

ОБРАБОТКА АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ.
КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

УДК 539.3:534-16

ЛОКАЛИЗАЦИЯ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В УПРУГОЙ ПЛАСТИНЕ
МЕТОДОМ ОБРАЩЕНИЯ ВОЛН

© 2017 г. А. А. Еремин^{а, *}, Е. В. Глушков^а, Н. В. Глушкова^а, Р. Ламмеринг^б

^аИнститут математики, механики и информатики, Кубанский государственный университет,
350047 Краснодар, Ставропольская ул. 149

^бИнститут механики, Университет им. Гельмута Шмидта,
22043, Хольстенхофвег 85, Гамбург, Германия

*e-mail: eremin_a_87@mail.ru

Поступила в редакцию 10.10.2016 г.

Рассматриваются теоретические и практические аспекты применения метода временного обращения упругих волн для локализации источника колебаний или дефекта в приложении к задачам активного ультразвукового мониторинга тонкостенных металлических конструкций. Переизлучение в обратном направлении инвертированного по времени сигнала осуществляется с использованием компьютерной модели, разработанной на основе полуаналитического интегрального подхода. Экспериментальная проверка предлагаемого алгоритма осуществляется на алюминиевых образцах, возбуждаемых пленочными пьезоактивными элементами. Полученные результаты подтверждают возможность достоверного определения положения и размера области приложения нагрузки и локальной неоднородности, используя относительно небольшое количество точек измерения сигналов на поверхности образца.

Ключевые слова: ультразвуковой волновой мониторинг, метод обращения волн, локализация неоднородностей.

DOI: 10.7868/S0320791917050057

ВВЕДЕНИЕ

Благодаря высокой чувствительности к локальным изменениям геометрии и упругих свойств материала бегущие упругие волны, в частности волны Лэмба, широко применяются в системах ультразвукового неразрушающего контроля и мониторинга состояния тонкостенных инженерных конструкций для обнаружения повреждений [1, 2]. При взаимодействии диагностирующего волнового сигнала с препятствиями различного типа генерируется рассеянное волновое поле, которое регистрируется набором встроенных или поверхностных сенсоров. Принятые сигналы содержат информацию о дефектах, которая может быть использована для их обнаружения и локализации, например, по времени прихода отраженных волн и их дисперсионным характеристикам.

Наряду с обнаружением дефекта большой интерес представляет приближенная оценка его размеров, позволяющая судить о степени опасности обнаруженного повреждения. Для решения данной задачи требуется большое количество активных пьезопреобразователей [3], что приводит к значительному загромождению конструкции проводными соединениями, необходимыми для под-

вода электрического напряжения к каждому из актуаторов. Современные пассивные сенсоры, например, оптоволоконные [4] или нанокompозитные [5], обладая столь же высокой чувствительностью к упругим волнам, как и активные пьезоэлементы, не требуют большого числа соединительных элементов. Поэтому актуальным для развития систем ультразвукового мониторинга является изучение возможности уменьшения количества активных излучателей и замены их части пассивными сенсорами без существенной потери точности и надежности определения параметров дефектов [6].

Одним из возможных путей достижения данной цели является метод обращения времени (time-reversal method [7]), известный также в отечественной литературе как метод обращения волн [8]. Сочетая относительную простоту реализации и физическую наглядность получаемых результатов, он получил широкое распространение для решения обратных задач волновой динамики в геофизике, акустике океана и ультразвуковом неразрушающем контроле [9–12]. Его основой является инвариантность волнового оператора относительно замены времени t на $-t$ в случае среды без внутреннего трения. Это позволяет

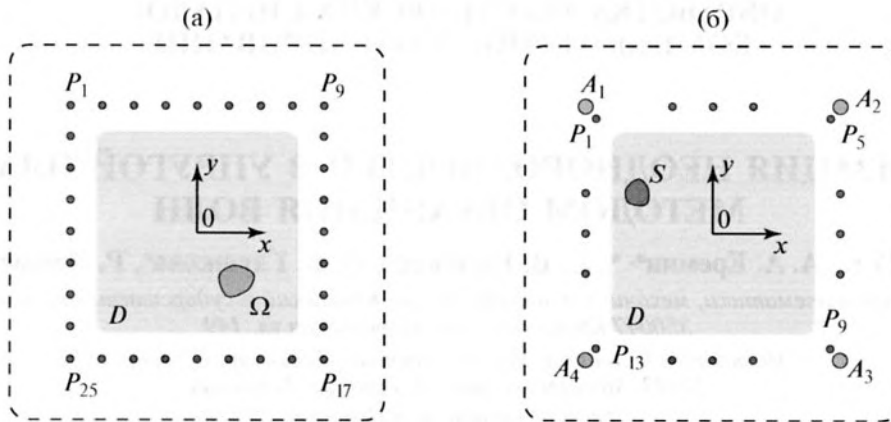


Рис. 1. Геометрия рассматриваемых задач: (а) локализация пьезоактивного элемента Ω , (б) определение положения и размеров неоднородности S .

сфокусировать волновое поле в окрестности локализованного источника колебаний, переизлучая принятые сигналы в обратном направлении. При этом искомыми источниками могут быть как пьезоактуаторы или ударные воздействия, так и локальные дефекты, переотражающие зондирующие сигналы. При физической реализации метода обращения волн информации о механических свойствах и геометрии конструкции не требуется, а для определения положения исходного источника колебаний достаточно измерить возникающие нестационарные волновые поля на поверхности объекта, используя, например, бесконтактные оптические или акустические датчики [10, 13, 14].

В случае, когда физическое переизлучение не представляется возможным (например, в задачах сейсмологии) или когда объектом диагностики является труднодоступный участок исследуемой тонкостенной конструкции, распространение обращенных волн и их фокусировка в окрестности искомого источника может быть рассчитана с помощью компьютерных моделей, для которых регистрируемые сенсорами сигналы служат входными данными [15, 16]. Для эффективной реализации данного подхода наряду с экспериментальными данными необходимы малозатратные компьютерные программы для расчета упругих колебаний инженерных конструкций с учетом их геометрии, возможной анизотропии упругих свойств материалов, внешних полей (например, температуры) и других факторов, влияющих на волновые характеристики.

