

УДК 534.232.534.26

НЕСТАЦИОНАРНАЯ АКУСТИЧЕСКАЯ ГОЛОГРАФИЯ ДЛЯ РЕКОНСТРУКЦИИ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ СКОРОСТИ ПОВЕРХНОСТИ АКУСТИЧЕСКИХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

© 2006 г. О. А. Сапожников, А. Е. Пономарев, М. А. Смагин

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет

119992 Москва, Ленинские горы

E-mail: oleg@acs366.phys.msu.ru

Поступила в редакцию 21.07.05 г.

Описан метод нестационарной акустической голографии, основанный на использовании интеграла Рэлея и принципа “обращающего время” зеркала. Метод позволяет найти распределение скорости колебаний поверхности акустического источника на основе измерений формы волны вдоль точек некоторой поверхности, расположенной перед источником. Исследована возможность применения нестационарной голографии для исследования импульсных источников, используемых в ультразвуковой диагностике. Рассмотрен прямоугольный источник, излучающий короткий акустический импульс, при наличии неизлучающего дефекта. Путем численного моделирования продемонстрирована возможность голографического восстановления особенностей колебаний источника. Показано, как влияют шаги дискретизации и размер области измерений на качество восстановления.

PACS: 43.60.Sk

ВВЕДЕНИЕ

Акустической голографией обычно называют способ восстановления источника звука по измерениям акустического давления вдоль некоторой поверхности, расположенной перед этим источником. Традиционно используются гармонические волны. При этом для плоских, цилиндрических и сферических источников используется подход Фурье-акустики, или, иначе говоря, метод углового спектра [1, 2, 3, 4]. В некотором смысле акустическая голография для гармонических сигналов тождественна соответствующему варианту оптической голографии, и эта аналогия позволила создать несколько успешных схем акустической голографии [5, 6]. Однако для акустики имеется одно важное обстоятельство: в силу низкой, по сравнению со световыми волнами, частоты акустических сигналов, фазу волны можно измерить непосредственно, т.е. нет необходимости использовать интерференцию со вспомогательным (опорным) пучком.

Имеются и другие преимущества акустического варианта голографии. Одно из них, например, связано с возможностью проводить измерения на небольших, по сравнению с длиной волны, расстояниях от источника. В этом случае удастся зарегистрировать не только распространяющиеся от источника волны, но и неоднородные волны, экспоненциально затухающие при удалении от излучающей поверхности. Соответствующая техника восстановления источника, называемая “акустической голографией ближнего поля”, поз-

воляет получить пространственное разрешение, намного лучшее дифракционного предела [4]. Другим достоинством акустического варианта голографии является возможность ее обобщения на нестационарный случай, например, на случай импульсных источников, сигнал которых обладает широким спектром. Формально эта ситуация сводится к случаю гармонических волн, поскольку в рамках линейного приближения любой сигнал может быть представлен в виде их суперпозиции. Поэтому реализацию нестационарной акустической голографии для плоских поверхностей можно проводить в рамках Фурье-акустики [3, 7, 8]. Альтернативным [9] является подход, основанный на использовании концепции “обращающего время зеркала” [10]. При этом как поверхность источника, так и поверхность измерений не обязаны быть плоскими. Настоящая работа посвящена описанию и развитию указанного варианта нестационарной акустической голографии.

Одним из важных приложений голографии является измерение характера колебаний поверхностей пьезоэлектрических преобразователей. Важно уметь измерять нормальную компоненту скорости в различных точках излучающей поверхности, т.к. ее величина задает соответствующие акустические источники и, следовательно, определяет структуру излучаемого преобразователем акустического поля. Распределение скорости вдоль поверхности обычно заранее неизвестно, оно определяется как конструкцией преобразователя (например, в случае многоэлементных реше-

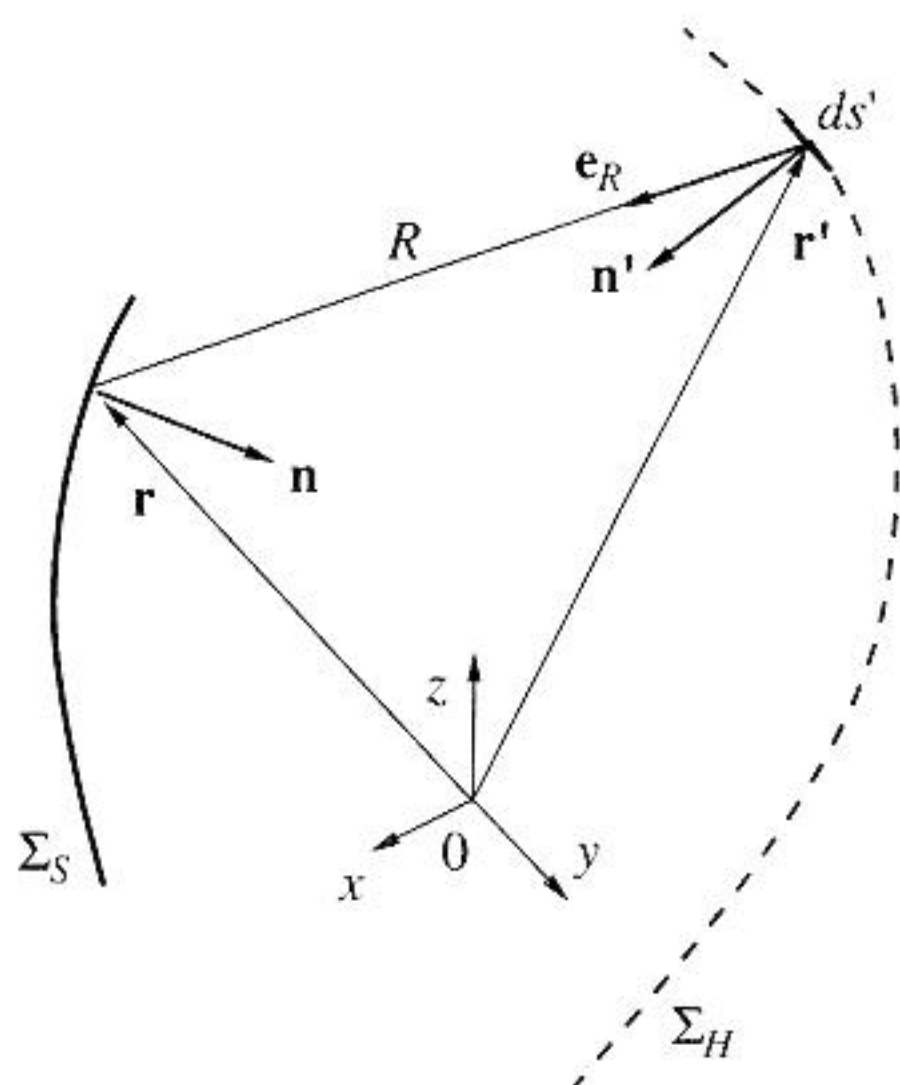


Рис. 1. Взаимное расположение поверхности источника (Σ_S), поверхности измерений (Σ_H) и соответствующих векторов.

