

**АКУСТИКА СТРУКТУРНО НЕОДНОРОДНЫХ
ТВЕРДЫХ СРЕД, ГЕОЛОГИЧЕСКАЯ АКУСТИКА**

УДК 534.231:534.16, 534.26

**АНАЛИЗ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ ДИНАМИКИ
АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ НА ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДОГО ТЕЛА**

© 2008 г. Ю. В. Житлухина, Д. В. Перов, А. Б. Ринкевич

Институт физики металлов УрО РАН

620041 Екатеринбург ГСП-170, ул. С. Ковалевской 18

E-mail: Julia;peroff;rin@imp.uran.ru

Поступила в редакцию 6.12.06 г.

В работе исследована пространственно-временная динамика акустического поля, создаваемого пьезоэлектрическим преобразователем в импульсном режиме. Для детектирования акустических полей использовался доплеровский лазерный интерферометр. Показано, что для наглядного отображения динамики импульсных процессов удобно использование картин мгновенных пространственных распределений поля в пределах области сканирования, наблюдение за которыми в последовательные моменты времени позволяет проследить изменения акустического поля, происходящие на временном масштабе, существенно меньшем периода ультразвуковой волны. В работе приведены экспериментальные данные, показывающие процесс распространения фазы вдоль границы образца в зависимости от времени. Они хорошо согласуются с теоретическими результатами, полученными с использованием различных методик расчета акустических полей и принятым законом распределения скалярного потенциала на поверхности излучателя. Показано, что скорость распространения фазы вдоль границы образца, в основном определяемая кривизной волнового фронта падающей на поверхность образца упругой волны, может значительно превышать скорость волны в неограниченной среде.

PACS: 43.35.Sx; 43.60.Lq

ВВЕДЕНИЕ

Развитие современных акустических методов в значительной степени базируется на глубоком изучении структуры акустических полей, усовершенствовании методов их анализа и расчета. Исследование локальных особенностей акустического поля, его пространственно-временной структуры является актуальной задачей физической акустики. Широко используемые на практике методы анализа акустических полей предполагают применение излучателей и приемников акустических волн, чувствительность и разрешающая способность которых часто ограничена длиной упругой волны. В то же время для получения объективной информации о тонкой структуре поля необходимо использовать устройства, способные работать в широкой полосе частот и обладающие возможностью измерять параметры поля на малых пространственных масштабах.

Лазерная ультразвуковая интерферометрия в полной мере удовлетворяет данным требованиям. Она является одним из наиболее перспективных способов исследования и визуализации распределений акустических полей в упругих средах [1]. Сбор данных бесконтактным способом в сочетании с высокой локальностью измерений, определяемой малым диаметром лазерного луча, который, как правило, много меньше, чем длина

акустической волны, позволяет получать необходимую информацию о пространственно-временной структуре акустического поля на масштабах, много меньших длины акустической волны, а также при наличии внутренних и поверхностных нарушений сплошности материала. Использование лазерной интерферометрии позволяет визуализировать распределение колебаний на поверхностях упругих тел в различные моменты времени, и фиксировать изменения, происходящие за времена, много меньшие периода колебаний. Таким образом, появляется возможность исследовать пространственно-временную динамику акустических полей на поверхностях контролируемых образцов, анализ которой, в частности, позволит получить информацию о взаимодействии упругих волн с микродефектами, расположенными внутри твердых тел.

Целью данной работы является исследование пространственно-временной структуры акустических полей на поверхностях твердых тел на основе данных, полученных с использованием ультразвукового лазерного интерферометра. Будет экспериментально измерена скорость распространения фазы колебаний акустического поля на поверхности металлических образцов, и эти результаты будут сопоставлены с расчетами, выполненными в предположении о различном рас-

пределении упругих смещений на поверхности излучателя. Эксперименты выполнены на металлических образцах с разной степенью микроповрежденности, а следовательно, с разными значениями скорости упругих волн.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

В данной работе рассмотрены результаты исследований акустических полей продольных упругих волн в металлических образцах, выполненных из жаропрочной стали 12Х1МФ в виде дисков диаметром 25 мм и толщиной 5 мм. Для возбуждения ультразвуковых колебаний использовались прямые преобразователи марки CLFS фирмы "Krautkraemer", резонансная частота которых равнялась 5 МГц, а диаметр пьезоэлектрической пластины – 5 мм. Зондирующий сигнал длительностью около 1 мкс подавался на преобразователь с дефектоскопа типа PCUS-10. Пьезоэлектрический излучатель располагался на одной из двух плоскопараллельных граней образца. На другой из них, которая была отполирована так, что средняя высота неровностей не превышала 4 мкм, осуществлялось детектирование акустических полей с использованием доплеровского лазерного интерферометра OFV-5000 фирмы "Polytec". Размеры зоны сканирования – 12 × 12 мм. Шаг сканирования составлял около 0.06 мм. Выходные сигналы интерферометра регистрировались и преобразовывались в код цифровым осциллографом LeCroy 9361, а затем передавались на персональный компьютер для последующей обработки. Подробное описание установки приведено в работе [2].

Программное обеспечение интерферометра предусматривает возможность представления полученной информации различными способами. Так с его помощью можно построить А-сканы – зависимости от времени колебательной скорости в той или иной точке на поверхности образца. Используя совокупность А-сканов, выбранных вдоль некоторого направления, получаем В-сканы, наглядно демонстрирующие картину волновых фронтов. Наконец, можно построить пространственные распределения величины колебательной скорости на поверхности исследуемого образца или в виде С-сканов, или – мгновенных распределений колебательной скорости. Их принципиальное различие заключается в том, что для "мгновенных" распределений данные получают во временном интервале, много меньшем периода колебаний, в то время как для получения разверток типа С используются временные интервалы, которые соизмеримы с периодом колебаний или больше него. Например, для резонансной частоты преобразователя 5 МГц, период упругих колебаний составляет 0.2 мкс. При этом типичный интервал времени, в течение которого

получают мгновенное распределение, составляет порядка 10–20 нс, а С-скан – 0.8–1 мкс. На рис. 1а и б показаны два мгновенных распределения колебательной скорости, полученные в моменты времени $t_1 = 1.8$ мкс и $t_2 = 2.09$ мкс, соответствующие второму эхоимпульсу. Развертка типа С, полученная для того же образца на интервале $t_3 = 1.21–2.24$ мкс, внутри которого лежат отсчеты времени для мгновенных распределений, и развертка типа А с отмеченными метками времени для точки поверхности с координатами $X = 1.3$ мм, $Y = 2$ мм, показаны на рис. 1в и г.