В данной статье рассматривается реализация метода обращения волн для тонкостенных конструкций из изотропных материалов с использованием компьютерной модели, разработанной на основе полуаналитического интегрального подхода [17, 18], обеспечивающего возможность детального анализа волновой структуры решения и высокую численную эффективность. Входными

данными служат вертикальные компоненты скорости смещения точек поверхности образца, измеренные с помощью лазерной доплеровской виброметрии, что, учитывая отсутствие физического переизлучения сигнала в точках его бесконтактной регистрации лучом лазера, можно рассматривать в качестве аналога сети пассивных сенсоров. Следует отметить, что, опираясь на аналогичные полуаналитические модели, разработанные для слоистых анизотропных волноводов [19], метод может быть использован и для локализации ударных повреждений и дефектов в волокноармированных композитах, для которых характерна анизотропия упругих свойств, обуславливающая вариацию скорости бегущих волн в зависимости от направления распространения. Предварительные результаты подтверждают возможность его успешной реализации и для таких структур [20].

В настоящей статье после краткого изложения математической модели и предлагаемого алгоритма численного обращения волн дается описание экспериментальной методики, а затем обсуждаются результаты экспериментальной верификации алгоритма на алюминиевых образцах, возбуждаемых пленочными пьезоактивными элементами, с дефектами в виде поверхностных неоднородностей.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассматриваются нестационарные колебания $\mathbf{u}(x, t) = \{u_x, u_y, u_z\} = \{u_1, u_2, u_3\}$ свободного упругого изотропного слоя, занимающего в декартовой системе координат $\mathbf{x} = (x, y, z) = (x_1, x_2, x_3)$ область $|x|, |y| < \infty, -H < z < 0$. Здесь и далее используются обозначения работы [18]. Источником колебаний служит поверхностная нагрузка $\mathbf{q}(x, y, 0, t) = \{q_1, q_2, q_3\}$, локализованная в некоторой области

Ω (рис. 1а). Для пленочного пьезоактивного элемента вектор-функция $\mathbf{q}(\mathbf{x}, t)$ описывает нестационарные контактные напряжения между упругой подложкой и актуатором. Внутренние или поверхностные неоднородности, в случае их наличия, занимают многосвязную область, проекция которой на плоскость $z = 0$ обозначена как S (рис. 1б). Расположение центра \mathbf{x}_0 , форма и характерные размеры (например, диаметр d) областей Ω и S , вообще говоря, неизвестны.

Предполагается, что для некоторого конечного набора точек $P_j, j = 1, 2, \dots, N$ на поверхности $z = 0$ измерены вертикальные компоненты скорости смещений $v_{z,j}(t) = v_z(P_j, t) = \dot{u}_z(P_j, t), t \in [0, T]$. В силу свойства временной и пространственной взаимности для линейно-упругих волноводов, после одновременного переизлучения из точек P_j сигналов $v_{z,j}(t)$, предварительно обращенных по времени, результирующее волновое поле $\hat{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t)$ фокусируется в окрестности исходных источников колебаний, которыми могут быть как актуаторы, так и дефекты, рассеивающие зондирующие волновые посылки. Это дает возможность локализовать области Ω и S и приближенно определить их характерные размеры.

Процесс обращения времени удобно рассматривать в частотной области, оперируя спектрами принятых сигналов: $v_{z,j}(\omega) = \mathcal{F}_t[v_{z,j}(t)]$, где \mathcal{F}_t – преобразование Фурье по времени, $\omega = 2\pi fH/c_s$ – безразмерная круговая частота, f – размерная частота, c_s – скорость объемных поперечных волн (S-волн) в материале. При этом обращению сигнала во времени соответствует комплексное сопряжение его спектра, обозначаемое далее символом “*”: $v_{z,j}(\omega) \rightarrow v_{z,j}^*(\omega)$.

Спектр обращенного по времени волнового поля $\hat{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t)$ складывается из спектров волн $\hat{\mathbf{u}}_j(\mathbf{x}, t)$, возбуждаемых в точках приема P_j вертикальными точечными нагрузками $\mathbf{q}_j(\mathbf{x}, t) = \{0, 0, f_j(t)\delta(\mathbf{x} - P_j)\}$, зависимость которых от времени $f_j(t)$ обратна зависимости регистрируемых скоростей смещения поверхности $v_{z,j}(t)$:

$$\hat{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, \omega) = F_t[\hat{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t)] = \sum_{j=1}^N \hat{\mathbf{u}}_j(\mathbf{x}, \omega). \quad (1)$$

В рамках полуаналитического интегрального подхода спектры обращенных волновых полей $\hat{\mathbf{u}}_j(\mathbf{x}, \omega)$ выражаются в виде свертки матрицы Грина рассматриваемого волновода $k(\mathbf{x}, \omega)$ и поверх-

ностной нагрузки $\mathbf{q}_j(\mathbf{x}, \omega)$ по области ее приложения A :

$$\hat{\mathbf{u}}_j(\mathbf{x}, \omega) = \iint_A k(\mathbf{x} - \xi, \omega) \mathbf{q}_j(\xi, \omega) d\xi. \quad (2)$$