ток), так и наличием механических повреждений или паразитных волновых мод (например, мод Лэмба) [11, 12, 13]. Следует заметить, что известный способ лазерной виброметрии не дает правильных результатов при помещении источника в жидкость, т.к. из-за акустооптического взаимодействия возникают сильные паразитные сигналы [14]. Акустическая голография свободна от этого недостатка. С другой стороны, если поверхность измерений находится на расстоянии в много длин волн от источника, голографическое восстановление дает не истинное распределение скорости поверхности, а лишь его сглаженный вариант: неоднородности меньше длины волны не восстанавливаются. Этот недостаток, впрочем, не снижает ценности метода, поскольку мелкомасштабные неоднородности излучают неоднородные волны, которые не дают вклада в излучаемое преобразователем акустическое поле.

Особенностью исследования полей пьезоэлектрических источников является возможность многократного экспериментального воспроизведения одного и того же ультразвукового поля. Это позволяет обойти трудность метода "обращения времени", заключающуюся в необходимости одновременного измерения акустического давления в большом количестве точек поверхности "зеркала" [10]. Действительно, периодически возбуждая источник тем же самым сигналом и перемещая акустический датчик в различные точки поверхности, можно синтезировать соответствующее обращающее время зеркало. Количество точек измерения при этом может достигать десятка тысяч и более. Это позволяет обеспечить высокое качество голографического восстановления, невозможное при использовании

существующих многоэлементных ультразвуковых преобразователей, количество элементов в которых, в лучшем случае, составляет несколько сотен [10]. Платой за высокое качество синтезированной голограммы является более продолжительное время измерений, вплоть до нескольких часов. Проведение такого рода измерений на существующих автоматизированных установках обычно не представляет сложностей.

ТЕОРИЯ

Рассмотрим акустический преобразователь с излучающей поверхностью Σ_S (рис. 1). На некотором расстоянии от источника рассмотрим поверхность Σ_H , акустическое давление на которой $p_H(\mathbf{r}', t)$ будем считать известным из эксперимента. Измеренные данные $p_H(\mathbf{r}', t)$ и есть голограмма. Заметим, что обе поверхности Σ_S и Σ_H , вообще говоря, могут быть неплоскими, например, выпуклыми или вогнутыми. Подобную форму, в частности, имеют источники ультразвука, применяемые в медицинской диагностике и терапии. Последнее обстоятельство делает невозможным построение голографического алгоритма с применением традиционного подхода Фурье-акустики. Действительно, метод углового спектра применим только для плоских, причем параллельных друг другу поверхностей Σ_S и Σ_H . Мы не будем ограничивать себя этим частным случаем и будем рассматривать неплоские поверхности, хотя их кривизну все же будем предполагать малой по сравнению с характерным волновым числом. Последнее условие нам потребуется для обладания возможностью использования интеграла Рэлея [15, 16].

Задача состоит в нахождении акустических характеристик на поверхности источника с помощью голографической информации $p_H(\mathbf{r}', t)$. Принципиальная возможность этого следует из обратимости волнового уравнения во времени. Если поверхность Σ_H мысленно заменить обращающим время зеркалом, то отраженная от него волна будет распространяться назад и, дойдя до источника, восстановит свои исходные характеристики. Как отмечалось в статье [17], полного восстановления все же не произойдет, поскольку отраженная волна не исчезнет, дойдя до поверхности излучателя, как это было бы при строгом обращении времени. Именно этим объясняется существование дифракционного ограничения на точность восстановления. Однако неоднородности порядка и больше длины волны должны полностью восстановиться.

Как видно из сказанного, при рассматриваемой здесь голографической процедуре акустическая волна является реальной лишь на этапе ее распространения до поверхности измерений Σ_H . Эксперимент на этом заканчивается. Отражение от обращающего время зеркала и распростране-

ние назад являются уже виртуальными (численными [18].)

Для нахождения формул, описывающих процесс голографического восстановления, рассмотрим сначала гармонические волны. В этом случае акустическое давление на поверхности Σ_H имеет вид $p_H(\mathbf{r}', t) = P_H(\mathbf{r}')\exp(-i\omega t) + \text{с.с.}$, а нормальная компонента колебательной скорости на поверхности источника Σ_S равна $v(\mathbf{r}, t) = V(\mathbf{r})\exp(-i\omega t) + \text{с.с.}$, где $\omega/2\pi$ – частота волны, $P_H(\mathbf{r}')$ и $V(\mathbf{r})$ – комплексные амплитуды. Амплитуда скорости $V(\mathbf{r})$ может быть рассчитана на основе амплитуды давления $P_H(\mathbf{r}')$ с использованием 2-го интеграла Рэлея [9]:

$$V(\mathbf{r}) = \int_{\Sigma_H} P_H(\mathbf{r}') K(\mathbf{r}, \mathbf{r}') ds'. \quad (1)$$

Ядро $K(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ выражается через нормальные производные от комплексно сопряженной функции Грина свободного пространства $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$:

$$K(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{2}{i\omega\rho} \frac{\partial^2 G^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial \mathbf{n} \partial \mathbf{n}'}, \quad (2)$$

$$G^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{e^{-i\frac{\omega}{c}|\mathbf{r}, \mathbf{r}'|}}{4\pi|\mathbf{r}, \mathbf{r}'|}. \quad (3)$$

Здесь ρ – плотность среды, c – скорость звука, $\mathbf{n} = \mathbf{n}(\mathbf{r})$ – единичная внешняя нормаль к поверхности источника в точке восстановления $\mathbf{r}$, $\mathbf{n}' = \mathbf{n}'(\mathbf{r}')$ – единичная нормаль к элементу $ds' \in \Sigma_H$, ориентированная в направлении источника. Например, в частном случае плоских поверхностей Σ_S и Σ_H , перпендикулярных оси Oz , имеем, $\partial/\partial \mathbf{n} = \partial/\partial z$, $\partial/\partial \mathbf{n}' = -\partial/\partial z'$. Обозначим $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ и $\mathbf{e}_R = (\mathbf{r} - \mathbf{r}')/R$ (см. рис. 1). Тогда выражение для ядра (2) после дифференцирования функции Грина по нормальным принимает вид:

$$K(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{e^{-i\frac{\omega}{c}R}}{i2\pi\omega\rho} \left[(\mathbf{n} \cdot \mathbf{n}') \cdot \left(\frac{1}{R^3} + \frac{i\omega}{cR^2} \right) - (\mathbf{n} \cdot \mathbf{e}_R) \cdot (\mathbf{n}' \cdot \mathbf{e}_R) \cdot \left(\frac{3}{R^3} + \frac{3i\omega}{cR^2} - \frac{\omega^2}{c^2 R} \right) \right]. \quad (4)$$

Как показали расчеты и эксперименты, голографический алгоритм, основанный на формулах (1) и (4), позволяет с высокой точностью восстановить распределение колебательной скорости на поверхности монохроматических источников, как плоских, так и сферических [9, 14, 19].

