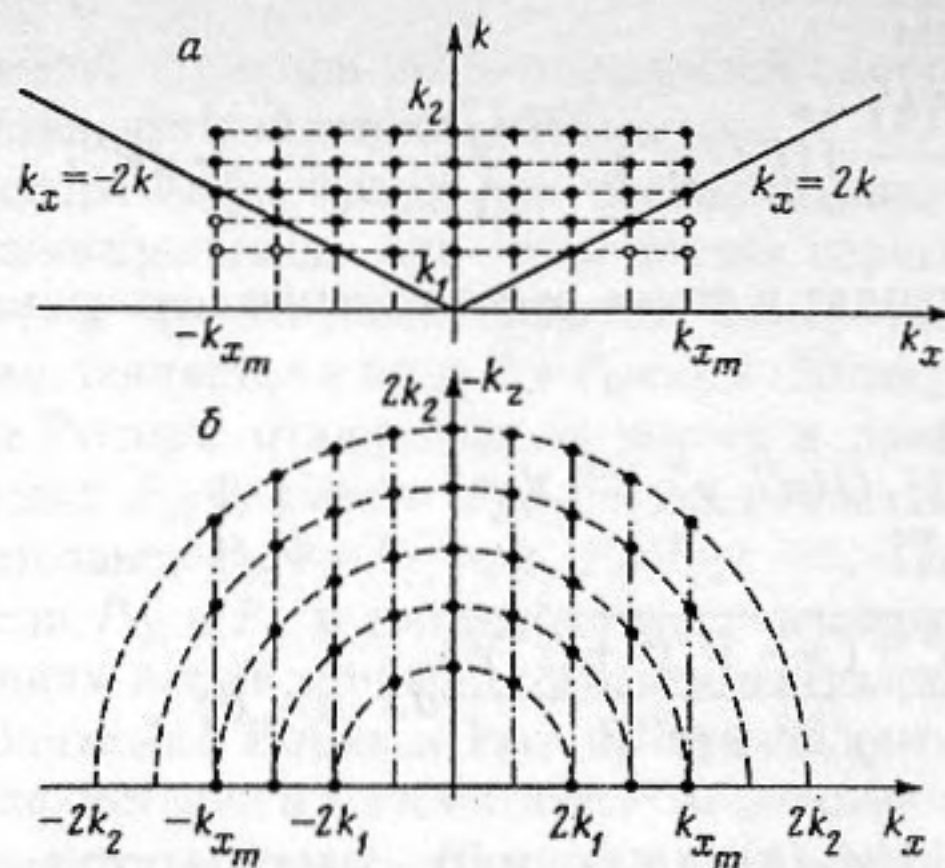


Рис. 2. Области, в которых определяются функции, $P_0(k_x, k_y, k)$ (а) и $O(k_x, k_y, k_z)$ (б). Светлые точки соответствуют затухающим волнам и не учитываются при восстановлении изображения

Фурье функция $P_0(k_x, k_y, k)$ определяется в узлах прямоугольной сетки, показанной на рис. 2,а. Каждая линия $k = \text{const}$ соответствует дуге окружности в координатах $k_x - k_z$ (рис. 2,б) или сегменту сферы в координатах $k_x - k_y - k_z$ (для трехмерного варианта). Таким образом, в координатах $k_x - k_y - k_z$ сетка значений уже не будет прямоугольной и, следовательно, для нахождения трехмерного обратного преобразования Фурье требуется выполнять аппроксимацию. В [12] анализируются различные виды аппроксимаций при восстановлении изображений методами дифракционной томографии и делается вывод о том, что наиболее целесообразно использовать билинейную интерполяцию. В рассматриваемом случае требуется выполнять аппроксимацию лишь по переменной k_z . Тогда

$$O(x, y, z) = z F^{-3} \{ O_1(k_x, k_y, k_z) \}, \quad (10)$$

где

$$O_1(k_x, k_y, k_z) \approx \begin{cases} \sum_{j=0}^{N-1} O_1[k_x, k_y, -\sqrt{4(k_1 + j\Delta k)^2 - k_x^2 - k_y^2}] \times \\ \times g[0,5\sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} - (k_1 + j\Delta k)] \\ \text{при } 4k_1^2 \leq k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \leq 4k_2^2; \\ 0 \text{ при остальных } k_x, k_y, k_z, \end{cases} \quad (11)$$

$$g(k) = \begin{cases} 1 - |k|/\Delta k, & |k| \leq \Delta k; \\ 0 & , |k| > \Delta k, \end{cases}$$

$\Delta k = \Delta\omega/c_0$, $\Delta\omega$ – шаг по частоте при вычислении быстрого преобразования Фурье от сигнала $p_0(x, y, t)$, $k_{1,2} = \omega_{1,2}/c_0$; ω_1, ω_2 – нижняя и верхняя границы соответственно при определении спектра сигнала, $N = (\omega_2 - \omega_1)/\Delta\omega + 1$.