Так как в точках приема регистрируется не напряжение, а скорость смещения поверхности $v_{z,j}(t)$, поверхностные нагрузки \mathbf{q}_j , необходимые для использования представления (2), формально неизвестны. Поэтому, наряду с оценкой возможности получения надежных результатов при использовании сравнительно небольшого числа пассивных сенсоров, еще одной целью работы являлась практическая проверка возможности использования измеренных смещений поверхности в качестве входных напряжений в соотношении (2). Предполагается, что зависимость амплитуды точечных напряжений совпадает с обращенной по времени амплитудой смещений: $u_z(P_j, T - t)$. В соответствии со свойством комплексной сопряженности спектров обращенных сигналов, частотный спектр нагрузки, прикладываемой в точке P_j для генерации обращенного волнового поля $\hat{\mathbf{u}}_j$, задается функцией $f_j(\omega) = v_{z,j}^*(\omega)/\omega$. Соответственно, $\hat{\mathbf{u}}_j(\mathbf{x}, \omega) = \{k_{13}, k_{23}, k_{33}\} f_j(\omega)$, где k_{13} , k_{23} и k_{33} – элементы третьего столбца матрицы Грина. С учетом того, что в частотном диапазоне до первой частоты отсечки свободного волновода распространяются только две бегущие волны Лэмба, описываемые симметричной и антисимметричной модами S_0 и A_0 , справедливо следующее приближенное представление для радиальных и вертикальных компонент поля смещений в цилиндрических координатах $\hat{\mathbf{u}}_j(x, \omega) = \{u_{r,j}, u_{z,j}\}$ [18]:

$$\begin{aligned} \hat{u}_{r,j} &\approx \sum_{n=1}^2 f_j a_n^{(1)}(z) H_1^{(1)}(\zeta_n r), \\ \hat{u}_{z,j} &\approx \sum_{n=1}^2 f_j a_n^{(2)}(z) H_0^{(1)}(\zeta_n r), \end{aligned} \quad (3)$$

$$a_n = \{a_n^{(1)}, a_n^{(2)}\} = -\{i\zeta_n P_n(z), R_n(z)\} \zeta_n / 2.$$

Здесь ζ_1, ζ_2 – вещественные полюса Фурье-символа матрицы Грина $K(\alpha_1, \alpha_2, z) = \mathcal{F}_{xy}[k(x)]$, дающие при замене интегрального представления суммой вычетов моды S_0 и A_0 , $P_n(z)$ и $R_n(z)$ – вычеты элементов K_{13} и K_{33} матрицы K в данных полюсах, $H_0^{(1)}, H_1^{(1)}$ – цилиндрические функции Ханкеля. Вид элементов матрицы K для свободного упругого слоя, определяющих собственные формы мод Лэмба \mathbf{a}_n , приводится, например, в работах [18, 21].

В рассматриваемом частотном диапазоне вклад фундаментальной антисимметричной вол-

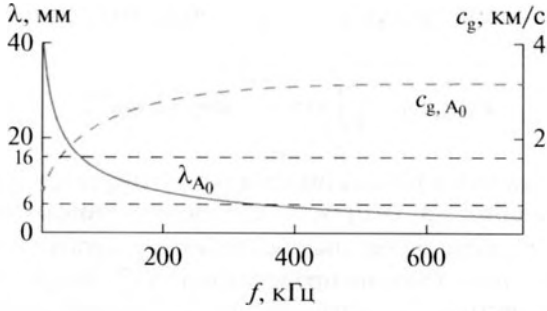


Рис. 2. Частотная зависимость длины волны моды A_0 (сплошная линия) и ее групповой скорости (пунктирная линия) для алюминиевой пластины толщиной 2 мм.

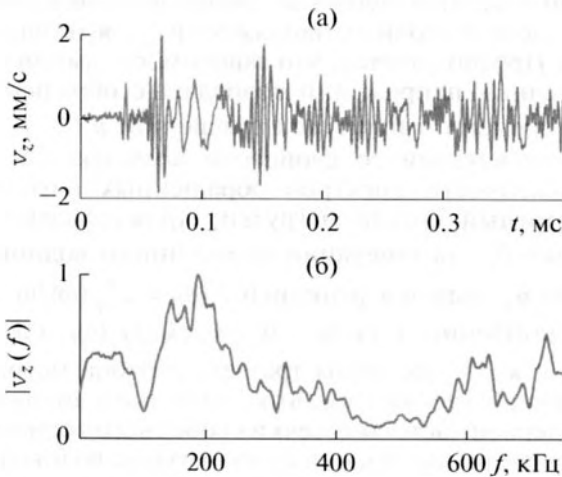


Рис. 3. Возбуждаемый актуатором Ω нестационарный сигнал, измеренный в точке P_{17} (а), и его спектр (б).

ны Лэмба в вертикальную компоненту колебаний $v_{z,j}(t)$ является преобладающим (см., например, рис. 3 в работе [18] или описание рис. За данной статьи), поэтому в компьютерной модели учитывалось только второе слагаемое соотношения (3), соответствующее данной моде. Дисперсионные характеристики моды A_0 для рассматриваемых образцов приведены на рис. 2.

Для оценки степени локализации колебаний в точке \mathbf{x} поверхности образца вводится величина максимальной амплитуды обращенной волны Δ_0 в текущей точке \mathbf{x} , нормированная на ее максимальное значение на всей поверхности образца Δ_1 [22]: $\Delta(\mathbf{x}) = \Delta_0(\mathbf{x})/\Delta_1$, $\mathbf{x} \in D$, где $\Delta_0(\mathbf{x}) = \max_{t \in [-T, 0]} |\mathcal{F}_t^{-1}[\hat{v}_z(\mathbf{x}, \omega)]|$, $\Delta_1 = \max_{\mathbf{x} \in D} \Delta_0(\mathbf{x})$; символом \mathcal{F}_t^{-1} обозначено обратное преобразование Фурье из частотной области во временную, $\hat{v}_z(\mathbf{x}, \omega)$ — вертикальная компонента гармонического поля скоростей, рассчитанного в рамках описанной выше полуаналитической модели, D — уча-

сток поверхности образца, в котором предполагается наличие источника колебаний или неоднородности (рис. 1). Точка $\tilde{\mathbf{x}}$, в которой достигается максимум Δ_1 , является центром фокусировки обращенных волн; она принимается за центр области расположения искомого источника колебаний $\tilde{\Omega}$ (здесь и далее символ “ \sim ” служит для обозначения характеристик источника колебаний и неоднородности, полученных с использованием метода обращения волн). В качестве приближенной оценки формы данной области рассматривается окрестность точки $\tilde{\mathbf{x}}$, в которой $\Delta(\mathbf{x}) \geq 0.5$, т.е. амплитуда фокусировки обращенных волн больше порогового значения, равного половине максимального значения $\Delta(\mathbf{x})$ или уровню -6 дБ [22, 23].

