

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИЗОТРОПНОГО СЛОЯ ПО ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫМ СИГНАЛАМ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ РЕШЕТКИ

© 2013 г. С. А. Титов, Р. Г. Маев

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт биохимической физики им. Н.М. Эмануэля РАН

E-mail: sergey.a.titov@gmail.com

Поступила в редакцию 25.01.2013 г.

Рассмотрен метод измерения скоростей и коэффициентов затухания продольной и поперечной ультразвуковых волн, плотности и толщины изотропного слоя с помощью решетки, помещенной в иммерсионной жидкости параллельно образцу. Метод основан на регистрации полного пространственно-временного сигнала решетки и его разложении в пространственный спектр откликов импульсных плоских волн. Скорость ультразвука и толщина образца находятся по зависимости задержки отклика плоской волны в слое от поперечной проекции вектора медленности, а плотность и коэффициент затухания определяются по поведению амплитуд спектральных откликов. Для экспериментального подтверждения метода проведено измерение параметров пластинки из полистирола с помощью линейной, 32-элементной решетки с центральной частотой 17 МГц.

Ключевые слова: ультразвуковая решетка, скорость волн, затухание волн, толщина слоя, плотность.

DOI: 10.7868/S032079191305016X

ВВЕДЕНИЕ

Разработке методов измерения акустических параметров изотропного слоя, таких как скорости и коэффициенты затухания продольной и поперечной волн, плотности и толщины, посвящено большое количество работ. Наиболее распространенный метод измерения скорости объемной волны основан на определении времени ее распространения в исследуемом образце, толщина которого известна в результате независимых измерений [1–3]. Были также разработаны методы одновременного измерения скорости ультразвука и толщины слоя [4–7], основанные на сравнении времен прохождения плоской волны через иммерсионную ячейку ультразвуковой измерительной системы до и после удаления образца. Однако во многих исследованиях удаление образца является нежелательным или даже недопустимым.

Оценить один неизвестный параметр типа скорости, плотности, коэффициента затухания или толщины слоя возможно путем обработки полного сигнала, создаваемого отраженной, нормально падающей, плоской волной [8–11]. Данные методы основаны на построении математической модели измерительной системы и нахождения неизвестного параметра путем подгонки этой модели к экспериментальным данным при условии, что остальные параметры слоя известны.

Увеличить число определяемых параметров позволяет использование зондирующих волн, падающих на образец под разными углами [12–14]. В этих работах свойства слоя могут быть оценены по сигналу плоского преобразователя, записанного в зависимости от угла его наклона по отношению к поверхности образца в гониометрической схеме [13], или по сигналу сфокусированного преобразователя, записанного в зависимости от смещения образца из фокальной плоскости [14]. Применение ультразвуковых решеток в задачах характеристики свойств объектов позволяет в значительной степени преодолеть недостатки, связанные с механическим сканированием при сборе пространственно-временных данных [15–18]. В работе [19] для определения скорости объемной волны и толщины пластины, помещенной в иммерсионную жидкость, измерялись задержки отраженных импульсов, принятые всеми элементами линейной решетки. Неизвестные скорость и толщина определялись путем численного решения системы уравнений, связывающих на основе лучевого приближения искомые параметры с измеренными задержками. При таком подходе математическая модель не учитывает угловых характеристик элементов решетки, а пренебрежение амплитудной информацией принимаемого пространственно-временного сигнала делает невозможным производить оценку коэффициента затухания и плотности.

В данной работе предлагается производить разложение пространственно-временного сигнала решетки в спектр плоских импульсных волн и находить неизвестные параметры по задержкам и амплитудам этих спектральных откликов.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ МЕТОДА

В рассматриваемом методе измерения линейная решетка ультразвуковых преобразователей 1 и изотропный образец 2 помещаются параллельно друг другу на расстоянии z (рис. 1) в иммерсионную жидкость с известной скоростью ультразвуковых волн C_W . Затухание ультразвуковых волн в жидкости на рабочих частотах системы является малым и им можно пренебречь, также как и частотной зависимостью скорости. Элементы решетки расположены с периодом p , а их протяженность вдоль оси y велика, и можно ограничиться рассмотрением двумерной задачи. Любой элемент решетки может использоваться для возбуждения зондирующей импульсной волны, которая отражается от поверхностей образца и принимается всеми элементами этой же решетки. Для любой комбинации передающего Tr и приемного Rs элементов выходной сигнал состоит из суммы откликов. Отклик D образуется волной, отраженной от верхней поверхности образца, отклики L и T производятся продольной и поперечной волнами, распространяющимися в слое и отраженными от нижней поверхности, а отклик LT соответствует смешанной моде.