Рассмотрим теперь нестационарную голографию, т.е. нахождение скорости $v(\mathbf{r}, t)$ из измеренного акустического давления $p_H(\mathbf{r}, t)$ в случае сигналов произвольной формы. Один из возможных подходов связан с переходом к спектральной

плотности $P_H(\omega, \mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{+\infty} p_H(\mathbf{r}, t) e^{i\omega t} dt$ и расчету по формулам (1) и (4) соответствующего спектра скорости поверхности излучателя $V(\omega, \mathbf{r})$. На основе $V(\omega, \mathbf{r})$ далее находится скорость $v(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} V(\omega, \mathbf{r}) e^{-i\omega t} d\omega$. Другая альтернатива связана с использованием временного представления. Соответствующая формула может быть получена, например, из спектрального представления после проведения интегрирования по частоте. Результат удобнее записать для ускорения $w(\mathbf{r}, t) = \partial v(\mathbf{r}, t)/\partial t$:

$$w(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{2\pi\rho} \int_{\Sigma_H} ds'(\mathbf{n}, \mathbf{n}') \left(\frac{1}{R^3} - \frac{1}{cR^2} \frac{\partial}{\partial t} \right) \times \\ \times p_H\left(\mathbf{r}', t + \frac{R}{c}\right) + \frac{1}{2\pi\rho} \int_{\Sigma_H} ds'(\mathbf{n}, \mathbf{e}_R)(\mathbf{n}', \mathbf{e}_R) \times \\ \times \left[3\left(\frac{1}{R^3} - \frac{1}{cR^2} \frac{\partial}{\partial t}\right) + \frac{1}{c^2 R} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] p_H\left(\mathbf{r}', t + \frac{R}{c}\right). \quad (5)$$

Как видно, временная зависимость нормальной компоненты ускорения в каждой точке поверхности источника Σ_S может быть восстановлена, если известна форма акустической волны во всех точках поверхности измерений Σ_H . Вклад элемента ds' определяется акустическим давлением и его двумя первыми производными по времени.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Практическая реализация метода нестационарной голографии предъявляет более высокие требования к экспериментальным измерительным средствам по сравнению с голографией для синусоидальных сигналов. В частности, акустический датчик должен быть достаточно широкополосным, чтобы не вносить искажений в форму регистрируемых сигналов. В каждой точке на поверхности голограммы нужно не просто измерять амплитуду и фазу волны, как это делается при стационарной голографии, а регистрировать всю форму волны. Тем не менее, современные приборные и компьютерные средства позволяют решить эту задачу. Например, для акустических волн мегагерцового диапазона, применяемых в медицине и неразрушающем контроле, существуют широкополосные миниатюрные гидрофоны на основе ПВДФ пленок, сканирование поля вдоль поверхности измерений может производиться управляемой компьютером системой микропозиционирования, а запись и обработка измеряемых форм волны может быть осуществлена с помощью персонального компьютера и специализированной карты съема данных или цифрового осциллографа [13, 9]. Эти средства имеются во многих современных акустических лабораториях.

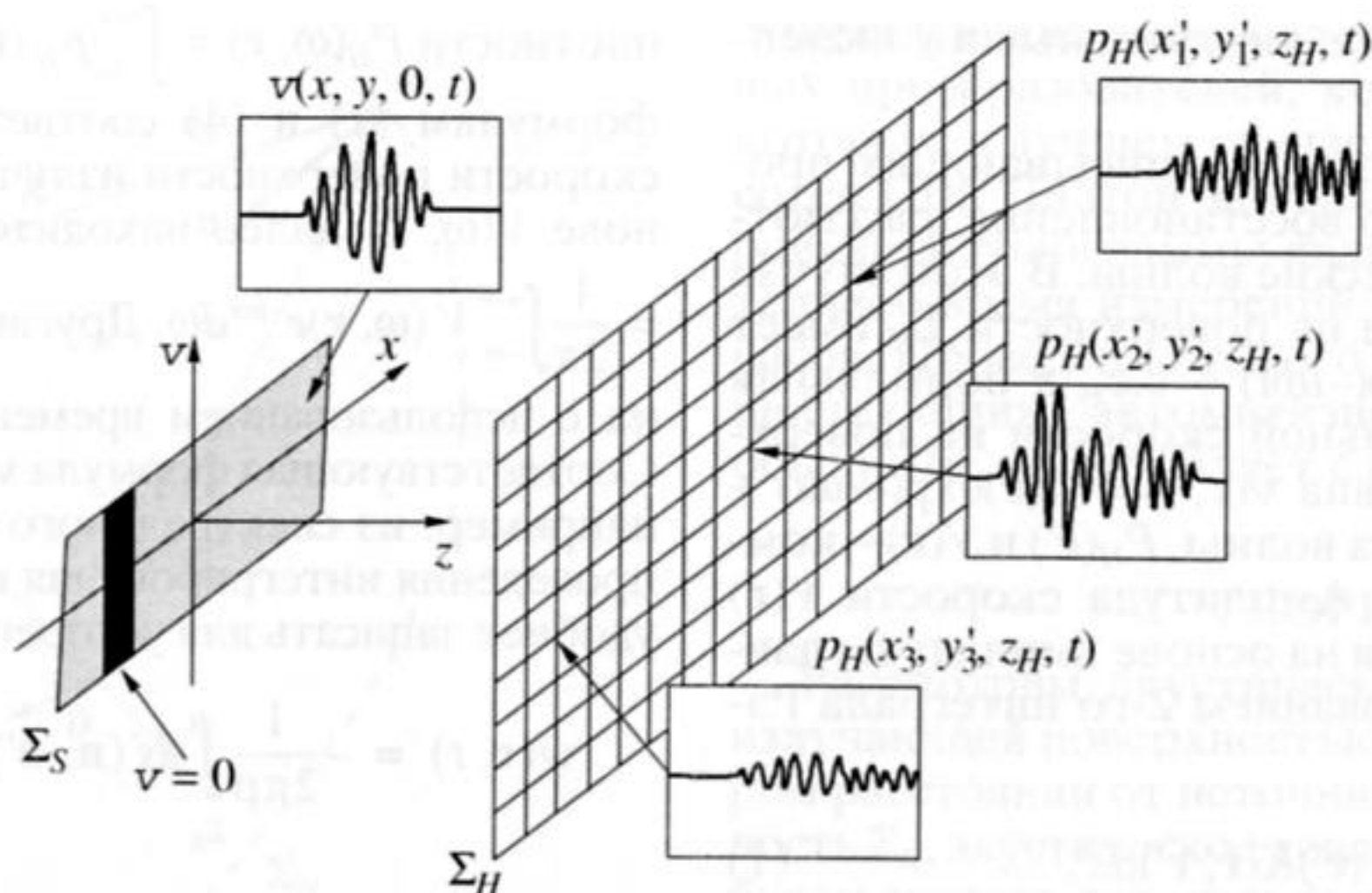


Рис. 2. Геометрия задачи для рассматриваемого численного эксперимента. Слева показан прямоугольный источник акустических импульсов, часть которого не излучает (черная полоса). Голографическая информация $p_H(\mathbf{r}', t)$ записывается в узлах плоской прямоугольной сетки. На вставках показаны примерные формы волны в трех таких узлах.