При наличии в образце неоднородностей (дефектов) волновое поле \mathbf{u} складывается из прямого поля источника в неповрежденной конструкции \mathbf{u}_0 и рассеянного дефектами волнового поля \mathbf{u}_{sc} : $\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 + \mathbf{u}_{sc}$. Предполагается, что эталонный сигнал \mathbf{u}_0 был получен на начальном этапе эксплуатации сети актуаторов/сенсоров после их интеграции в конструкцию без повреждений. Для обнаружения и локализации дефектов, являющихся вторичными излучателями, генерирующими поле \mathbf{u}_{sc} , сигналы, соответствующие прямому полю зондирующих источников \mathbf{u}_0 , вычитаются из измеренных, т.е. входные сигналы для расчета обращенных волновых полей задаются в виде

$$f_j(\omega) = u_z^*(P_j, \omega) - u_{0,z}^*(P_j, \omega).$$

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Экспериментальная апробация развиваемого подхода осуществлялась на алюминиевых пластинах размером $500 \times 500 \times 2$ мм (модуль Юнга $E = 70$ ГПа, коэффициент Пуассона $\mu = 0.34$). К поверхности образцов были приклеены круглые пленочные пьезоактивные элементы диаметром 6 и 16 мм и толщиной 0.25 мм. У данных пьезоактуаторов нижний электрод частично выведен на дневную поверхность (см. вставку на рис. 5). На образцах, предназначенных для определения положения и размеров локальной неоднородности (дефекта), в качестве источников использовались пьезоактуаторы большего размера — 16 мм, а искомым дефектом служил установленный на пластину цилиндр диаметром 15 мм и массой 50 г. Схематичное изображение экспериментальных образцов для обеих задач приводится на рис. 1а и 1б.

На пьезоактуаторы подавалось предварительное усиленное электрическое напряжение в виде тональных посылок в форме прямоугольного импульса длины t_p (широкополосный сигнал) или

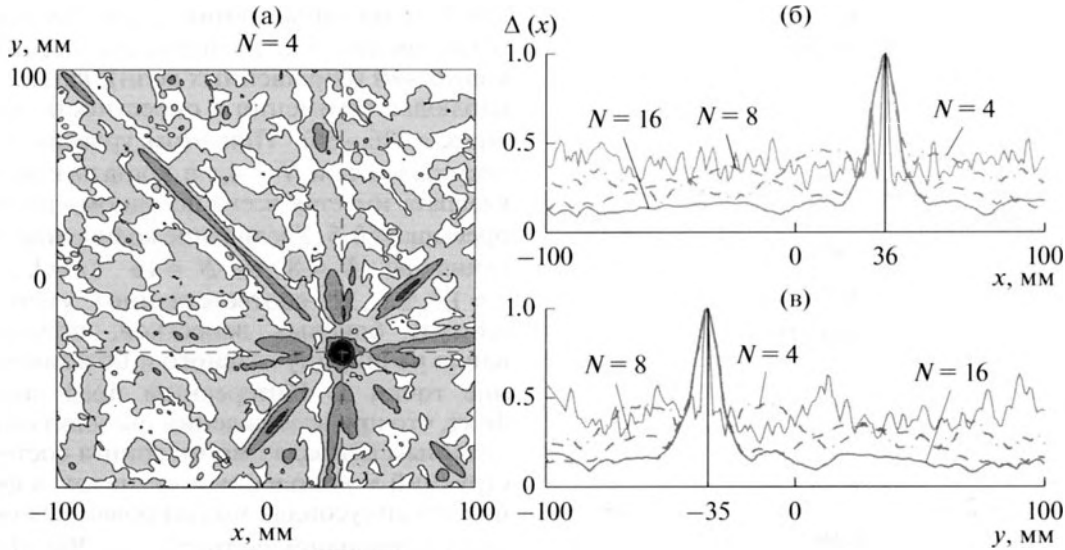


Рис. 4. (а) Линии уровня функции $\Delta(x)$, указывающие на фокусировку обращенных волн в окрестности реального положения источника; (б) и (в) графики $\Delta(x)$ соответственно вдоль горизонтального и вертикального сечений через центр локализации (пунктирные линии на рис. 4а), полученные для различного числа пассивных сенсоров N .

нескольких циклов синусоиды, модулированных окном Ханна, спектр которых сконцентрирован в окрестности центральной частоты окна f_c . Измерение вертикальной компоненты скорости смещения в выбранных точках поверхности образца проводилось с помощью сканирующего лазерного доплеровского виброметра [24].

Для моделирования разреженной сети пассивных сенсоров измерения проводились в ограниченном наборе точек P_j , $j = 1, \dots, N$, расположенных по сторонам квадрата 300×300 мм с центром в начале координат. На рис. 1 точки измерения показаны закрашенными окружностями малого радиуса. В случае области прямоугольной формы такая расстановка сенсоров является оптимальной для обнаружения повреждений [25]. Нумерация точек идет по часовой стрелке, начиная с левой верхней. Для улучшения соотношения сигнал–шум измерения колебаний в каждой из точек проводились не менее 32 раз и далее усреднялись. Кроме того, к полученным результатам применялся фильтр нижних частот с частотой отсечки 1 МГц. На рис. 1б для задачи о локализации неоднородности окружности большего радиуса точки A_i , ($i = 1 \dots 4$), указывают положения источников (пленочных пьезоактуаторов), генерирующих зондирующее поле u_0 .