Полагая, что система является линейной, обладает пространственной и временной инвариантностью, выходной сигнал как функция расстояния между передающим и приемным элементами x и времени t может быть представлен в виде суперпозиции откликов плоских, гармонических волн [20]:

$$v(x,t) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} H(k_x, \omega) R(k_x, \omega) \exp(i2k_z z) \times \exp(ik_x x - i\omega t) dk_x d\omega, \quad (1)$$

где ω – частота, k_x и $k_z = \sqrt{\omega^2 C_W^{-2} - k_x^2} > 0$ есть соответственно x - и z -компоненты волнового вектора. Функция $R(k_x, \omega)$ обозначает коэффициент отражения плоских гармонических волн вида $\exp(ik_x x - ik_z z - i\omega t)$ от поверхности раздела жидкость–образец $z = 0$, а $H(k_x, \omega)$ является передаточной функцией элементов решетки в режиме передачи – приема. Множитель $\exp(i2k_z z)$ учитывает набег фазы, приобретаемый плоской волной при распространении из плоскости апертуры решетки до образца и обратно. Таким образом, сигнал $v(x,t)$ может быть выражен как двумерное обратное Фурье –

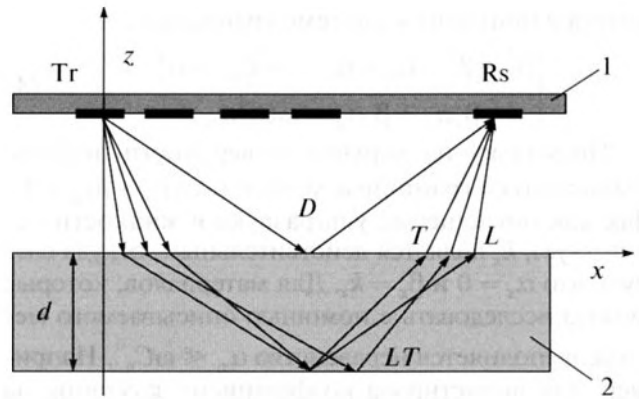


Рис. 1. Схема измерений: 1 – ультразвуковая решетка; 2 – образец.

преобразование $F_{k,\omega}^{-1}\{ \}$ по переменным k_x, ω произведения передаточной функции, коэффициента отражения и фазового множителя.

Предположим, что длительность ультразвуковых импульсов является достаточно малой для того, чтобы отклики, отраженные от границы слоя и однократно прошедшие через слой, не накладывались бы во временной области. Тогда регистрируемый пространственно-временной сигнал и коэффициент отражения можно представить в виде суммы компонент, соответствующих волнам типа $\gamma = D, L, LT, T$:

$$v(x,t) = \sum_{\gamma} v_{\gamma}(x,t), \quad (2)$$

$$R(k_x, \omega) = \sum_{\gamma} R_{\gamma}(k_x, \omega). \quad (3)$$

Слагаемое $R_D(k_x, \omega)$ равно коэффициенту отражения плоской гармонической волны от границы жидкость – полупространство, акустические параметры которого совпадают с параметрами слоя. Аналитическое выражение для коэффициента отражения является хорошо известным [21]. Для определения остальных слагаемых R_{γ} следует учесть, что материал слоя имеет поглощение. Поэтому волновое число объемной волны в слое является комплексным: $k_{\eta} = \omega C_{\eta}^{-1} + i\alpha_{\eta}(\omega)$, где C_{η} , α_{η} есть фазовая скорость и коэффициент поглощения однородной, затухающей волны, а индекс $\eta = L, T$ обозначает тип волны. Волна в слое является неоднородной, а компоненты волнового вектора $(\beta_x + i\alpha_x, \beta_z + i\alpha_z)$ также являются в общем случае комплексными. Из уравнения Гельмгольца следует условие

$$(\beta_x + i\alpha_x)^2 + (\beta_z + i\alpha_z)^2 = k_{\eta}^2,$$

которое приводит к системе уравнений:

$$\begin{cases} \beta_x^2 + \beta_z^2 - \alpha_x^2 - \alpha_z^2 = \omega^2 C_\eta^{-2} - \alpha_\eta^2 \\ \beta_x \alpha_x + \beta_z \alpha_z = \omega C_\eta^{-1} \alpha_\eta \end{cases} \quad (4)$$