Для использования указанных возможностей требуется создать соответствующий алгоритм и исследовать его на точность и устойчивость с учетом практических ограничений, возникающих при измерениях. В частности, такими ограничениями являются конечные шаги дискретизации и ограниченные размеры измерительных окон по времени и пространству.

Для отладки алгоритма удобно использовать численный эксперимент. Последовательность действий при этом может быть следующей. На поверхности исследуемого преобразователя задается некоторый эталонный сигнал, предпочтительно напоминающий сигнал, используемый в физическом эксперименте. Звуковое поле, излучаемое преобразователем, рассчитывается на основе интеграла Рэлея в тех точках поверхности Σ_H , в которых в реальном эксперименте предполагается проводить измерение акустического давления. Интеграл Рэлея, как известно, очень точно предсказывает поля источников больших волновых размеров [13, 15]. Считая, что эти рассчитанные волновые профили соответствуют сигналам гипотетического физического эксперимента, производится голографическое восстановление ускорения на поверхности преобразователя. Затем полученное пространственно-временное распределение сравнивается с исходно заданным. Разница исходного и восстановленного распределений представляет собой погрешность алгоритма.

Интеграл Рэлея позволяет рассчитать акустическое давление на основе нормального ускорения $w(\mathbf{r}, t)$ поверхности звукового источника:

$$p_H(\mathbf{r}', t) = \frac{\rho}{2\pi} \int_{\Sigma_S} \frac{w(\mathbf{r}, t - R/c)}{R} ds. \quad (6)$$

Рассмотрим, имея в виду возможное практическое применение метода, источник типа тех, что используются в медицинских диагностирующих сканерах. Поверхности диагностических источников часто бывают выпуклыми (например, в датчиках секторного сканирования). В этом случае и поверхность измерения тоже целесообразно брать неплоской, чтобы она "охватывала" источник и принимала большую часть излучения. Однако в данной работе мы ограничимся более простым примером источника с плоской излучающей поверхностью, и прием сигнала также будем производить в узлах плоской сетки. Пусть излучающая поверхность является прямоугольником размера $20 \times 13 \text{ мм}^2$ и излучает в воду короткий импульс с частотой заполнения 1.55 МГц и гауссовской огибающей длительностью около 2 мкс. Будем считать, что все точки поверхности источника характеризуются одинаковой нормальной компонентой скорости, за исключением полосы толщиной 2 мм, где скорость равна нулю. Указанная неизлучающая полоска моделирует область повреждения датчика (рис. 2).

Имитация физического эксперимента, т.е. нахождение голографической информации в узлах сетки, проводилась по формуле (6). Для расчета интеграла Рэлея на излучателе бралась сетка по пространству с шагом 0.05 мм. Форма сигналов дискретизировалась с шагом 33 нс, что значительно меньше периода волны и соответствует 20 точкам на период волны. При отладке проводились расчеты и при меньших значениях шагов по времени и по пространству, однако это не меняло результаты расчетов, т.е. ошибки расчета интеграла (6) из-за конечности шагов интегрирования были пренебрежимо малы.

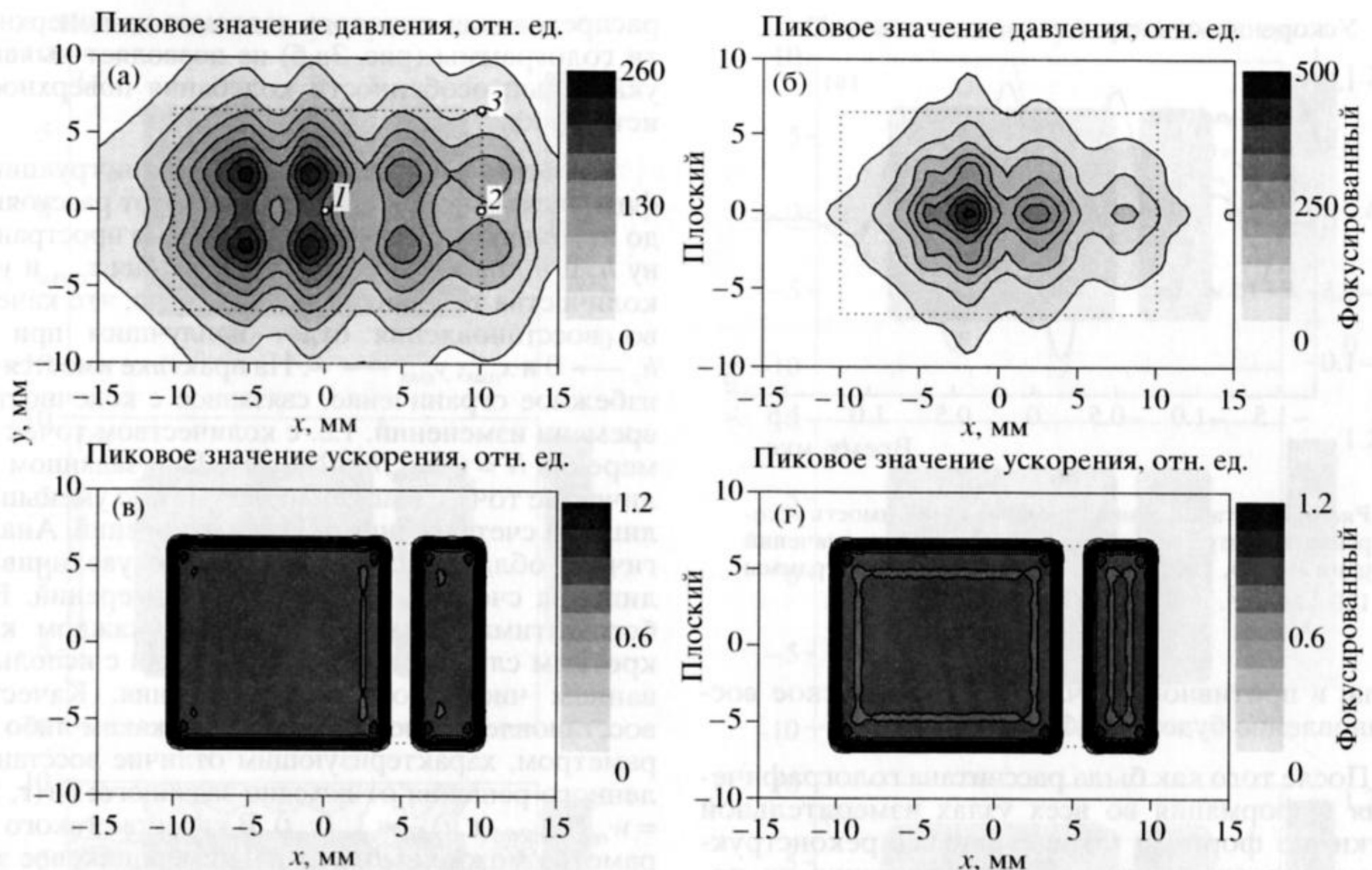


Рис. 3. Двумерные распределения пикового значения давления измеряемых импульсов (а, б) и пикового значения восстановленного ускорения (в, г) для нефокусированного плоского излучателя (а, в) и для фокусированного излучателя (б, г) с фокусным расстоянием 80 мм. Расстояние между источником и измерительной сеткой $z_H = 30$ мм, шаг по пространству $h = 0.5$ мм. Штриховой линией на этом и последующих рисунках показаны границы проекции излучателя.