Изучая картины мгновенных состояний поля упругих смещений в различные моменты времени, можно получить детальную информацию о пространственно-временной структуре акустических полей. В частности, можно проследить динамику изменения фазы колебательного процесса на поверхности образца в различные моменты времени и оценить, таким образом, скорость распространения волнового фронта вдоль поверхности. На рис. 1 а и б отчетливо видны несколько концентрических окружностей, образующихся при пересечении поверхности детектирования волновыми фронтами ультразвукового пучка, которые соответствуют различным фазам колебательного процесса. Радиусы соответствующих окружностей с течением времени увеличиваются.

Картина расходящихся окружностей объясняется кривизной фронта акустической волны, распространяющейся в образце, что, в свою очередь, обусловлено конечными размерами излучателя. Профиль волнового пучка можно оценить, используя развертку типа В. Типичный В-скан показан на рис. 2. Здесь отчетливо заметны два волновых фронта, соответствующих первому импульсу, прошедшему через образец один раз, и второму импульсу, испытавшему последовательные отражения от двух поверхностей образца, т.е. прошедшему путь в три раза длиннее, чем первый. Видно, что волновые фронты пучков действительно обладают заметной кривизной.

СТРУКТУРА АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Перейдем к количественному описанию результатов эксперимента. Рассмотрим сначала упрощенную модель процесса образования видимых окружностей на изображениях мгновенных распределений колебательной скорости. Пусть возбуждаемая пьезоэлектрическим излучателем упругая волна со сферическим фронтом падает на плоскую поверхность твердого тела. Введем следующие обозначения: R_0 – радиус кривизны волнового фронта в момент достижения им плоскости детектирования; z_0 – координата оси z , соответствующая плоскости детектирования; r – радиус окружности, образующейся при пересече-

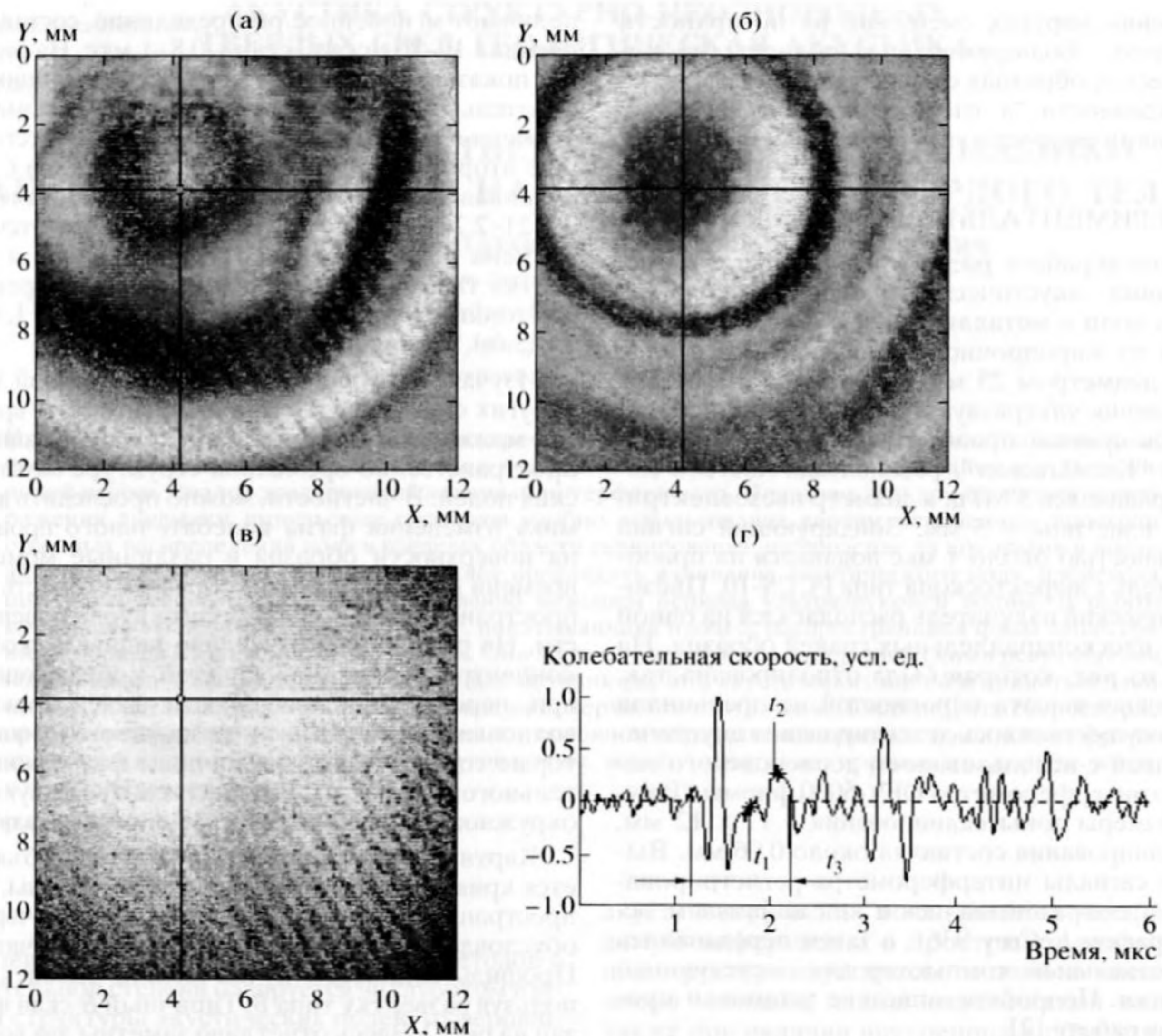


Рис. 1. Мгновенные распределения колебательной скорости, полученные для моментов времени $t_1 = 1.8$ мкс (а) и $t_2 = 2.09$ мкс (б); развертка типа С, полученная для интервала времени $t_3 = 1.21-2.24$ мкс (в); развертка типа А, для точки с координатами $X = 1.3$ мм, $Y = 2$ мм, с указанием используемых моментов времени.