Поскольку на верхней поверхности должны выполняться граничные условия, то $\beta_x + i\alpha_x = k_x$. Так как поглощение ультразвука в жидкости отсутствует, k_x является действительным, откуда следует, что $\alpha_x = 0$ и $\beta_x = k_x$. Для материалов, которые можно исследовать с помощью описываемого метода, выполняется неравенство $\alpha_\eta \ll \omega C_\eta^{-1}$. Например, для полистирола коэффициент затухания на частоте 1 МГц и скорость продольной волны составляют соответственно $\alpha_L \approx 4...5 \text{ м}^{-1}$ и $C_L \approx 2300 \text{ м/с}^{-1}$ [22–24], что дает $\alpha_\eta C_\eta \omega^{-1} \approx 2 \times 10^{-3}$. В таком приближении решение системы уравнений равно

$$\begin{aligned} \beta_z &= \sqrt{\omega^2 C_\eta^{-2} - k_x^2} = \omega \sqrt{C_\eta^{-2} - s^2}, \\ \alpha_z &= \frac{\omega \alpha_\eta(\omega)}{C_\eta \sqrt{\omega^2 C_\eta^{-2} - k_x^2}} = \frac{\alpha_\eta(\omega)}{\sqrt{1 - C_\eta^2 k_x^2 \omega^{-2}}}. \end{aligned} \quad (5)$$

Таким образом, в слое распространяются неоднородные волны, у которых поверхности равных амплитуд параллельны горизонтальной оси. Используя полученные выражения, компоненты коэффициента отражения можно записать в виде

$$\begin{aligned} R_L(k_x, \omega) &= T_{LL} W_{LL} T_{LL}^* \exp\{2d(-\alpha_{Lz} + i\beta_{Lz})\}, \\ R_{LT}(k_x, \omega) &= 2T_{LL} W_{LT} T_{LT}^* \times \\ &\times \exp\{d(-\alpha_{Lz} - \alpha_{Tz} + i\beta_{Lz} + i\beta_{Tz})\}, \\ R_T(k_x, \omega) &= T_{LT} W_{TT} T_{LT}^* \exp\{2d(-\alpha_{Tz} + i\beta_{Tz})\}, \end{aligned} \quad (6)$$

где T_{LL} , T_{TL} , T_{LT} и T_{LL}^* , T_{TL}^* , T_{LT}^* – коэффициенты прохождения или трансформации волновых мод на верхней поверхности слоя при распространении вниз и вверх, соответственно, W_{LL} , W_{TT} , W_{LT} – коэффициенты отражения или трансформации на нижней поверхности [21].

Разложение регистрируемого сигнала $v(x, t)$ по откликам плоских импульсных волн может быть осуществлено путем его интегрирования в пространственно-временной области вдоль прямой $t = \tau + sx$:

$$W(s, \tau) = \Re\{v(x, t)\} = \int_{-\infty}^{\infty} v(x, \tau + sx) dx. \quad (7)$$

Данное преобразование, обозначенное здесь как $\Re\{\}$, позволяет разделять плоские волны, распространяющиеся в разных направлениях. Действительно, пусть имеется плоская волна $f(t - s_z z - s_x x)$, где s_x , s_z – компоненты вектора медленности, а функция $f(t)$ имеет нулевое среднее значение. Тогда результат интегрирования отличен от нуля, если коэффициент наклона пря-

мой интегрирования равен $s = s_x$. Формула (7) может трактоваться как преобразование Радона, широко использующиеся в томографии и сейсмологии [25]. Спектр плоских волн $W(s, \tau)$ может быть представлен как обратное преобразование Фурье по частоте ω значений спектральной плотности сигнала $V(k_x, \omega) = F_{x,t}\{v(x, t)\}$, взятых в области (k_x, ω) вдоль прямой $k_x = \omega s$ [25]:

$$W(s, \tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} V(\omega s, \omega) \exp(-i\omega\tau) d\omega. \quad (8)$$

Данное соотношение позволяет записать \Re преобразование первого отраженного импульса $v_D(x, t)$ в виде

$$\begin{aligned} W_D(s, \tau) &= \\ &= F_\omega^{-1}\left\{H(\omega s, \omega) R_D(\omega s, \omega) \exp\left(i2\omega z \sqrt{C_w^{-2} - s^2}\right)\right\}. \end{aligned} \quad (9)$$

Пусть преобразование осуществляется в интервале параметра s , для которого углы падения плоских волн не превосходят критических значений для границы жидкость–образец. Пренебрегая также малыми комплексными частями скоростей звука в слое, можно считать, что коэффициент отражения является действительным и не зависит от частоты: $R_D(\omega s, \omega) = R_D(s)$. Тогда отклик может быть представлен в виде свертки по временному параметру τ :

$$W_D(s, \tau) = R_D(s) W_H(s, \tau) * \delta(\tau - \tau_w), \quad (10)$$

где $W_H(s, \tau) = F_\omega^{-1}[H(\omega s, \omega)]$ есть системный отклик в области (s, τ) , $\delta(\tau)$ есть дельта функция, а задержка

$$\tau_w = 2z \sqrt{C_w^{-2} - s^2} \quad (11)$$

равна времени распространения плоской волны из апертуры плоскости решетки до образца и обратно. Отклики плоских волн, прошедших через слой, могут быть найдены аналогичным образом с учетом выражений (6) и (8). Для продольной волны отклик равен

$$\begin{aligned} W_L(s, \tau) &= T_{LL} W_{LL} T_{LL}^* A_L(s, \tau) * \times \\ &\times W_H(s, \tau) * \delta(\tau - \tau_w) * \delta(\tau - \tau_L), \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$\tau_L = 2d \sqrt{C_L^{-2} - s^2} \quad (13)$$