Таким образом, рассматриваемая в статье пространственно-временная томография сводится к следующим этапам:

1) измерение отраженного от неоднородностей сигнала $p_0(x, y, t)$ при максимально возможных вариациях по каждой из переменных x, y, t ;

2) определение по формуле (9) спектра $P_0(k_x, k_y, k)$ с использованием алгоритмов быстрого преобразования Фурье на эквидистантной сетке в диапазонах $|k_x| \leq k_{xm}$, $|k_y| \leq k_{ym}$, $k_1 \leq k \leq k_2$. Величины k_{xm} и k_{ym} определяются размерами апертуры, а величины k_1 и k_2 – шириной спектра излучаемого импульса на уровне, обеспечивающем устойчивое вычисление спектра $P_0(k_x, k_y, k)$;

3) вычисление функции $O_1(k_x, k_y, k_z)$ по формуле (7);

4) определение искомого изображения $O(x, y, z)$ путем нахождения обратного быстрого преобразования Фурье по формуле (10) с использованием билинейной интерполяции (11). Диапазоны изменения переменных для преобразования Фурье: $|k_x| \leq k_{xm}, |k_y| \leq k_{ym}, 0 \leq -k_z \leq 2k_2$.

Описанный выше порядок нахождения изображения неоднородностей сравним с другими известными из литературы алгоритмами. В предложенном в [10] алгоритме проекции в спектральном пространстве не учитывается пространственный множитель $1/z$ и не определен частотный множитель, связанный с $f(k)$, что приведет при восстановлении изображения к дополнительным погрешностям, которые будут увеличиваться по мере приближения неоднородности к области сканирования и при увеличении самой области сканирования, т.е. при попытке получить более точное изображение. Широко известный алгоритм синтезированной апертуры [8] не учитывает всю полноту получаемой информации и, хотя обеспечивает большее быстроедействие, обладает меньшей помехоустойчивостью и приводит к худшему качеству изображения. (В этом методе для нахождения каждой точки изображения используется только один временной отсчет принимаемого сигнала $p_0(x, y, t)$.) Более сложный метод многочастотной голографии и другие методы, связанные с вычислением свертки [15, 9], приводят к большим затратам машинного времени, чем в описываемом методе, так как требуют вычисления преобразований Фурье для каждого значения координаты z . Что касается алгоритмов одночастотной томографии [1, 3, 4], то в них семейство точек в пространстве (k_x, k_y, k_z) также расположено в ограниченной области (обычно в пределах сферы радиуса $2k$ или $\sqrt{2}k$), однако эта область не имеет внутренней границы (в данном случае описываемой поверхностью $k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = 4k_1^2$). Отсюда следует вывод о целесообразности при проведении измерений достигать как можно меньших значений k_1 или проводить экстраполяцию функции $O_1(k_x, k_y, k_z)$ в область $k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 < k_1^2$. В отличие от известной из литературы [6] экстраполяции, проводимой в область более высоких пространственных частот (что приводит к ухудшению устойчивости из-за появления сверхразрешения), здесь экстраполяцию требуется проводить на более низкие пространственные частоты. Рассмотрение способов экстраполяции выходит за рамки данной публикации.

В заключение рассмотрим случай одновременного наличия неоднородностей плотности и объемной упругости (сжимаемости). Тогда, как показано в [4], в дифференциальном уравнении (3) следует использовать функцию $O(\mathbf{r})$, трехмерное преобразование Фурье которой имеет вид

$$O(\mathbf{K}) = -[\tilde{\gamma}_k(\mathbf{K}) + \tilde{\gamma}_\rho(\mathbf{K})] + \frac{1}{2k^2} |\mathbf{K}|^2 \tilde{\gamma}_\rho(\mathbf{K}), \quad (12)$$

где $\mathbf{K} = (k_x, k_y, k_z)$, $\tilde{\gamma}_k(\mathbf{K}) = F^3 \{ \gamma_k(\mathbf{r}) \}$, $\tilde{\gamma}_\rho(\mathbf{K}) = F^3 \{ \gamma_\rho(\mathbf{r}) \}$, $\gamma_k(\mathbf{r}) = [k(\mathbf{r}) - k_0]/k_0$ — неоднородности объемной упругости, $k(\mathbf{r}) = 1/[\rho(\mathbf{r})c^2(\mathbf{r})]$, $k_0 = 1/(\rho_0 c_0^2)$, $\gamma_\rho(\mathbf{r}) = [\rho(\mathbf{r}) - \rho_0]/\rho(\mathbf{r})$ — неоднородности плотности, $\rho(\mathbf{r})$ — пространственное распределение плотности, ρ_0 — плотность среды в отсутствие неоднородностей.