нии поверхности детектирования волновым фронтом. Схема, иллюстрирующая процесс образования окружностей на мгновенных распределениях при распространении ультразвуковой волны в упругой среде, показана на рис. 3.

Предположим, что продольная акустическая волна распространяется в среде со скоростью c_l . Тогда волновой фронт преодолевает расстояние z_0 за время $\tau_0 = z_0/c_l$. В этот момент он касается плоскости детектирования, и его сечение плоскостью xOz , показанное на рис. 3, представляет собой окружность, определяемую уравнением

$$x^2 + (z + (R_0 - z_0))^2 = R_0^2. \quad (1)$$

При дальнейшем распространении волны в направлении оси z в некоторый момент времени $\tau^* > \tau_0$ точки соприкосновения волнового фронта с плоскостью детектирования образуют на ней

окружность радиуса r_0 . На рис. 3 для сечения волнового фронта плоскостью xOz данные точки соответствуют значениям координаты x равным $\pm r_0$.

Чтобы определить значение r_0 , перепишем уравнение (1) для момента времени τ^* :

$$x^2 + (z + (R_0 - z_0))^2 = (R_0 + (z^* - z_0))^2. \quad (2)$$

Введем обозначения $\xi = z^* - z_0$, $\tau = \tau^* - \tau_0$ и получим решение уравнения (2) при $z = z_0$ в виде

$$r_0(\xi) = \sqrt{\xi(2R_0 + \xi)} \quad (3)$$

или

$$r_0(\tau) = \sqrt{c_l \tau (2R_0 + c_l \tau)}. \quad (4)$$

Формулы (3) и (4) справедливы, соответственно, при $\xi \geq 0$ и $\tau \geq 0$.

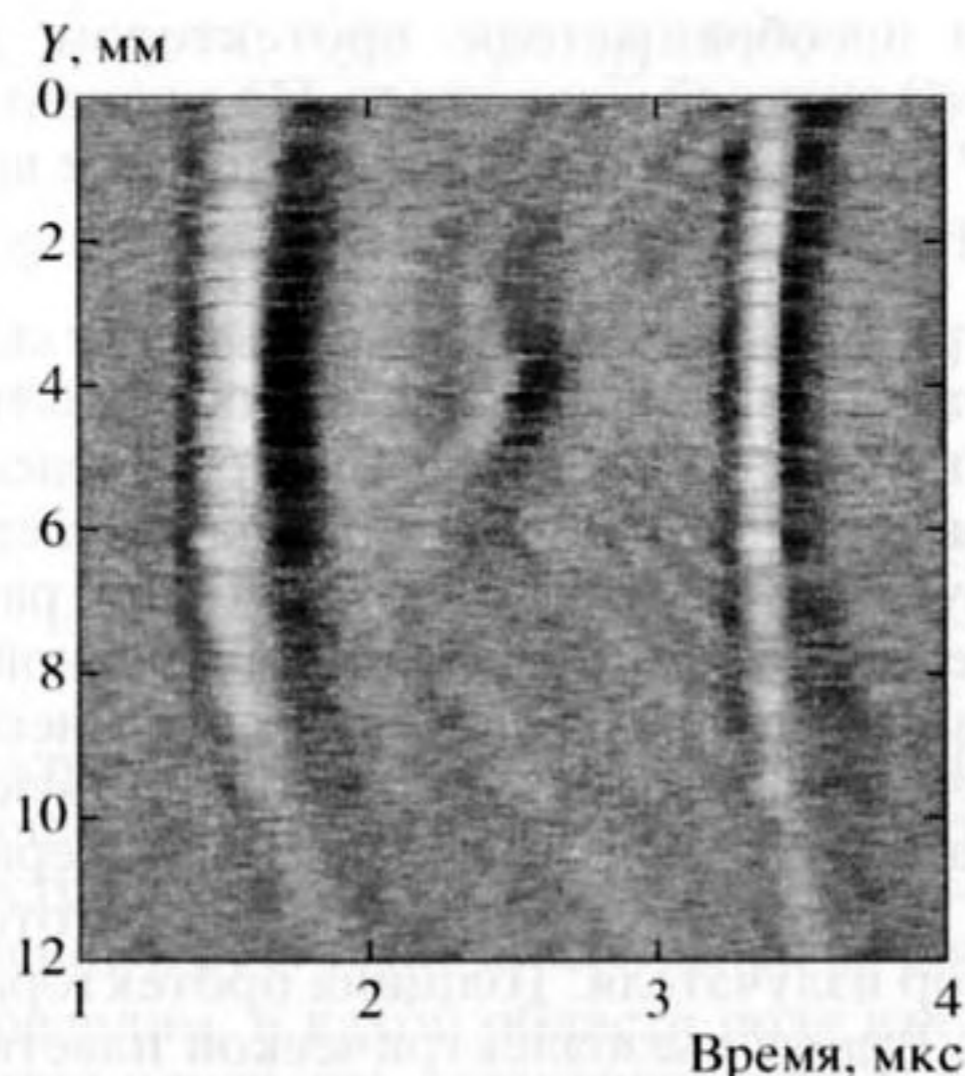


Рис. 2. Развертка типа В, построенная вдоль прямой $X = 5$ мм.

Найдем соотношение для скорости увеличения радиуса окружностей на плоскости детектирования c_0 . Используя (4), получим выражение

$$C = \frac{dr_0}{d\tau} = c_l \frac{R_0 + c_l \tau}{\sqrt{c_l \tau (2R_0 + c_l \tau)}} \quad (5)$$

Из рассмотренной выше модели можно корректно определить радиус кривизны волнового фронта R_0 только для точечного излучателя. В этом случае, очевидно, $R_0 = z_0$.