есть дополнительная задержка, приобретаемая плоской волной при прохождении слоя, а множитель

$$A_L(s, \tau) = F_\omega^{-1}\left\{\exp\left(-\frac{2d\alpha_L(\omega)}{\sqrt{1 - C_L^2 s^2}}\right)\right\} \quad (14)$$

учитывает искажение формы импульса, вызванное частотно-зависимым поглощением ультразвука в слое.

Таким образом, отклик $W_L(s, \tau)$ при заданном s задержан по отношению к $W_D(s, \tau)$ на величину τ_L . Измеряя зависимость $\tau_L(s)$, и используя уравнение (13) как модельное, можно провести оценивание неизвестных скорости C_L и толщины d .

Отношение амплитуд спектральных плотностей этих откликов не зависит от передаточной функции системы $W_H(s, \tau)$:

$$\xi_L(s, \omega) = \frac{|W_L(s, \omega)|}{|W_D(s, \omega)|} = \frac{T_{LL}W_{LL}T_{LL}^*}{R_D} \exp\left(-\frac{2d\alpha_L(\omega)}{\sqrt{1-C_L^2s^2}}\right). \quad (15)$$

Располагая известными значениями плотности жидкости и скорости ультразвука в ней, зная также определенные на предыдущем этапе толщину слоя d и скорость C_L и имея измеренную для некоторой частоты зависимость $\xi_L(s)$, можно на основе нелинейного модельного уравнения (15) оценить плотность материала слоя ρ и коэффициент затухания α_L .

Для поперечной волны выражения (12)–(15) имеют аналогичный вид, и они могут быть использованы для нахождения скорости C_T и коэффициента затухания α_T поперечной волны. Для продольно-поперечной моды задержка в слое и амплитудный коэффициент равны, соответственно:

$$\tau_{LT} = (\tau_L + \tau_T)/2, \quad (16)$$

$$\xi_{LT}(s, \omega) = \frac{|W_{LT}(s, \omega)|}{|W_D(s, \omega)|} = \frac{2T_{LL}W_{LT}T_{TL}^*}{R_D} \exp\left(-\frac{d\alpha_L(\omega)}{\sqrt{1-C_L^2s^2}} - \frac{d\alpha_T(\omega)}{\sqrt{1-C_T^2s^2}}\right). \quad (17)$$

Эти выражения также можно использовать для определения скорости C_T и коэффициента затухания α_T поперечной волны, если C_L и α_L известны.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

Экспериментальная апробация рассматриваемого метода измерений была выполнена с помощью линейной решетки, состоящей из $N = 32$ прямоугольных преобразователей. Решетка была изготовлена с использованием пьезокомпазитных материалов [26], что позволяет получить высокую эффективность преобразования, хорошее согласование решетки с иммерсионной жидкостью и высокую (не менее 30 дБ) развязку между соседними элементами. Преобразователи имели длину 8 мм и ширину 0.2 мм, а их центральная частота и относительная полоса составляли примерно 17 МГц и 70% соответственно. Элементы решетки были расположены с постоянным периодом $p = 0.25$ мм. Расстояние между решеткой и

образцом составляло $z = 5.5 \pm 0.2$ мм, при выборе которого учитывались следующие соображения. Поскольку в предлагаемом методе не требуется знание величины z , результаты измерений являются устойчивыми по отношению к вариациям этого расстояния, и этот вывод подтверждается экспериментальными наблюдениями. Однако при слишком малом расстоянии может возникать наложение полезных сигналов с многократными отражениями в иммерсионном слое, поэтому следует обеспечить выполнение условия $z > dC_W C_T^{-1}$. С другой стороны, выбор слишком большого расстояния приводит к уменьшению интервала параметра s , в пределах которого возможно проведение измерений.

Возбуждение акустических импульсов и прием отраженных от образца сигналов осуществлялось ультразвуковой системой сбора данных с аналоговым мультиплексором, который позволяет производить произвольный выбор передающего и приемного элементов решетки. Принятые аналоговые сигналы преобразовывались в цифровую форму с 12-битным разрешением при 400 МГц частоте дискретизации.