На рис. 3а приводится пример сигнала $v_{z,j}(t)$, измеренного в точке P_{17} для пластины без дефектов, который после обращения по времени использовался в качестве входного для численного моделирования обращенных волн. Источником колебаний служил большой пьезоактуатор, воз-

буждаемый прямоугольным импульсом длительности $t_p = 2$ мкс. Первый волновой пакет малой амплитуды соответствует симметричной моде S_0 , следующие пакеты различной длительности – антисимметричной моде A_0 , идущей непосредственно от источника (прямое поле u_0 наблюдается приблизительно до времени $t = 0.15$ мс), а также ее многочисленным переотражениям от границ образца. На рис. 3б показан спектр данного сигнала до первой частоты отсечки. Для него характерно чередование локальных максимумов

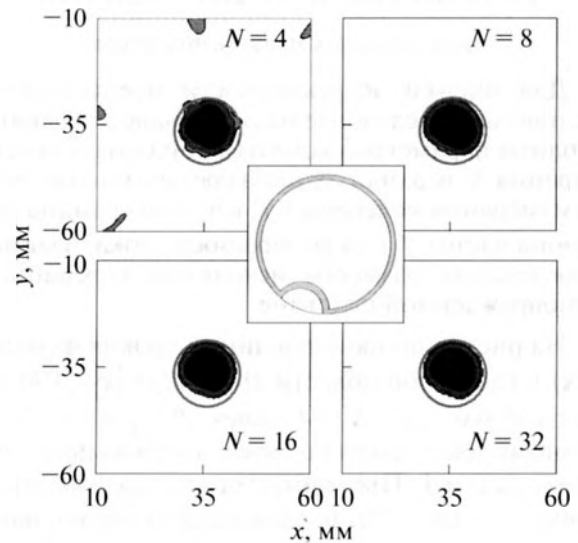


Рис. 5. Восстановленные формы источника (области приложения нагрузки) при различных значениях N .

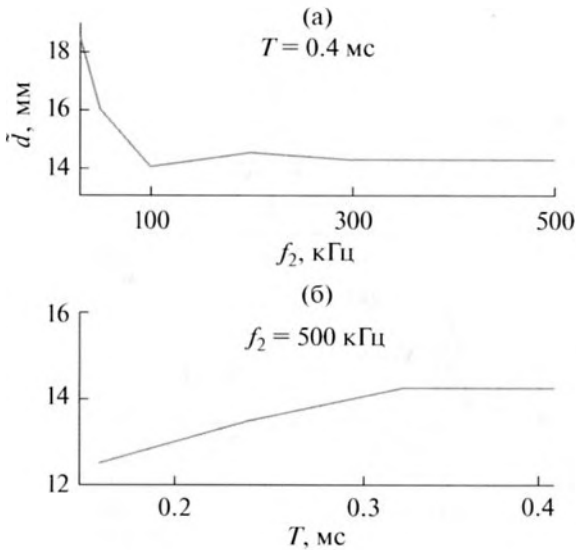


Рис. 6. Влияние параметров f_2 (а) и T (б) на получаемую величину характерного диаметра источника \bar{d} при $N = 8$; реальный размер $d = 16$.

и минимумов, типичное для используемых актуаторов [18, 26].

При решении задачи об определении положения и размеров искусственной неоднородности S измерения производились в два этапа. На первом этапе в точках P_j измерялись колебания в образце без дефекта, возбуждаемые каждым из актуаторов A_i по отдельности, формируя базу эталонных сигналов. Далее на образец устанавливался поверхностный дефект, и измерения проводились вновь.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Локализация пьезоактуатора

Для оценки эффективности предложенного алгоритма предварительно изучалось влияние входных параметров задачи (количество точек измерения N , верхняя граница временного интервала измерения колебаний T , верхняя граница диапазона частот f_2) на возможность локализации и определения размеров источника колебаний в неповрежденной пластине.

На рис. 4а приводятся линии уровня функции $\Delta(x)$ в расчетной области $D = \{(x, y): |x| < 100 \text{ мм}, |y| < 100 \text{ мм}\}$ для $N = 4$ точек P_j ($j = 1, 9, 17, 25$), черному цвету соответствует максимальное значение $\Delta(x) = 1$. Пьезоактуатор, расположенный в точке $x_0 = (36, -35)$, возбуждался прямоугольным импульсом длительности $t_p = 2$ мкс, $T = 0.4$ мс, $f_2 = 500$ кГц. Из рис. 4а и приведенных на рис. 4б, 4в графиков сечений данной поверхности

вдоль пунктирных линий, параллельных осям Ox и Oy , видно, что локализация переизлученных колебаний (обращенных волн), как и ожидалось, наблюдается именно в окрестности данной точки: $\bar{x} = (36, -36)$. При этом уровень боковых лепестков уже при $N = 4$, т.е. когда на каждой стороне квадрата имеется всего по одному приемнику, не превышает 0.5. Увеличение количества точек измерения до $N = 8$ и $N = 16$ ($j = 1, 5, 9, \dots, 29$ и $j = 1, 3, 5, \dots, 31$ соответственно) уменьшает амплитуду боковых лепестков, практически не влияя на ширину главного и не изменяя положение точки \bar{x} . Интересным представляется тот факт, что при возбуждении пьезоактуатора традиционным для задач мониторинга состояния конструкций узкополосным сигналом в форме пяти циклов синусоиды, модулированных окном Ханна с центральной частотой $f_c = 200$ кГц, ширина главного лепестка существенно уменьшается (тонкие сплошные линии на рис. 4б и 4в, $N = 8$). Последнее обстоятельство указывает на важность учета низких частот при восстановлении формы и размеров области приложения нагрузки. Необходимо также отметить, что при выбранном значении интервала измерений T все входные сигналы для алгоритма обращения волн содержат многочисленные переотражения от границ образца, которые никаким специальным образом не отфильтровывались. Тем не менее, данное обстоятельство не мешает фокусировке переизлученных волновых полей именно в окрестности исходного источника колебаний.