Очевидно, что при $\tau \ll R_0/c_l$ из уравнения (5) следует: $C \sim c_l / \sqrt{2c_l \tau / R_0}$, то есть $C \gg c_l$. При $R_0 = z_0 = 5$ мм, $c_l = 5.79$ км/с, $\tau_0 = z_0/c_l \approx 0.88$ мкс, $\tau^* = 1$ мкс из (5) получим, что $C \approx 12.3$ км/с. Заметим, что C – это скорость распространения некоторой фазы колебательного процесса вдоль поверхности образца. Энергия волнового процесса переносится в среде со скоростью c_l . Нет никакого противоречия в том, что скорость перемещения фазы процесса вдоль поверхности образца больше скорости распространения ультразвуковой волны. Этот факт аналогичен соотношению между фазовой и групповой скоростью некоторой моды волновода при рассмотрении картины парциальных волн [3, 4].

Далее рассмотрим более сложную модель описания волнового процесса, учитывающую конечный размер излучателя акустических волн и пространственное распределение поля на его апертуре. С этой целью мы будем использовать метод разложения по плоским волнам. Рассмотрим излучатель с круглой апертурой. Введем цилиндрическую систему координат (r, θ, z) , где ось z направлена по нормали к плоской поверхности образца, на которой расположен излучатель (см.

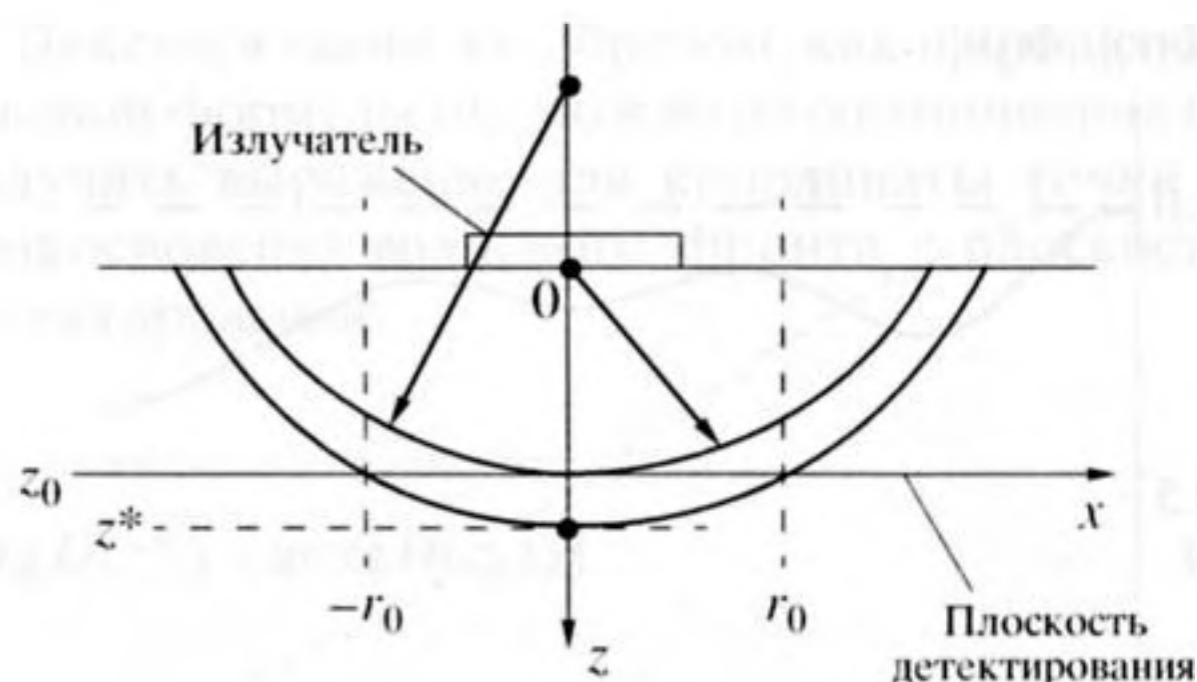


Рис. 3. Иллюстрация процесса образования окружностей на мгновенных распределениях.

рис. 3), r и θ – соответственно радиальная и угловая координаты, заданные в плоскости, перпендикулярной оси z . Будем полагать, что поле преобразователя осесимметрично, т.е. не зависит от координаты θ . Тогда решение волнового уравнения для скалярного потенциала $\varphi(r, z)$ может быть выражено с использованием обратного преобразования Фурье-Бесселя в виде [3]

$$\varphi(r, z) = \exp(-i\omega t) \int_0^\infty \Phi(k_r) \times \exp(iz\sqrt{k^2 - k_r^2}) J_0(k_r r) k_r dk_r, \quad (6)$$

где $\omega = 2\pi f$ – круговая частота, соответствующая частоте f , $k = \omega/c_l$ – волновое число продольной акустической волны, k_r – радиальное волновое число. Функция $\Phi(k_r)$ – результат применения прямого преобразования Фурье-Бесселя к скалярному потенциалу $\varphi(r, 0)$, заданному в плоскости расположения излучателя ($z = 0$):

$$\Phi(k_r) = \int_0^\infty \varphi(r, 0) J_0(k_r r) r dr. \quad (7)$$

Пусть пластина преобразователя колеблется в направлении оси z . Полагая, что радиус апертуры преобразователя r_a значительно превышает длину продольной акустической волны, будем пренебрегать эффектами трансформации продольных волн в поперечные на краях пластины преобразователя. Таким образом, будем полагать, что излучатель возбуждает в упругой среде продольные волны с отличными от нуля компонентами вектора смещений u_z и тензора упругих напряжений τ_{zz} . Тогда уравнение движения [3] будет иметь вид

$$\frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} = \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2}, \quad (8)$$

где ρ – плотность упругой среды.