Полный набор регистрируемых данных может быть представлен в виде $v_{kj}(t)$, $1 \leq j, k \leq N$, где k и j есть номера соответственно передающего и приемного элементов. Так как в рассматриваемой схеме измерений выходной сигнал зависит только от расстояния между передающим и приемным элементами $x = p(j - k)$, достаточно регистрировать сигналы, возбуждаемые только одним передающим элементом, например, с номером $k = 1$. Однако использование полного набора данных $v_{kj}(t)$ позволяет получить более высокое отношение сигнал/шум, компенсировать непараллельность продольной оси решетки и поверхности образца и уменьшить влияние разброса параметров элементов решетки.

На предварительном этапе обработки из полного набора данных выбираются N сигналов $v_{jj}(t)$, для которых передающий и приемный элементы совпадают, и измеряются задержки Δt_j и амплитуды a_j импульсов, отраженных от поверхности образца. Задержки Δt_j пропорциональны расстоянию между элементами решетки и образцом, поэтому компенсация ее вариаций позволяет уменьшить влияние погрешностей относительного расположения образца и элементов решетки. Амплитуды a_j пропорциональны эффективности элементов в режиме передача–прием, поэтому нормировка сигналов позволяет уменьшить влияние разброса параметров элементов решетки. Результирующий пространственно-временной сигнал $v(x_m, t)$, $-N < m < N$, может быть получен путем суммирования нормированных по амплитуде и скорректированных по временному положению

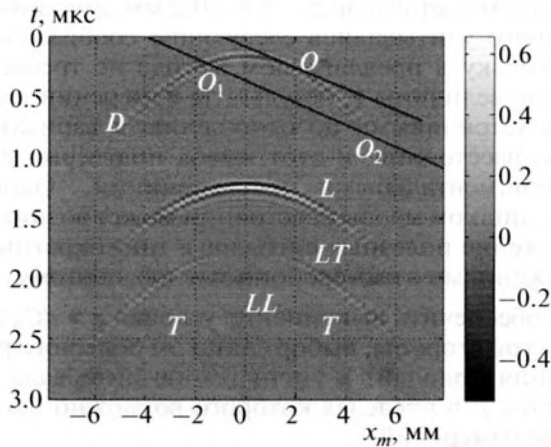


Рис. 2. Сигнал $v(x_m, t)$, измеренный для пластинки из полистирола.

импульсов, для которых расстояние между передающим и приемным элементами $x_m = mp$ является постоянным:

$$v(x_m, t) = \frac{1}{N - |m|} \times \sum_{k,j=1}^N \frac{1}{\sqrt{a_k a_j}} v_{kj} \left(t - \frac{\Delta t_k + \Delta t_j}{2} \right) \delta_{(k-j)m}, \tag{18}$$

где $\delta_{km} = 1$, если $k = m$, и $\delta_{km} = 0$ в противном случае. Число слагаемых для определенной величины m равно $N - |m|$, поэтому перед суммой стоит нормировочный множитель.

На рис. 2 в виде полутонового изображения представлены экспериментальные данные $v(x_m, t)$, полученные для помещенной в воду пластинки из полистирола толщиной $d = 1.25 \pm 0.01$ мм. Поперечные размеры образца были достаточно большими, так что паразитные отражения от его боковых сторон отсутствовали. Вследствие принципа взаимности в пределах шумов и погрешностей измерений данные являются четными относительно пространственной переменной x . На рис. 2 наблюдаются импульс D , отраженный от передней поверхности образца, и импульсы L , LT и T , испытавшие отражение от задней поверхности. Кроме того, в области примерно $|x_m| \leq 2$ мм наблюдается импульс LL , который образован двойным прохождением продольной волны в слое и который частично сливается с импульсом T . Для того, чтобы улучшить наблюдаемость слабых импульсов, данные $v(x_m, t)$ на интервале $[0, t_0]$, $t_0 = 0.75$ мкс умножены на коэффициент $t(t_0)^{-1}$. Импульсы D , L , генерируемые продольными волнами, имеют наибольшую амплитуду и наименьшую задержку при нормальном падении ($x_m = 0$). Амплитуды импульсов LT и T , в образовании ко-

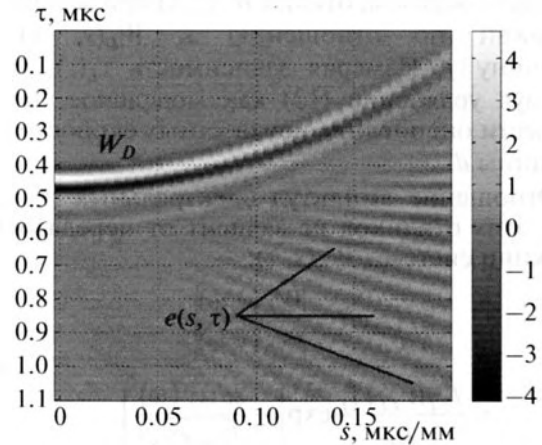


Рис. 3. Отклик $W_D(s, \tau)$.