Для описываемого метода $k_z = -\sqrt{4k^2 - k_x^2 - k_y^2}$, следовательно $|\mathbf{K}| = 2k$. Тогда из (12) получаем $O(\mathbf{K}) = \tilde{\gamma}_\rho(\mathbf{K}) - \tilde{\gamma}_k(\mathbf{K})$. Таким образом, восстанавливаемой характеристикой является неразделяемая разность неоднородностей плотности и объемной упругости. Ранее рассмотренный вариант является частным случаем при $\gamma_\rho(\mathbf{r}) = 0$. Отметим, что в ряде других способов сканирования функции $O(\mathbf{K})$ является частотно-зависимой; поэтому, с одной стороны, при многочастотных измерениях требуется вносить изменения в алгоритм, а с другой — возможно отдельное определение неоднородностей объемной упругости и плотности [2, 4].

Предложенный в статье метод томографии сводится к вычислениям преобразований Фурье и немногочисленным арифметическим операциям, что делает целесообразным его использование в устройствах получения акустического изображения. Метод можно непосредственно обобщить при многоракурсном получении информации. В дальнейшем предполагается расширить описанный алгоритм на случай сканирования по цилиндрической поверхности и для твердых сред.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Devaney A.J.* Acoustic tomography // Inverse problems of acoustic and elastic waves // Philadelphia, 1984. P. 250–273.
2. *Devaney A.J.* Variable density acoustic tomography // J. Acoust. Soc. Amer. 1985. V. 78. №1. P. 120–130.
3. *Lan C.Q., Xu K.K., Wade G.* Limited angle diffraction tomography and its application to planar scanning systems // IEEE Trans. Sonics Ultras. 1985. V. 32. № 1. P. 9–16.
4. *Witten A., Tuggle J., Waag R.C.* A practical approach to ultrasonic imaging using diffraction tomography // J. Acoust. Soc. Amer. 1988. V. 83. № 4. P. 1645–1652.
5. *Duchene B., Lesselier D., Tabbara W.* Experimental investigation of a diffraction tomography technique in fluid ultrasonics // IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., and Freq. Contr. 1988. V. 35. № 4. P. 437–444.
6. *Осетров А.В.* Цифровая акустическая голография // Зарубеж. радиоэлектрон. 1987. № 11. С. 28–37.
7. *Осетров А.В.* Применение акустической голографии для подводного видения и антенных измерений в гидроакустике // Судостроение за рубежом. 1987. № 5. С. 44–59.
8. *Thomson R.N.* Transverse and longitudinal resolution of the synthetic aperture focusing technique // Ultrasonics. 1984. V. 22. № 1. P. 9–15.
9. *Burch S.F.* Comparison of SAFT and two-dimensional deconvolution methods for the improvement of resolution in ultrasonic B-scan images // Ultrasonics. 1987. V. 25. № 5. P. 259–266.
10. *Бадалян В.Г., Базулин Е.Г.* Цифровое восстановление изображения рассеивателей методом проекции в спектральном пространстве // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 2. С. 222–231.
11. *Буров В.А., Горюнов А.А., Сасковец А.В., Тихонова Т.А.* Обратные задачи рассеяния в акустике // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 4. С. 433–449.
12. *Pan S.X., Kak A.C.* A computational study of reconstruction algorithms for diffraction tomography: Interpolation versus filtered back propagation // IEEE Trans. Acoust., Speech, and Signal Proc. 1983. V. 31. № 5. P. 1262–1275.
13. *Wojarski N.N.* A survey of the physical optics inverse scattering identity // IEEE Trans. Ant. and Propag. 1982. V. 30. № 5. P. 980–989.
14. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.
15. *Nagai K.* Multifrequency acoustical holography using a narrow pulse // IEEE Trans. Sonics Ultras. 1984. V. 31. № 3. P. 151–156.

Ленинградский электротехнический институт
имени В.И. Ульянова (Ленина)

Поступила в редакцию
17.07.89

A.V. Osetrov

THEORY OF THE SPATIAL-TEMPORAL DIFFRACTION TOMOGRAPHY WITH SCANNING OF A SINGLE RADIATOR-RECEIVER ALONG A PLANE

The method of the acoustic tomography based on the measurement of time dependence of the signal reflected by inhomogeneities with scanning of a single radiator-receiver along a plane is proposed. Using a various frequencies makes it possible to simplify the measurement regime of the signal received. Two types of inhomogeneities are examined: that ones of sound velocity and inhomogeneities boundary conditions on which correspond to the first or second types of boundary conditions. The method proposed is based on the determination of the inhomogeneities function in the spectral region; first Born approximation is used. From the calculation point of view the method may be reduced to obtaining of fast one- and multi-dimensional Fourier transforms. The method proposed is compared with well-known ones.