Подставляя соотношение $u_z = (\nabla \varphi)_z$ в формулу (6) и используя уравнение (8), получим, что

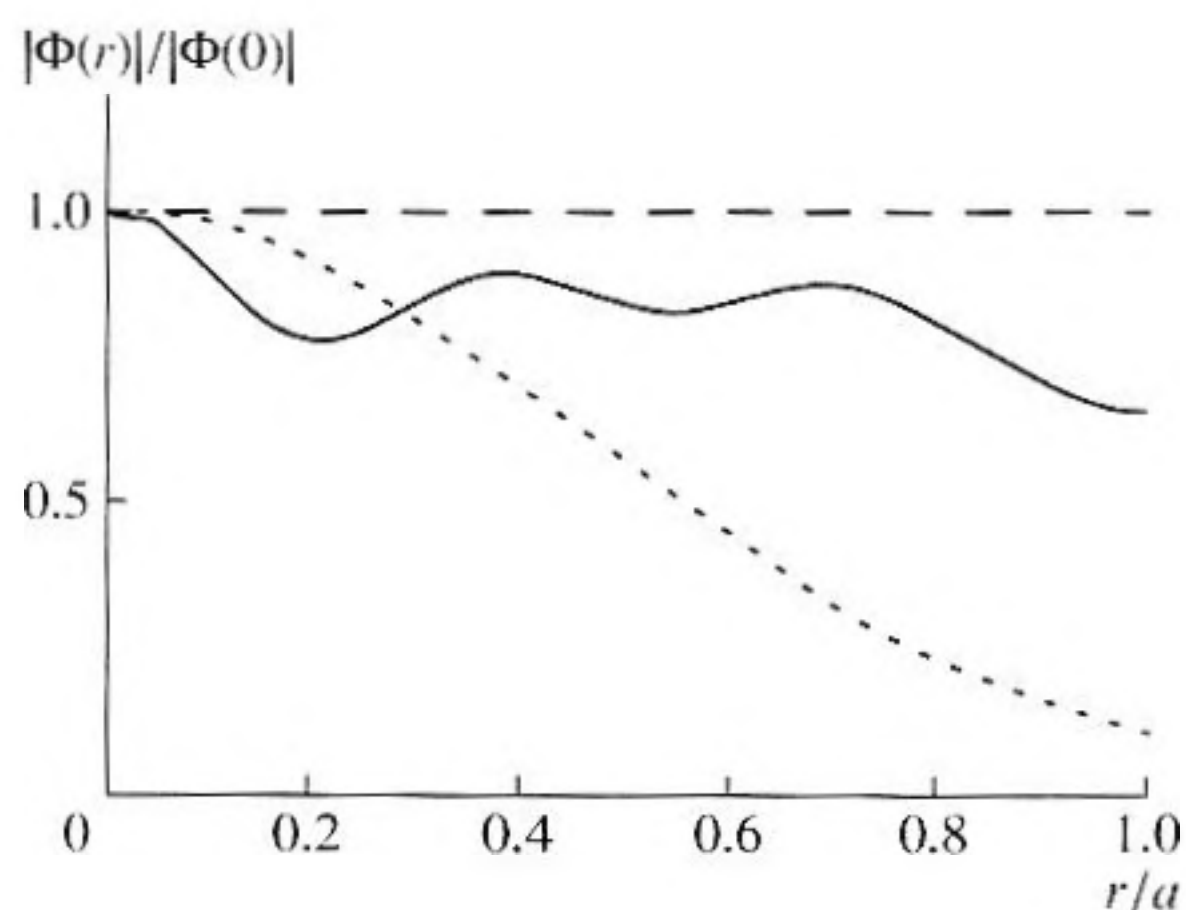


Рис. 4. Зависимости абсолютной величины скалярного потенциала от радиальной координаты, использованные для теоретического анализа: сплошная линия — распределение, рассчитанное по модели, учитывающей взаимное влияние акустического и электрического полей в пьезоэлектрической пластине; штриховая линия — равномерное распределение; пунктирная линия — гауссово распределение.

$\tau_{xx} = -\omega^2 r \phi$. Известно [5], что в случае непосредственного контакта пьезоэлектрического излучателя с металлической средой, его действие может быть представлено в виде распределения упругих напряжений, заданных на контактной поверхности. При этом граничные условия заключаются в равенстве нулю компонент тензора напряжений на всей поверхности металла за исключением апертуры излучателя. При введенных выше допущениях аналогичное граничное условие будет, очевидно, выполняться и для скалярного потенциала: $\phi(r, 0) \neq 0$ при $r \leq r_a$ и $\phi(r, 0) = 0$ при $r > r_a$, где r_a — радиус апертуры излучателя.

Выполним расчет поля по формулам (6) и (7), используя несколько моделей распределения скалярного потенциала $\phi(r, 0)$ по апертуре излучателя. Простейшим примером такого распределения является равномерное, когда потенциал $\phi(r, 0)$ принимается равным постоянной величине ϕ_0 при $r \leq r_a$. В качестве более плавной зависимости можно, например, принять гауссово распределение, обрезанное при $r = r_a$: $\phi(r, 0) = \exp(-r^2/a^2)$ при $r \leq r_a$ и $\phi(r, 0) = 0$ при $r > r_a$. Здесь a — характерная ширина пучка в плоскости $z = 0$. Оба этих распределения потенциала выбраны здесь без строгого обоснования. В работах [6, 7] была рассмотрена модель, с помощью которой можно рассчитать зависимость скалярного потенциала от радиальной координаты с учетом взаимного влияния акустического и электрического полей в круглой пьезоэлектрической пластине. Кроме того, модель учитывает акустические граничные условия на обеих поверхностях пьезопластины, а также на границах между пьезоэлектриком и другими эле-

ментами преобразователя: протектором, демпфером, контактной жидкостью. По мнению авторов [6, 7], полученное ими распределение вполне адекватно действительному.

Все три вышеупомянутые зависимости скалярного потенциала от радиальной координаты показаны на рис. 4. Для гауссового распределения здесь принято, что $a = 1.65$ мм. Тогда соответствующая функция равна 0.1 при $r/a = 1$. При расчете распределения по методике, рассмотренной в [6, 7], были использованы значения акустических и электрических параметров, соответствующих: стали — для металлической среды, пьезокерамике PZT-5 и оргстеклу, из которого был изготовлен протектор излучателя. Толщина протектора равна 1 мм. Радиус пьезоэлектрической пластины — $r_a = 2.5$ мм, рабочая частота — $f = 5$ МГц.

Формула (6) может быть представлена в виде

$$\phi(r, z) = A(r, z) \exp[i(\psi(r, z) - \omega t)], \quad (9)$$

где $A(r, z)$ — амплитуда скалярного потенциала и $\psi(r, z)$ — его фазовый множитель, зависящий от пространственных координат.