Типичные результаты расчета поля на поверхности голограммы приведены на рис. 3 а,б. Показано пространственное распределение пикового давления в случаях плоского нефокусированного источника (а) и источника, сфокусированного на расстояние 80 мм (б). Фокусировка достигалась путем задания соответствующей задержки в сигналы, излучаемые различными точками поверхности. В диагностических датчиках такая задержка создается либо с помощью акустической линзы, либо путем введения задержки в импульсы, возбуждающие различные каналы многоэлементного преобразователя. Как видно, распределение пикового давления на поверхности измерений не позволяет выявить наличие и локализацию дефекта на поверхности ультразвукового датчика, несмотря на то что измерения проводятся довольно близко (30 мм) к нему. Как и следовало ожидать, фокусированный источник создает более локализованное в пространстве поле.

Пиковое давление не несет всей информации об импульсном поле. Даже если разные точки поверхности источника излучают импульсы одинаковой формы, на некотором расстоянии от источника форма акустической волны будет различной в разных точках. Для примера на рис. 4 показана

форма волны, “измеренная” в точках 1, 2 и 3, показанных на рис. 3а. Видно, что на краю области измерения не только уменьшается пиковое давление, но и происходит удлинение сигнала (точки 2 и 3). Именно поэтому временное окно должно несколько превышать длительность исходного сиг-

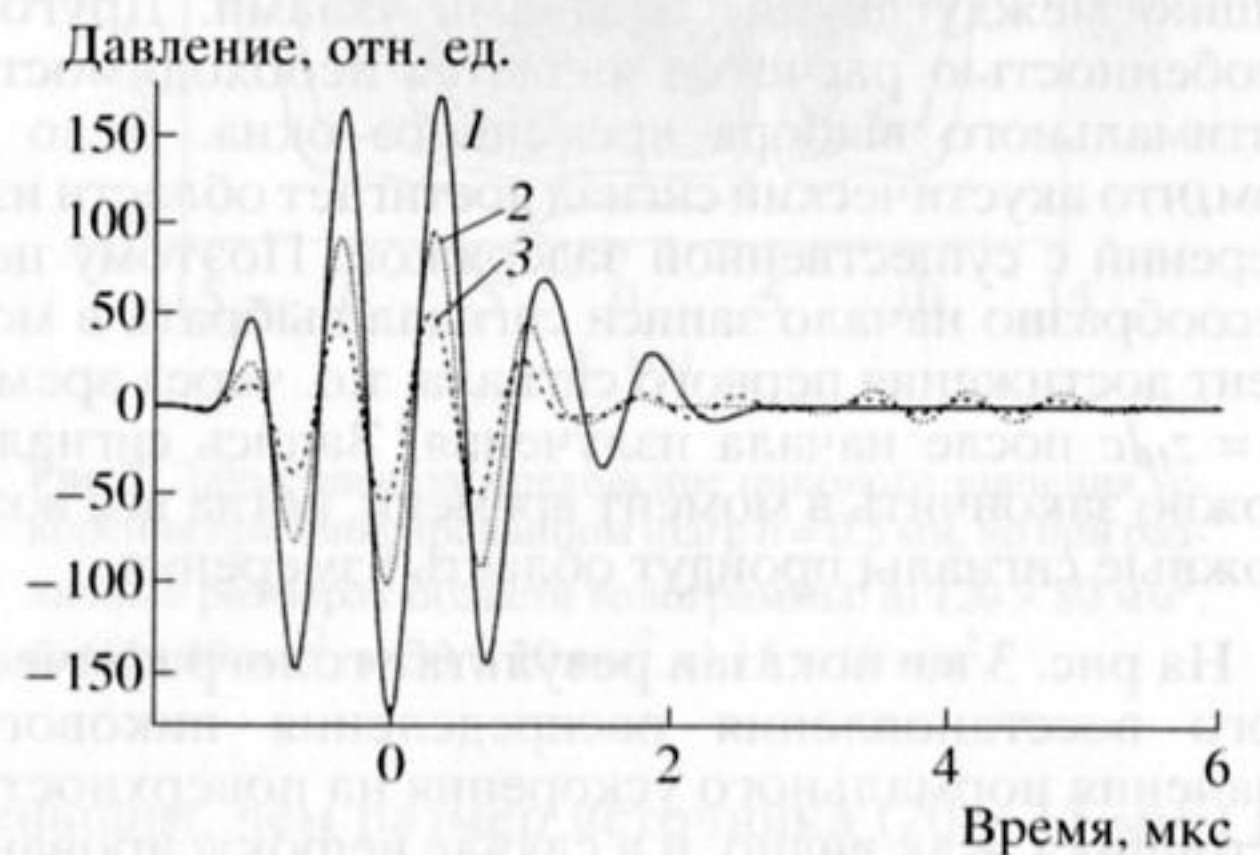


Рис. 4. Зависимость акустического давления от времени в трех точках измерения: (0; 0), (10; 0), (10; 6.5). Соответствующие узлы измерительной сетки показаны на рис. 3а. Расстояние между источником и плоскостью измерений $z_H = 30$ мм.