Вид областей, в которых $\Delta(x) \geq 0.5$, для различных N приводится на рис. 5. Окружностью на каждом из них показано реальное положение и размеры пленочного пьезоэлемента. Видно, что получаемые с помощью критерия “-6 дБ”, размеры области приложения нагрузки несколько отличаются от площади актуатора в меньшую сторону. Данное отклонение объясняется уменьшением амплитуды колебаний в окрестности выхода электрода пьезоэлемента с нижней поверхности на дневную (см. вставку в центре рис. 5, ориентация электрода такая же, как и на экспериментальном образце). Видно, что отклонение восстановленных областей от круглой формы наблюдается именно возле электрода. Кроме того, начиная с $N = 8$ характерный диаметр \bar{d} данных областей практически не меняется.

Точность локализации и оценки размеров и формы источника или рассеивателя, естественно, зависит не только от числа сенсоров N , но и от ширины спектра зондирующего сигнала $[f_1, f_2]$, длительности измеренных сигналов T и др. В качестве примера на рис. 6 показано влияние параметров T и f_2 на диаметр \bar{d} восстановленной области $\bar{\Omega}$ при фиксированном $N = 8$. Как и

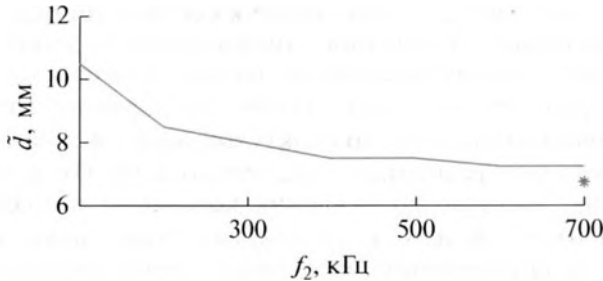


Рис. 7. Влияние параметра f_2 на характерный диаметр \tilde{d} , полученный при $N = 8$ для пьезоактуатора меньшего диаметра $d = 6$ мм; звездочкой отмечено значение $\tilde{d} = 6.75$ мм, полученное при $N = 16$ и $f_2 = 700$ кГц.

ожидалось, при уменьшении верхней границы частотного диапазона f_2 и, соответственно, увеличении минимальной длины волны диагностирующего сигнала происходит рост \tilde{d} , приводящий к завышенным оценкам размера области приложения нагрузки. При уменьшении времени T для низких частот в спектре сигналов $v_{j,z}(x,t)$ уменьшается, результатом чего являются заниженные оценки для \tilde{d} (ср. со случаем узкополосного сигнала, не содержащего низких частот – тонкие сплошные линии на рис. 4б и 4в).

В качестве дополнительной иллюстрации влияния параметра f_2 на разрешающую способность метода на рис. 7 показаны результаты определения размера области приложения нагрузки в случае актуатора диаметром 6 мм. Видно, что даже

при выборе частотного диапазона, содержащего волны, длины которых значительно меньше размеров актуатора (см. рис. 3), получаемые оценки \tilde{d} являются завышенными. Объяснить такое поведение $\tilde{d}(f_2)$ можно тем, что максимальное разрешение метода достигается в центре области [27], совпадающем с началом координат, а пьезоактуатор находится на существенном расстоянии от него: $x_0 = (-46.5, -60.5)$. Кроме того, из-за относительно небольших размеров экспериментального образца все точки P_j левой стороны квадрата расположены на незначительном (не более 30 мм) расстоянии от границы пластины, что приводит к почти полному наложению отраженной моды A_0 на сигнал, приходящий непосредственно от источника. В то же время при увеличении N до 16 завышенная оценка уменьшается до $\tilde{d} = 6.75$ мм (соответствующий результат отмечен на рис. 7 звездочкой). При этом восстановленное значение центра области приложения нагрузки \tilde{x} полностью совпадает с x_0 как для $N = 8$, так и для $N = 16$.

Локализация дефекта

Во второй задаче о локализации и определении размеров неоднородности рассматривалась следующая расчетная область $D = \{(x, y): |x| < 130 \text{ мм}, |y| < 130 \text{ мм}\}$. На пьезоактуаторы $A_1 - A_4$ подавался прямоугольный импульс длительностью $t_p = 2$ мкс, а переизлучение осуществлялось из $N = 8$ точек P_j ($j = 1, 3, 5, \dots, 15$; рис. 16); $f_2 = 450$ кГц, $T = 0.7$ мс. Такой выбор f_2 обусловлен малой амплитудой

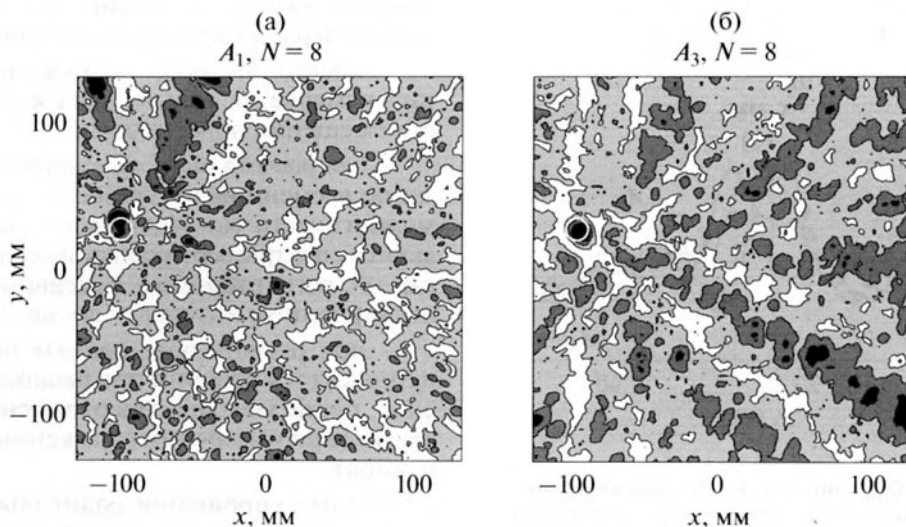


Рис. 8. Линии уровня функции $\Delta(x)$ для задачи о локализации неоднородности: (а) источником является актуатор A_1 , (б) актуатор A_3 . Реальное положение и размер дефекта показаны окружностью.