Поскольку волновой фронт — это геометрическое место точек, в которых в некоторый момент времени колебания волнового процесса имеют одинаковую фазу, то согласно формуле (9) соотношение между координатами точек волнового фронта в момент, когда его вершина касается плоскости z^* , может быть записано в виде $\psi(r, z) = \psi(0, z^*)$. Решая данное уравнение при $z = z_0$, можно получить выражение для координаты точки соприкосновения волнового фронта с плоскостью детектирования: $r_0 = r_0(z_0, z^*)$.

Для того, чтобы перейти от координаты z^* к времени τ^* , необходимо использовать следующее из формулы (9) соотношение $\psi(0, z^*) - \omega \tau^* = 0$. Тогда можно построить графики зависимостей r_0 от времени. Результаты соответствующих расчетов для трех рассмотренных ранее распределений скалярного потенциала представлены на рис. 5. Отсчет времени, отложенного по оси абсцисс, начинается с момента излучения сигнала пьезопреобразователем. При расчетах полагалось, что $z_0 = 5$ мм, $c_l = 5.79$ км/с, $r_a = 2.5$ мм, $f = 5$ МГц. Отметим, что на рис. 5 для сравнения дополнительно построены две зависимости, рассчитанные по формуле (4) в модели точечного источника и по методу параболического уравнения.

Согласно [4], пространственно-временное распределение фазы волнового пучка, полученное с использованием параболического уравнения теории дифракции, определяется соотношением

$$\Psi(r, z, t) = kz - \omega t + \frac{r^2}{a^2} \frac{D}{1 + D^2} - \text{arctg} D, \quad (10)$$

где $D(z) = 2z/ka^2$ – безразмерная дифракционная длина.

$$r_0 = a \sqrt{\frac{1 + D^2(z_0)}{D(z_0)} [k(z^* - z_0) - (\text{arctg} D(z^*) - \text{arctg} D(z_0))]} \quad (11)$$

Используя выражение $kz^* - \omega\tau^* - \text{arctg} D(z^*) = 0$, следующее из (10), можно перейти в формуле (11) от пространственной координаты z^* к времени τ^* . Полученный результат представлен на рис. 5.

Определим, в какой области поля излучателя находится плоскость детектирования. С этой целью, используя принятые нами ранее численные значения характеристик излучателя и упругой среды, рассчитаем параметр Френеля [3], который будет равен $F = c_1 z_0 / f r_a^2 \approx 0.93$. Таким образом, поскольку f близко к 1, то плоскость детектирования располагается практически на границе ближней зоны излучателя. Следовательно, здесь отсутствуют резкие пространственные изменения акустического поля, характерные для области среды, непосредственно примыкающей к излучателю. Кроме того, если сравнивать структуры акустических полей, созданных излучателями с различными распределениями скалярного потенциала на апертурах, то в данных условиях различия между ними становятся менее выраженными. Поэтому не удивительно, что все рассмотренные методы дают качественно подобные результаты для временной зависимости радиуса окружности на изображении мгновенного распределения. Приближение, предполагающее сферический волновой фронт, наименее точное. Два метода – с распределением, рассчитанным по модели, учитывающей взаимное влияние акустического и электрического полей в пьезоэлектрической пластине и с равномерным распределением, дали практически одинаковые результаты. В дальнейшем при сравнении с экспериментальными данными будут использованы результаты расчетов по наиболее реалистичной модели [6, 7].

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РЕЗУЛЬТАТОВ И ДАННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТА

Численные параметры во всех описанных выше расчетах соответствуют образцу из жаропрочной стали 12Х1МФ, который не подвергался воздействию внешних факторов. При выполнении экспериментальных исследований мы использовали еще три образца из стали той же марки, которые подвергались воздействию высокого

Действуя таким же образом, как и при использовании формулы (9), можно из соотношения (10) получить выражение для координаты точки соприкосновения волнового фронта с плоскостью детектирования:

давления и температуры: образец 1 – $T = 600^\circ\text{C}$, $P = 20$ МПа; образцы 2 и 3 – $T = 550^\circ\text{C}$, $P = 13$ МПа. Под действием высокой температуры и давления в образцах образуются микропоры, влияющие на скорость распространения упругих волн. Образец 2, вырезанный из сжатой части гниба паропровода, содержит сравнительно малое количество микропор, а образец 3, полученный из его растянутой части, отличается высокой концентрацией микродефектов, поскольку именно здесь в процессе эксплуатации паропровода возникают наибольшие механические напряжения. Известно, что увеличение концентрации микродефектов является причиной уменьшения скорости распространения акустической волны [8]. Измерения, выполненные с использованием ультразвукового дефектоскопа PCUS-10, дали следующие резуль-