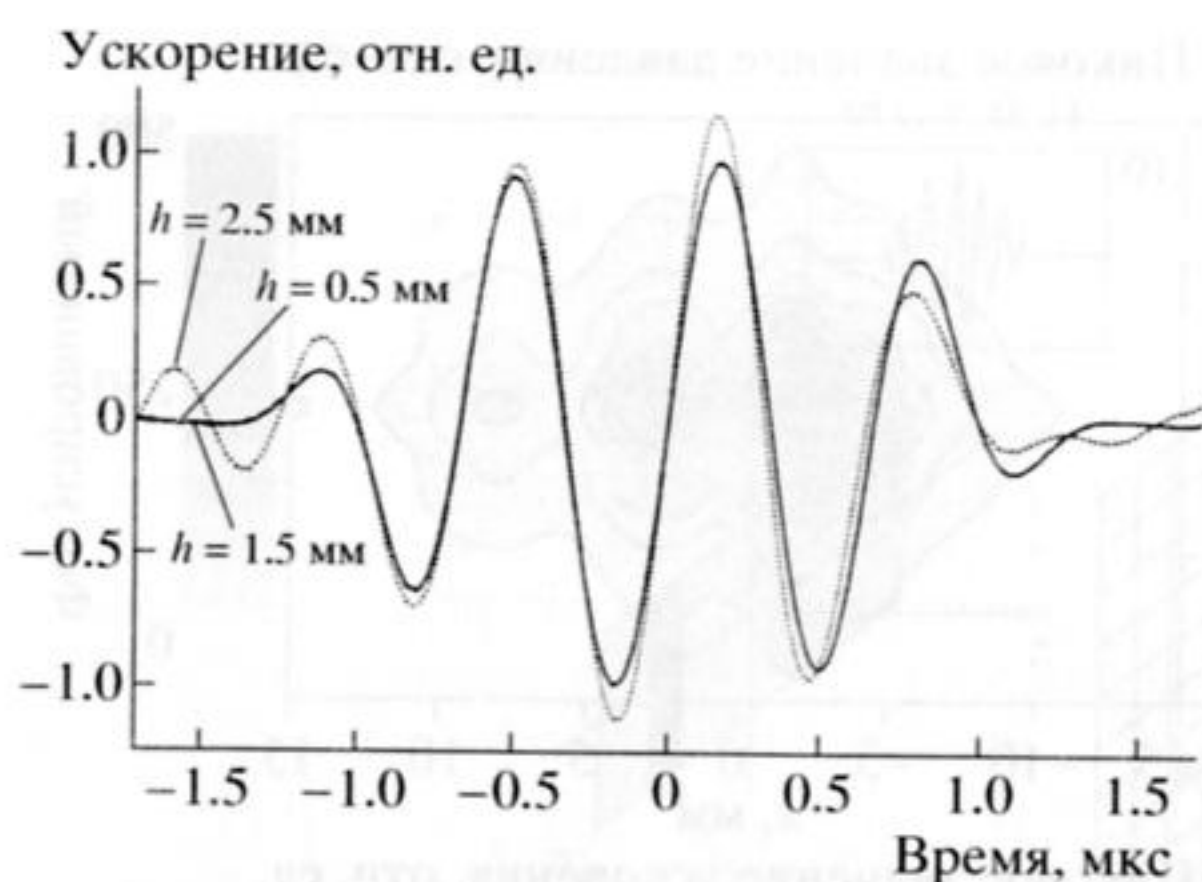


Рис. 5. Восстановленная временная зависимость ускорения в центре источника для нескольких значений шага $h = 0.5, 1.5, 2.5$ мм. Размер области голограммы 120×80 мм².

нала: в противном случае голографическое восстановление будет ошибочным.

После того как была рассчитана голографическая информация во всех узлах измерительной сетки, по формуле (5) проводилась реконструкция исходного распределения ускорения на поверхности источника. Интеграл (5) вычислялся методом прямоугольников, а производные формы волны по времени аппроксимировались центральными разностями. Заметим, что при расчетах подынтегральное акустическое давление рассматривается в моменты времени $t + R/c$, что в общем случае приводит к непаданию дискретных моментов сдвинутого времени в узлы исходной временной сетки. Поэтому для каждой пространственной точки на плоскости голограммы приходится проводить передискретизацию давления. Для уменьшения соответствующей ошибки целесообразно использовать линейную интерполяцию между двумя соседними узлами. Другой особенностью расчетов является необходимость оптимального выбора временного окна. Дело в том, что акустический сигнал достигает области измерений с существенной задержкой. Поэтому целесообразно начало записи сигнала выбрать в момент достижения первого сигнала, т.е. через время $t_0 = z_H/c$ после начала излучения. Запись сигнала можно закончить в момент времени, когда все возможные сигналы пройдут область измерения.

На рис. 3 в,г показан результат голографического восстановления распределения пикового значения нормального ускорения на поверхности источника. Как видно, и в случае нефокусированного, и в случае фокусированного источника удастся полностью восстановить характер колебания поверхности источника. В частности, четко виден дефект (неизлучающая полоска ширины 2 мм) и границы источника. Отметим еще раз, что вид

распределения пикового давления на поверхности голограммы (рис. 3а,б) не позволяет выявить указанные особенности колебания поверхности источника.

Качество голографической реконструкции в физическом эксперименте зависит от расстояния до источника z_H , шагов измерения по пространству h_x и h_y , размера области измерения $x_{\max}$ и $y_{\max}$, количества точек измерения N . Ясно, что качество восстановления будет наилучшим при $h_x, h_y \rightarrow 0$ и $x_{\max}, y_{\max} \rightarrow \infty$. На практике имеется неизбежное ограничение, связанное с конечностью времени изменений, т.е. с количеством точек измерения $N = (2x_{\max}/h_x)(2y_{\max}/h_y)$. При заданном количестве точек, шаг измерения можно уменьшать лишь за счет сужения области измерений. Аналогично, область измерений можно увеличивать лишь за счет увеличения шага измерений. Выбор оптимальных параметров в каждом конкретном случае может быть сделан с использованием численного моделирования. Качество восстановления можно описывать каким-либо параметром, характеризующим отличие восстановленного решения от исходно заданного: $\delta w(\mathbf{r}, t) = w_{\text{reconstructed}}(\mathbf{r}, t) - w_{\text{exact}}(\mathbf{r}, t)$. В качестве такого параметра можно выбрать, например, пиковое значение отклонения или среднеквадратичное отклонение в пределах источника [19]. В данной работе мы не будем вводить эти критерии и ограничимся качественным описанием.

Рисунок 5, например, иллюстрируют влияние шага $h = h_x = h_y$ на качество восстановления формы сигнала ускорения в центре источника при достаточно большом размере области измерения (120×80 мм²). Источник на этом и последующих рисунках считается нефокусированным. Шаги $h = 0.5$ мм и $h = 1.5$ мм дают неотличимые результаты, т.е. шаг около $h = 1$ мм является допустимым. Если же шаг увеличивать далее, то появляются искажения. Видно, что при относительно большом шаге $h = 2.5$ мм форма сигнала восстанавливается с ошибкой; в частности, появляется паразитный предвестник до начала истинного излучения и несколько увеличивается пиковое давление. Влияние пространственного шага дискретизации измеряемого поля на качество восстановления двумерного распределения пикового ускорения иллюстрируется на рис. 6. Видно, что при шаге $h = 1$ мм восстановление структуры колебаний поверхности источника является практически идеальным (а). Шаг $h = 1.5$ мм приводит к появлению некоторых искажений, но восстановление все еще неплохое (б). При шаге $h = 2$ мм (в) и, тем более, $h = 2.5$ мм (г) восстановление уже нельзя считать удовлетворительным.