Влияние количества N точек P_j на локализацию колебаний в окрестности неоднородности. Все значения даются в миллиметрах

Актуатор	$N = 8$	$N = 12$
A_1	$\bar{x} = (-102, 35), \bar{d} = 18$	$\bar{x} = (-102, 35), \bar{d} = 17$
A_2	$\bar{x} = (-98, 32), \bar{d} = 17$	$\bar{x} = (-98, 29), \bar{d} = 17$
A_3	$\bar{x} = (-98, 24), \bar{d} = 17$	$\bar{x} = (-97, 24), \bar{d} = 16$
A_4	$\bar{x} = (-102, 24), \bar{d} = 17$	$\bar{x} = (-102, 24), \bar{d} = 16$

спектра сигналов $v_{z,jsc}$ при $f > 400$ кГц для всех точек P_j . Длина интервала измерений T была увеличена для учета сигналов, приносимых отраженными волнами от точек P_j , расположенных на значительном удалении от дефекта.

На рис. 8 представлены линии уровня функции $\Delta(x)$, рассчитанные для двух случаев расположения источника: ближайший к неоднородности актуатор A_1 (рис. 8а) и самый отдаленный пьезоэлемент A_3 (рис. 8б). В обоих случаях они явно указывают на локализацию переизлученных волновых полей в окрестности препятствия. В то же время максимум $\Delta(x)$ достигается не в точке реального положения центра цилиндрического препятствия $x_0 = (-100, 27)$, а в той части области

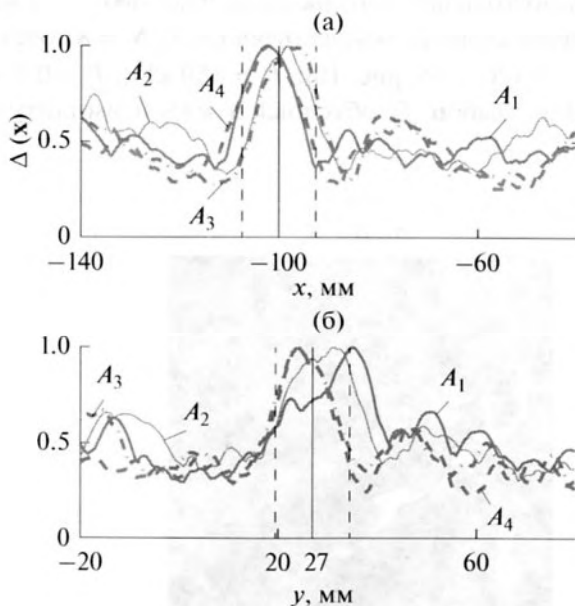


Рис. 9. Сечения функции $\Delta(x)$ вдоль прямых, проходящих через точку ее максимума \bar{x} параллельно осям Ox (а) или Oy (б), рассчитанные для каждого из четырех положений источника A_i . Вертикальными сплошными линиями показан центр препятствия, пунктирными – его границы.

S , которая находится ближе к соответствующему актуатору. Наглядной иллюстрацией данного факта служат показанные на рис. 9 сечения поверхности $\Delta(x)$ вдоль линий, проходящих через точки \bar{x} (для каждого из актуаторов A_1 – A_4 они получились разными) параллельно осям Ox и Oy . Так, в случае возбуждения колебаний пьезоэлементами A_1 или A_4 , лежащими левее точки x_0 , первая координата восстановленного центра неоднородности \bar{x} также лежит левее соответствующего значения x_0 . Объяснить полученные результаты можно тем, что в переизлученном из точек P_j сигнале $\bar{u}(x, t)$ преобладает вклад поля, отраженного ближайшим к актуатору краем дефекта.

Несмотря на большую по сравнению со случаем локализации источника колебаний амплитуду боковых лепестков в сечениях $\Delta(x)$, определение размеров неоднородности по главному лепестку по-прежнему дает результаты, близкие к реальному размеру $d = 15$ мм (см. таблицу). При $N = 12$ помимо вершин квадрата на каждой его стороне брались первая и последняя точки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Известно [7], что для теоретически полного восстановления местоположения, размеров и формы источника или рассеивателя методом обращения времени требуется задание напряжений и перемещений на некоторой поверхности или линии (для поверхностных препятствий и волн), окружающей искомый излучатель. Проведенные численные и натурные эксперименты показали, что метод практически применим и при существенно меньшем объеме входной информации:

- сигналы регистрируются не на всей охватываемой излучателем линии, а в дискретном, довольно ограниченном наборе точек;
- вместо векторов напряжений и перемещений измеряется только одна компонента скорости смещения поверхности;
- для расчета волн, генерируемых отраженными по времени напряжениями, на вход численной модели вместо частотных спектров напряжений подаются спектры вертикальной компоненты перемещений, регистрируемых пассивными сенсорами в ограниченном интервале времени;
- при расчете отраженных по времени волн используется решение для бесконечного упругого слоя, т.е. не учитывается отражение от краев пластины (при измерении отраженные волны учитываются).