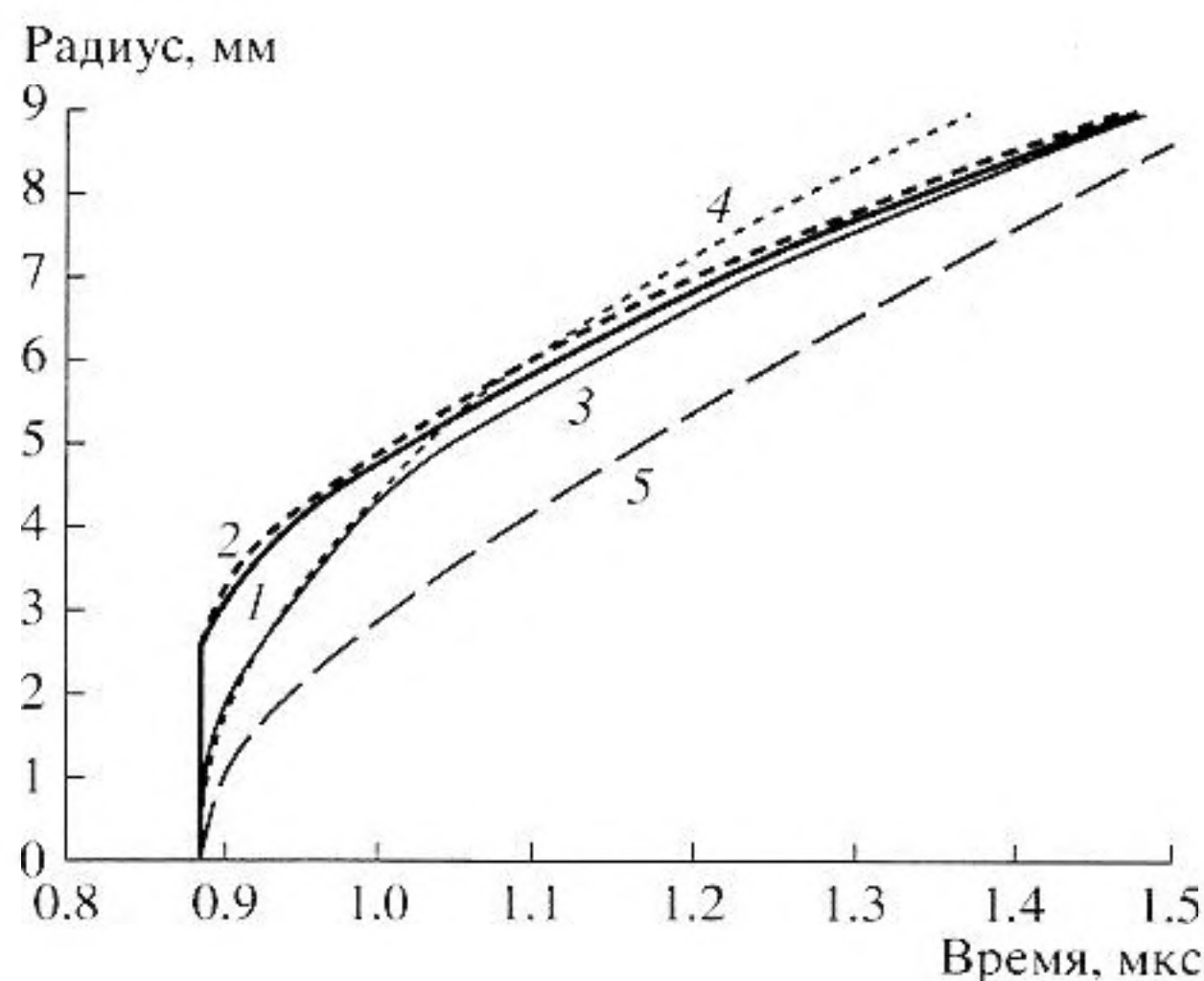


Рис. 5. Радиусы окружностей на мгновенных распределениях в зависимости от времени, полученные при использовании различных методов расчета и различных зависимостей скалярного потенциала от радиальной координаты: сплошная жирная линия (1) – распределение, рассчитанное по модели, учитывающей взаимное влияние акустического и электрического полей в пьезоэлектрической пластине; сплошная пунктирная линия (2) – равномерное распределение; сплошная тонкая линия (3) – гауссово распределение; сплошная пунктирная линия (4) – метод параболического уравнения; штриховая линия (5) – точечный источник.

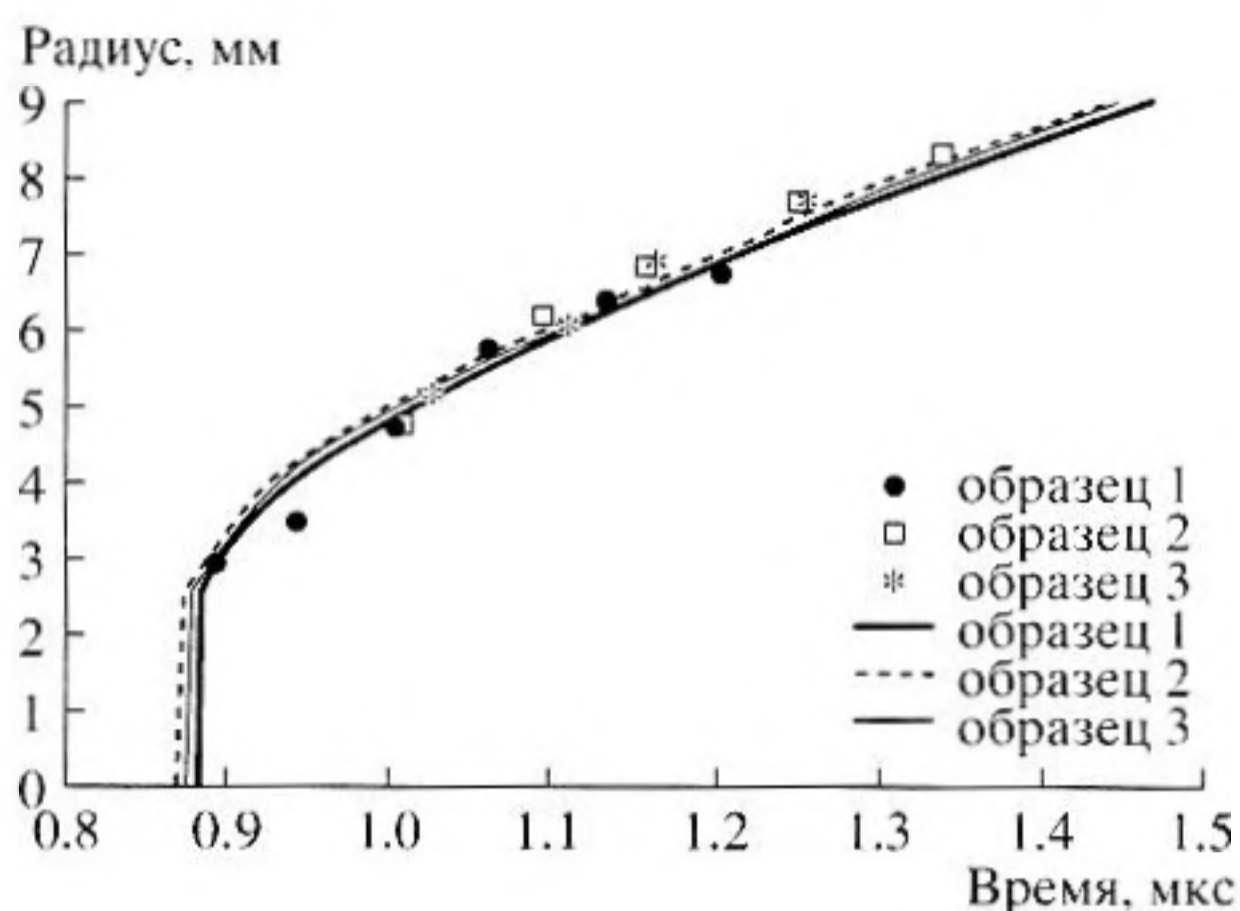


Рис. 6. Сравнение теоретических и экспериментальных результатов, демонстрирующих изменение радиусов окружностей на мгновенных распределениях в зависимости от времени для различных образцов. Символы соответствуют экспериментальным данным, линии — расчетам.