На рис. 7 показано, как влияет размер области измерений на характер восстановления. Размер области уменьшается сверху вниз. Расчеты

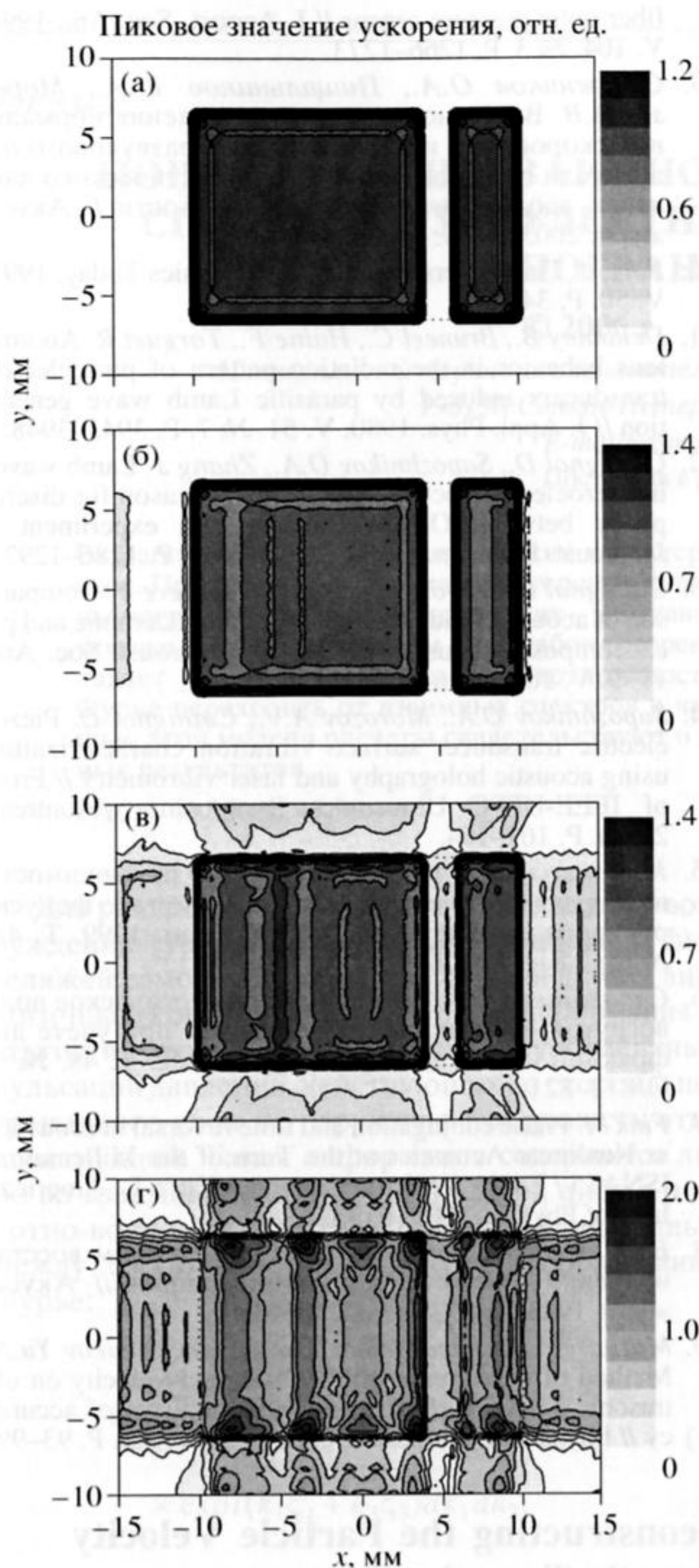


Рис. 6. Двумерное распределение пикового значения ускорения при фиксированном размере области голограммы $120 \times 80 \text{ мм}^2$, но при различных значениях шага h : а) 1.0 мм, б) 1.5 мм, в) 2.0 мм, г) 2.5 мм.

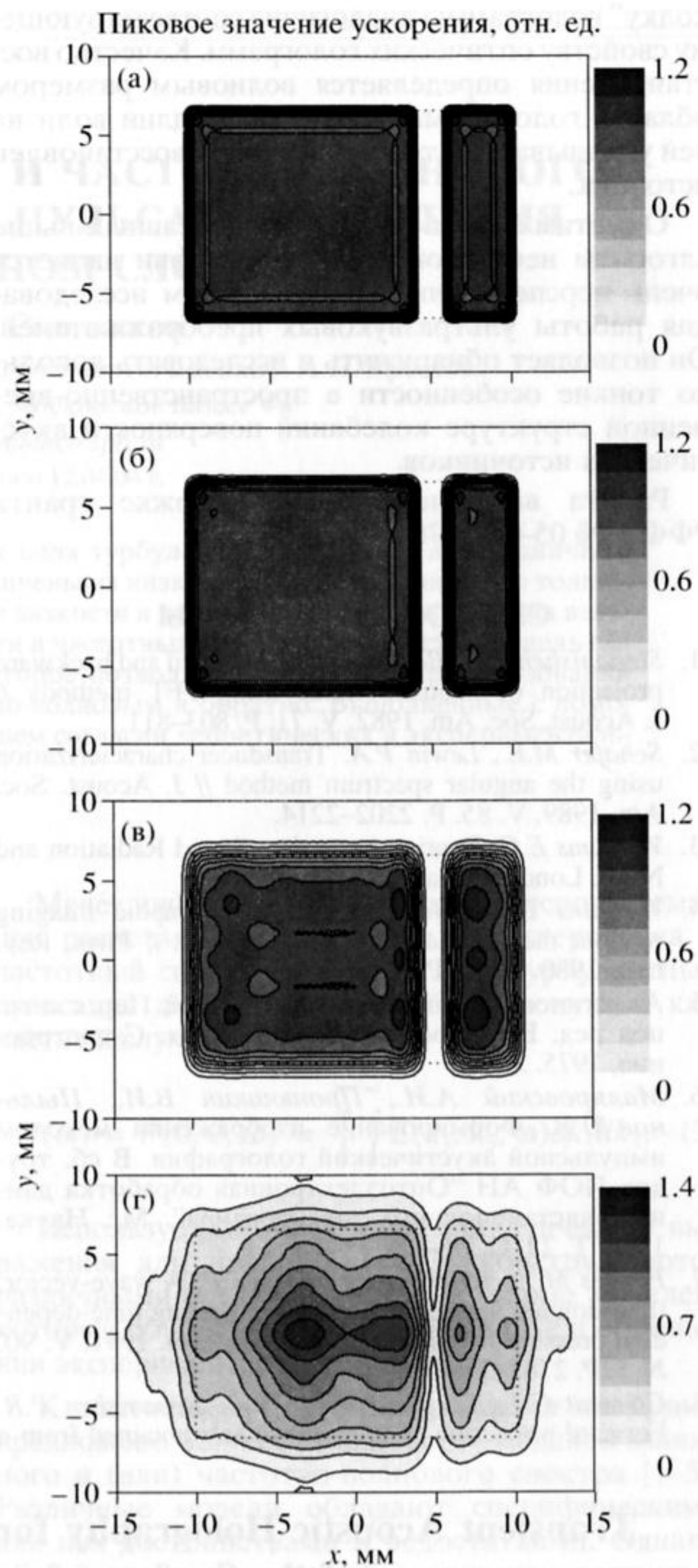


Рис. 7. Двумерное распределение пикового значения ускорения при фиксированном шаге $h = 0.5 \text{ мм}$, но при различных размерах области голограммы: а) $120 \times 80 \text{ мм}^2$, б) $60 \times 40 \text{ мм}^2$, в) $30 \times 20 \text{ мм}^2$, г) $15 \times 10 \text{ мм}^2$.