торых участвует поперечная волна, равны нулю при нормальном падении.

Представленные на рис. 2 данные имеют ярко выраженную дискретную структуру по пространственной координате, причем частота дискретизации, определяемая периодом решетки, не удовлетворяет условию теоремы Найквиста [27]. Действительно, пусть импульсный отклик элемента решетки является постоянным внутри интервала $|x| < 0.5p$ и равен нулю вне него. Тогда поведение передаточной функции системы определяется множителем $\text{sinc}(k_x p/2)$, а спектральная плотность сигнала в пространстве (k_x, ω) сосредоточена внутри полосы $-k_p \leq k_x \leq k_p$, где $k_p = 2\pi p^{-1}$. Для отсутствия наложения спектральных компонент период пространственной дискретизации должен быть меньше $p/2$ [27]. Однако период дискретизации не может быть меньше периода решетки p , что приводит к возникновению искажений при разложении дискретного сигнала в спектр плоских волн.

В качестве примера на рис. 3 представлен результат преобразования отклика D , состоящий из компактного импульса и следующих за ним многочисленных паразитных осцилляций $e(s, \tau)$. Характер наблюдаемой помехи может быть объяснен качественно следующим образом. Когда прямая $t = sx_m + \tau$ (рис. 2), вдоль которой ведется интегрирование, при некотором s касается импульсного отклика D в области точки O , имеет место эффективное накопление значений сигнала и формирование отклика W_D . При большей величине задержки τ прямая пересекает пространственно-временной сигнал D в областях O_1, O_2 . Так как сигнал является знакопеременным с нулевым средним значением, интегрирование вдоль прямой непрерывного сигнала должно давать нуль. Однако из-за резкого изменения дискрет-

ного сигнала вдоль пространственной координаты полной компенсации отсчетов сигнала не происходит, что приводит к генерации помехи $e(s, \tau)$.

Устранить генерацию помехи можно путем увеличения частоты пространственной дискретизации исходного сигнала, выполняемого средствами цифровой обработки. Например, один из стандартных методов интерполяции сигнала основан на увеличении числа отсчетов его дискретного спектра путем добавления нулевых значений и взятии обратного преобразования Фурье [27]. Однако применение этих методов не является корректным, так как дискретный сигнал $v(x_m, t)$ имеет перекрывающиеся спектральные компоненты в пространстве (k_x, ω) . Преодолеть указанное затруднение можно путем отдельной интерполяции импульсных откликов $v_\gamma(x_m, t)$ по линиям, вдоль которых эти отклики в пространстве (x_m, t) имеют плавное изменение. Таким свойством обладают, в частности, линии, определяемые уравнениями $t = t_\gamma(x_m)$, где $t_\gamma(x_m)$ есть задержки соответствующих импульсов. Если из исходных данных выделить импульсный отклик γ , измерить его задержку и произвести временной сдвиг сигналов, который компенсирует эту задержку, то получившийся пространственно-временной сигнал $v_\gamma(x_m, t - t_\gamma(x_m))$ будет являться медленно меняющейся функцией x . На рис. 4 показан результат выполнения этой процедуры для выделенного импульса LT . После линейной интерполяции по x , временной сдвиг данных на величины $t_\gamma(x)$ производится в обратном направлении, причем в промежуточных точках величина задержки также находится путем интерполяции.

На рис. 5 приведен интерполированный сигнал $v(x_k, t)$, $-4(N-1) \leq k \leq 4(N-1)$ с увеличенной в 4 раза частотой пространственной дискретизации, полученный объединением отдельно обработанных импульсных откликов. Для удобства наблюдения амплитуды импульсов LT и T на рисунке увеличены соответственно в 2 и 10 раз. Разложение этого сигнала в спектр импульсных плоских волн $W(s, \tau)$ представлено на рис. 6. В отличие от преобразования исходного сигнала (рис. 3) помеха $e(s, \tau)$, вызываемая недостаточной частотой пространственной дискретизации, не наблюдается.

Для определения скоростей продольной и поперечной волн C_L, C_T и толщины слоя d задержки $\tau_L(s), \tau_{LT}(s)$ откликов W_L, W_{LT} были измерены относительно отклика W_D . Величины задержек определялись по положению максимумов взаимно-корреляционных функций $W_L \otimes W_D, W_{LT} \otimes W_D$ соответственно. Как показано в [28], такой метод измерения относительной задержки ультразвуковых импульсов нечувствителен к изменению их формы, вызванной затуханием волны в исследуе-