таты для скоростей продольных волн в образцах, выраженные в км/с: образец 1 — 5.79; образец 2 — 5.92; образец 3 — 5.87.

На рис. 6 представлены экспериментальные данные измерения радиусов, образующихся при пересечении поверхности детектирования волновыми фронтами ультразвукового пучка, для всех трех образцов в сравнении с результатами расчета по формулам (6), (7). Необходимо отметить, что экспериментальные точки на рис. 6 сдвинуты влево на величину времени задержки сигнала в пьезоэлектрическом преобразователе, которая примерно равна 0.45 мкс. Это необходимо принимать во внимание при сопоставлении рис. 6 с результатами, показанными на рис. 1 и 2, где такая коррекция времени не проводилась.

Анализируя рис. 6, отметим не только хорошее качественное, но и количественное согласие результатов теории и эксперимента, несмотря на то, что в расчетах не учитывалась конечная ширина спектра акустических сигналов, излучаемых пьезоэлектрическим преобразователем.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследована пространственно-временная динамика акустического поля, создаваемого пьезоэлектрическим преобразователем в импульсном режиме. Для детектирования акустических полей использовался лазерный интерферометр. Показано, что для наглядного отображения динамики импульсных процессов во времени удобно использование картин мгновенного пространственного распределения колебательных скоростей в пределах поля сканирования. Совокупность нескольких таких изображений, полу-

ченных в пределах одного и того же поля сканирования в последовательные интервалы времени, позволяет определить фазу колебаний в данный момент времени в любой точке поля сканирования, получить данные о кривизне волнового фронта падающей на поверхность образца упругой волны.

Наблюдение мгновенных распределений в последовательные моменты времени позволяет проследить изменения акустического поля, происходящие за времена, существенно меньшие периода ультразвуковой волны. В работе экспериментально исследовано распространение фазы вдоль границы образца, скорость которой оказалась больше скорости распространения волны в упругой среде. Анализ процесса распространения фазы был выполнен с использованием трех методов расчета акустических полей и с различными законами распределения скалярного потенциала на поверхности излучателя. В качестве основного расчетного метода было применено разложение поля по плоским волнам с использованием распределения акустического потенциала, полученного из теоретической модели, в которой учитывается взаимное влияние акустического и электрического полей в пьезоэлектрической пластине преобразователя.

Использование информации, предоставляемой мгновенными пространственными распределениями, будет полезно как при исследовании распространения и дифракции упругих волн, так и в физической акустике при исследовании свойств материалов, в частности материалов, содержащих микро- и макродефекты.

Работа выполнена по плану РАН (тема № 01.2.006 13393) при частичной поддержке гранта Президиума УрО РАН для молодых ученых и аспирантов 2006 года, а также гранта НШ-5869.2006.2. Д.В. Перов выражает благодарность Фонду содействия отечественной науке за оказываемую поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Перов Д.В., Ринкевич А.Б. Применение дискретного вейвлетного преобразования для выделения сигналов из шумов различного спектрального состава *Акуст. журн.* 2005. Т. 51. № 4. С. 520–526.
2. Кривоносова А.С., Ринкевич А.Б., Смородинский Я.Г. Акустические поля в монокристаллов алюминия, детектированные лазерным интерферометром // *Акуст. журн.* 2001. Т. 47. № 1. С. 92–100.
3. Кайно Г. Акустические волны: Устройства, визуализация и аналоговая обработка сигналов. М.: Мир, 1990. 656 с. [G.S. Kino. Acoustic waves: devices, imaging, and analog signal processing, Prentice-Hall, Inc., 1987, pp. 553.]

4. *Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П.* Теория волн. М: Наука, 1990. 432с.
5. *Викторов И.А.* Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике. М.: Наука, 1966. 166 с.
6. *Данилов В.И.* К расчету электроакустического тракта прямого преобразователя дефектоскопа в режиме излучения // Дефектоскопия. 1996. № 1. С. 17–26.
7. *Данилов В.И., Ермолов И.Н.* К вопросу о распределении напряжений и смещений на поверхности пьезопластины // Дефектоскопия. 1999. № 9. С. 32–37.
8. *Papadakis E.P.* Ultrasonic attenuation and velocity in three transformation products in steel// Appl. Phys. 1964. V. 35. № 5. P. 1474–1482.

Analysis of the Space–Time Dynamics of Acoustic Fields on the Surface of a Solid

Yu. V. Zhitlukhina, D. V. Perov, and A. B. Rinkevich

*Institute of Metal Physics, Ural Division, Russian Academy of Sciences,
ul. Kovalevskoi 18, Yekaterinburg, 620219 Russia
e-mail: julia@imp.uran.ru; peroff@imp.uran.ru; rin@imp.uran.ru*

Abstract—The space–time dynamics of an acoustic field produced by a piezoelectric transducer in a pulsed mode is studied. The detection of acoustic fields is achieved using a Doppler laser interferometer. It is shown that, for a pictorial representation of the dynamics of a pulsed process, it is convenient to use the patterns of instantaneous spatial field distributions within the scanning area, the observation of which at successive instants makes it possible to trace the acoustic field variations on a time scale considerably smaller than the period of the ultrasonic wave. Experimental data demonstrating the process of phase propagation along the sample boundary as a function of time are presented. They are in good agreement with theoretical results obtained by using various methods of acoustic field calculation and different scalar potential distributions over the transducer surface. It is shown that the velocity of phase propagation along the sample boundary, which is mainly determined by the wave front curvature of the elastic wave incident on the sample surface, can considerably exceed the wave velocity in the unbounded medium.