показывают, что для хорошего восстановления требуется, чтобы область измерения несколько превышала размер источника (а, б, в). Однако и при небольшом размере восстановление может оказаться удовлетворительным. Так, на рис. 7г размер области измерений ($15 \times 10 \text{ мм}^2$) выбран

меньшим, чем размер источника ($20 \times 13 \text{ мм}^2$) и поперечный размер акустического пучка (см. рис. 3а). Тем не менее, по восстановленному распределению пикового ускорения можно и оценить размер источника, и выявить наличие в нем дефекта. Эта способность восстановления по "ос-

колку" голограммы аналогична соответствующему свойству оптических голограмм. Качество восстановления определяется волновым размером области голограммы: чем больше длин волн на ней укладывается, тем точнее будет восстановлен источник.

Отметим в заключение, что описанный выше алгоритм нестационарной голографии является очень перспективным инструментом исследования работы ультразвуковых преобразователей. Он позволяет обнаружить и исследовать довольно тонкие особенности в пространственно-временной структуре колебаний поверхности акустических источников.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 05-02-16987.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Stepanishen P.R., Benjamin K.C.* Forward and backward projection of acoustic fields using FFT methods // *J. Acoust. Soc. Am.* 1982. V. 71. P. 803–811.
2. *Schafer M.E., Lewin P.A.* Transducer characterization using the angular spectrum method // *J. Acoust. Soc. Am.* 1989. V. 85. P. 2202–2214.
3. *Williams E.G.* Fourier Acoustics: Sound Radiation and N.A.H. London: Academic, 1999.
4. *Williams E.G., Maynard J.D.* Holographic imaging without the wavelength resolution limit // *Phys. Rev. Lett.* 1980. V. 45. P. 554–557.
5. Акустическая голография. Сб. статей. Пер. с англ. под ред. В.Г. Прохорова. Ленинград: Судостроение, 1975. 304 с.
6. *Маляровский А.И., Пронюшкин В.И., Пыльников Ю.В.* Формирование изображений методом импульсной акустической голографии. В сб. трудов ИОФ АН "Оптоэлектронная обработка данных дистанционного зондирования". М.: Наука, 1990. Т. 22. С. 78–106.
7. *Forbes M., Letcher S., Stepanishen P.* A wave-vector, time-domain method of forward projecting time-dependent pressure fields // *J. Acoust. Soc. Am.* 1991. V. 90. № 5. P. 2782–2792.
8. *Clement G.T., Liu R., Letcher S.V., Stepanishen P.R.* Forward projection of transient signals obtained from a fiber optic pressure sensor // *J. Acoust. Soc. Am.* 1998. V. 104. № 3. P. 1266–1273.
9. *Сапожников О.А., Пищальников Ю.А., Морозов А.В.* Восстановление распределения нормальной скорости на поверхности ультразвукового излучателя на основе измерения акустического давления вдоль контрольной поверхности // *Акуст. журн.* 2003. Т. 49. № 3. С. 416–424.
10. *Fink M.* Time reversed acoustics // *Physics Today.* 1997. V. 50. P. 34–40.
11. *Delannoy B., Bruneel C., Haine F., Torguet R.* Anomalous behavior in the radiation pattern of piezoelectric transducers induced by parasitic Lamb wave generation // *J. Appl. Phys.* 1980. V. 51. № 7. P. 3942–3948.
12. *Cathignol D., Sapozhnikov O.A., Zhang J.* Lamb waves in piezoelectric focused radiator as a reason for discrepancy between O'Neil formula and experiment // *J. Acoust. Soc. Am.* 1997. V. 101. № 3. P. 1286–1297.
13. *Cathignol D., Sapozhnikov O.A., Theillere Y.* Comparison of acoustic fields radiated from piezoceramic and piezocomposite focused radiators // *J. Acoust. Soc. Am.* 1999. V. 105. P. 2612–2617.
14. *Sapozhnikov O.A., Morozov A.V., Cathignol D.* Piezoelectric transducer surface vibration characterization using acoustic holography and laser vibrometry // *Proc. of IEEE-UFFC Ultrasonics Symposium (Montreal, 2004).* P. 161–164.
15. *Катиньоль Д., Сапожников О.А.* О применимости интеграла Рэлея к расчету поля вогнутого фокусирующего излучателя // *Акуст. журн.* 1999. Т. 45. № 6. С. 816–824.
16. *Сапожников О.А., Синило Т.В.* Акустическое поле вогнутой излучающей поверхности при учете дифракции на ней // *Акуст. журн.* 2002. Т. 48. № 6. С. 813–821.
17. *Fink M.* Phase conjugation and time reversal in acoustics in *Nonlinear Acoustics at the Turn of the Millennium: ISNA15 / Ed. by W. Lauterborn and Kurz T., American Inst. of Physics, 2000.* P. 33–44.
18. *Бадалян В.Г., Базулин Е.Г.* О численном восстановлении в акустической голографии // *Акуст. журн.* 1983. Т. 29. № 3. С. 403–404.
19. *Morozov A.V., Sapozhnikov O.A., Pishchalnikov Yu.A.* Method of measurements of vibrational velocity on ultrasonic source surface: Numerical analysis of accuracy // *Physics of Vibrations.* 2002. V. 10. № 2. P. 93–99.

Transient Acoustic Holography for Reconstructing the Particle Velocity of the Surface of an Acoustic Transducer

O. A. Sapozhnikov, A. E. Ponomarev, and M. A. Smagin

Faculty of Physics, Moscow State University, Vorob'evy gory, Moscow, 119992 Russia

e-mail: oleg@acs366.phys.msu.ru

Abstract—A transient acoustic holography method based on the Rayleigh integral and the time-reversal mirror principle is described. The method reconstructs the particle velocity of the surface of an acoustic source from the waveform of the signal measured over a surface lying in front of the source. A possibility to apply the transient holography to studying pulsed sources used in ultrasonic diagnostics is investigated. A rectangular source that produces a short acoustic pulse and has a nonradiating defect on its surface is considered. A numerical simulation is used to demonstrate the possibility of a holographic reconstruction of the source vibrations. The effects of the spatial sampling step and the size of the measurement region on the reconstruction quality are demonstrated.