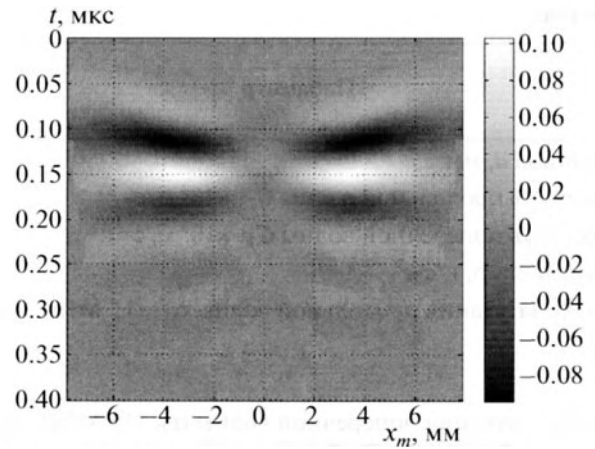


Рис. 4. Пространственно-временной сигнал $v_{LT}(x_m, t - t_{LT}(x_m))$.

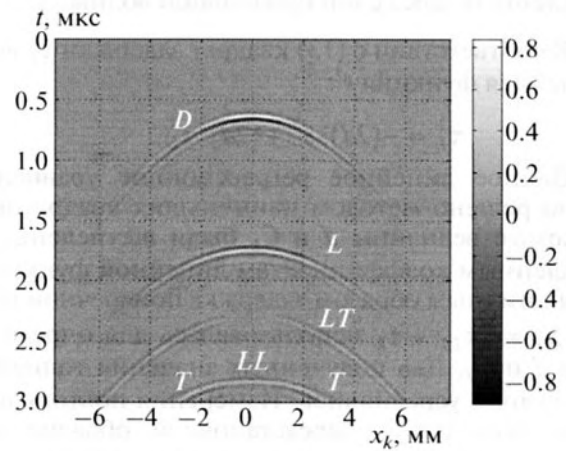


Рис. 5. Сигнал $v(x_k, t)$, полученный из данных рис. 2 путем увеличения частоты пространственной дискретизации в 4 раза.

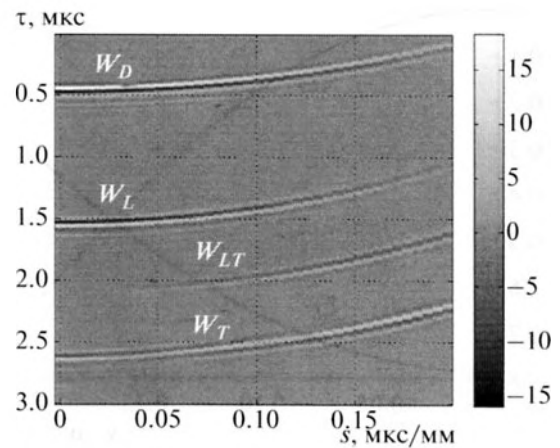


Рис. 6. Отклик $W(s, \tau)$, рассчитанный по данным рис. 5.

Таблица

Параметр	Измеренные значения		Известные данные
	среднее	с. кв. о.	
Толщина d , мм	1.27	0.01	1.25 ± 0.01
Скорость продольной волны $C_L, \times 10^3$ м/с	2.35	0.02	2.35 [22]; 2.4 [23]
Скорость поперечной волны $C_T, \times 10^3$ м/с	1.17	0.03	1.13 [22]; 1.15 [23]
Плотность ρ , г/см ³	1.06	0.02	1.06 [22]; 1.05 [23]
Коэф. затухания продольной волны α_L , (15 МГц), 1/м	67	7	10...13 (2.25 МГц) [22]; 21 (5 МГц) [23]; 4.6 1/м/МГц (2–10 МГц) [24]
Коэф. затухания поперечной волны α_T , (15 МГц), 1/м	210	30	—

мом материале. Отклик W_T в расчетах не использовался вследствие малости его амплитуды и наложения импульса LL , вызванного двойным прохождением через слой продольной волны.

В соответствии с (13) квадрат задержки τ_L^2 есть линейная функция s^2 :

$$\tau_L^2 = -(2d)^2 s^2 + (2d)^2 s_L^2. \quad (19)$$

Данное линейное регрессионное уравнение было решено методом наименьших квадратов и искомые величины d и C_L были вычислены по найденным коэффициентам линейной функции. Аналогичным образом задержка поперечной волны $\tau_T = 2\tau_{LT} - \tau_L$ использовалась для определения d и C_T . Два полученных значения толщины пластинки усреднялись. Измерения повторялись несколько раз с переустановкой образца для оценки погрешности метода. Средние значения и среднеквадратические отклонения результатов измерений, а также данные, измеренные стан-

дартными способами или найденные в литературе, представлены в таблице.