Данные упрощения радикально снижают затраты на реализацию метода для неразрушающего ультразвукового мониторинга бегущими волнами тонкостенных конструкций со встроенной сетью пассивных сенсоров с целью обнаружения

и оценки угрозы скрытых дефектов или ударных повреждений.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки РФ (проект № 9.1022.2017/4.6) и при совместной поддержке РФФИ и Администрации Краснодарского края (проект № 16-41-230744). Авторы также благодарят Фонд Александра фон Гумбольдта и Немецко-российский междисциплинарный научный центр (G-RISC) (проект № М-2015b-1) за возможность проведения совместных исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Giurgiutiu V.* Structural Health Monitoring with Piezoelectric Wafer Active Sensors, 2nd Edition. Oxford, UK: Elsevier Academic Press, 2014. 1024 p.
2. *Mitra M., Gopalakrishnan S.* Guided wave based structural health monitoring: A review // *Smart. Mater. Struct.* 2016. V. 25. 053001.
3. *Zhao X., Royer R.L., Owens S.E., Rose J.L.* Ultrasonic Lamb wave tomography in structural health monitoring // *Smart. Mater. Struct.* 2011. V. 20. 105002.
4. *Li F., Murayama H., Kageyama K., Shirai T.* Guided wave and damage detection in composite laminates using different fiber optic sensors // *Sensors.* 2009. V. 9. P. 4005–4021.
5. *Liu M., Zeng Z., Xu H., Su Z., Zhou L., Zhang Z.* A coat-able, lightweight nanocomposite sensor for *in-situ* acquisition of ultrasonic waves and its application to embeddable structural health monitoring // *Proceedings of the 8th European Workshop On Structural Health Monitoring (EWSHM 2016)*, Spain, Bilbao, July 5th–July 8th, 2016. 9 p.
6. *Wang C.H., Rose L.R.F.* Imaging damage using mixed passive and active sensors // *Key Eng. Mater.* 2013. V. 558. P. 244–251.
7. *Fink M.* Time reversal of ultrasonic fields – part I: basic principles // *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Control.* 1992. V. 39. P. 555–566.
8. *Зверев В.А.* Принцип акустического обращения волн и голография // *Акуст. журн.* 2004. Т. 50. С. 792–801.
9. *Fink M., Cassereau D., Derode A., Prada C., Roux P., Tanter M., Thomas J.-L., Wu F.* Time-reversed acoustics // *Rep. Prog. Phys.* 2000. V. 63. P. 1933–1995.
10. *Anderson B.E., Griffa M., Larmat C., Ulrich T.J., Johnson P.A.* Time reversal // *Acoust. Today.* 2008. V. 4. P. 5–16.
11. *Вировлянский В.А., Казарова А.Ю., Любавин Л.Я.* Фокусировка звуковых импульсов методом обращения времени на стокилометровых трассах в глубоком море // *Акуст. журн.* 2012. Т. 58. С. 723–732.
12. *Ciampa F., Meo M.* Impact detection in anisotropic materials using a time reversal approach // *Struct. Health Monit.* 2011. V. 11. P. 43–49.
13. *Fink M., Prada C.* Acoustic time-reversal mirrors // *Inverse Problems.* 2001. V. 17. P. 1–38.
14. *Синельников Е.Д., Сутин А.М., Сарвазян А.П.* Обращение времени в фокусирующих излучателях и приемниках ультразвука // *Акуст. журн.* 2010. Т. 56. С. 206–217.
15. *Wang C.H., Rose J.T., Chang F.-K.* A synthetic time-reversal imaging method for structural health monitoring // *Smart. Mater. Struct.* 2004. V. 13. P. 415–423.
16. *Зверев В.А., Коротин П.И., Стромков А.А.* Численное временное обращение волн // *Акуст. журн.* 2008. Т. 54. С. 69–76.
17. *Glushkov E.V., Glushkova N.V.* On the efficient implementation of the integral equation method in elastodynamics // *J. Comput. Acoust.* 2001. V. 9. P. 889–897.
18. *Glushkov E., Glushkova N., Lammering R., Eremin A., Neumann M.N.* Lamb wave excitation and propagation in elastic plates with surface obstacles: proper choice of central frequencies // *Smart. Mater. Struct.* 2011. V. 20. 015020.
19. *Glushkov E., Glushkova N., Eremin A.* Forced wave propagation and energy distribution in anisotropic laminate composites // *J. Acoust. Soc. Am.* 2011. V. 129. P. 2923–2934.
20. *Eremin A., Glushkov E., Glushkova N., Lammering R.* Analytically based time-reversal technique for damage localization and characterization in laminate composite structures // *Proceedings of the 8th European Workshop On Structural Health Monitoring (EWSHM 2016)*, Spain, Bilbao, July 5th–July 8th. 2016. 8 p.
21. *Глушков Е.В., Глушкова Н.В., Голуб М.В.* Блокирование бегущих волн и локализация энергии упругих колебаний при дифракции на трещине // *Акуст. журн.* 2006. Т. 52. С. 314–325.
22. *Park H.W.* Numerical simulation and investigation of the spatial focusing of time reversal A_0 Lamb wave mode using circular piezoelectric transducers collocated on a rectangular plate // *J. Sound. Vib.* 2013. V. 332. P. 2672–2687.
23. *Derode A., Tourin A., Fink M.* Time reversal versus phase conjugation in a multiple scattering environment // *Ultrasonics.* 2002. V. 40. P. 275–280.
24. *Pohl J., Mook G.* Laser-vibrometric analysis of propagation and interaction of Lamb waves in CFRP-plates // *CEAS Aeronaut. J.* 2013. V. 4. P. 77–85.
25. *Thiene M., Khodael Z.S., Aliabadi M.H.* Optimal sensor placement for maximum area coverage (MAC) for damage localization in composite structures // *Smart. Mater. Struct.* 2016. V. 25. 095037.
26. *Глушков Е.В., Глушкова Н.В., Зеemann В., Кваша О.В.* Возбуждение упругих волн в слое пьезокерамическими накладками // *Акуст. журн.* 2006. Т. 52. С. 470–479.
27. *Chan E., Rose L.R.F., Wang C.H.* An extended diffraction tomography method for quantifying structural damage using numerical Green's functions // *Ultrasonics.* 2015. V. 59. P. 1–13.