Для нахождения плотности ρ и коэффициентов затухания продольной и поперечной волн α_L и α_T амплитудные коэффициенты $\xi_L(s)$ и $\xi_{LT}(s)$ были рассчитаны по спектральным плотностям откликов на частоте 15 МГц (рис. 7). Нелинейное модельное уравнение (15) использовалось для нахождения оценок неизвестных параметров ρ и α_L путем минимизации целевой функции:

$$\delta(\rho, \alpha_L) = \left[\sum_j (\xi_L^*(s_j) - \xi_L(s_j))^2 \right]^{1/2}, \quad (20)$$

причем модельные значения ξ_L^* рассчитывались на основе найденных ранее значений скоростей C_L, C_T , толщины d , а также справочных величин плотности и скорости звука в иммерсионной среде (воде).

На рис. 8 показан логарифм целевой функции, вычисленный в диапазоне значений плотности 0.8–1.5 г/см³ и коэффициента затухания 20–120 1/м.

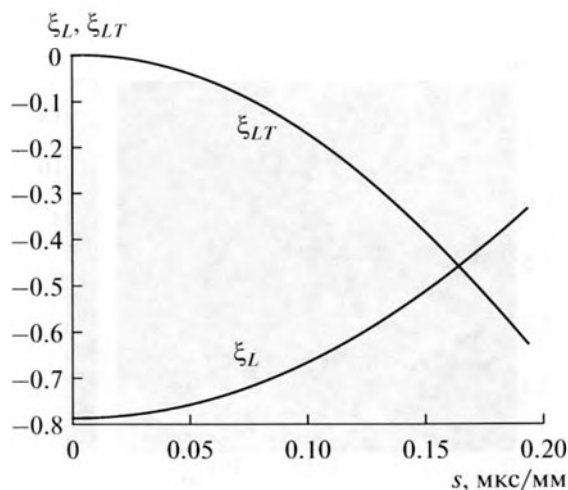


Рис. 7. Измеренные амплитудные коэффициенты $\xi_L(s)$ и $\xi_{LT}(s)$.

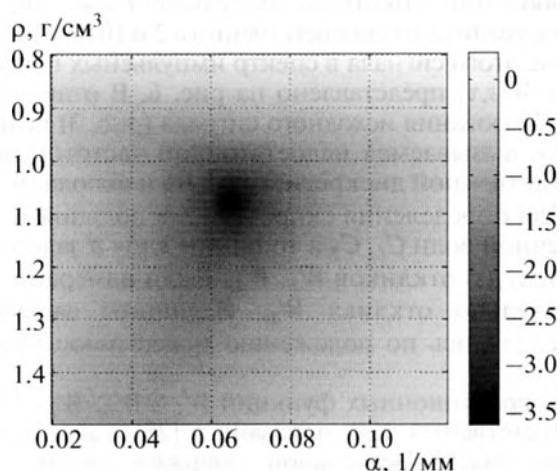


Рис. 8. Логарифм целевой функции $\ln(\delta(\rho, \alpha_L))$.

Видно, что в указанной области целевая функция имеет единственный минимум, координаты которого соответствуют искомым параметрам. Средние значения и среднеквадратические отклонения полученных оценок ρ и α_L представлены в таблице.

Полученная оценка плотности ρ находится в хорошем согласии с опубликованными для полистирола величинами. Значения коэффициента затухания в полистироле α_L приведены в литературе, в основном, для низкочастотного диапазона 2–5 МГц. Вместе с тем, его частотная зависимость является линейной, по крайней мере, в полосе 2–10 МГц [24]. Это позволяет экстраполировать литературные данные до частоты 15 МГц, получив диапазон оценок 60–78 1/м. Как видно, измеренное значение 67 1/м находится внутри этого интервала.

Аналогичным образом был найден коэффициент затухания поперечных волн α_T по измеренному амплитудному коэффициенту $\xi_{LT}(s)$. На этом этапе обработки производилось нелинейное оценивание параметра α_T по модельному уравнению (17), в котором дополнительно использовались найденные выше оценки плотности ρ и коэффициента затухания продольной волны α_L . Результат оценивания α_T также приведен в таблице, однако справочных данных, подтверждающих правильность полученной оценки, обнаружить не удалось.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанный метод измерения параметров изотропного слоя с помощью ультразвуковой решетки позволяет производить сбор пространственно-временных данных без механического сканирования за интервал времени, ограниченный, главным образом, временем распространения волн в иммерсионной среде и образце. Регистрация полного набора данных, состоящего из сигналов всех приемно-передающих пар элементов решетки, дает дополнительные возможности при предварительной обработке. Как показано в данной работе, оказывается возможным оценить и компенсировать непараллельность установки образца и решетки, снизить влияние разброса параметров ее элементов. Важно отметить, что частота пространственной дискретизации выходных данных решетки принципиально не удовлетворяет условию Найквиста, что может приводить при обработке к генерации помех, вызываемых наложением спектральных компонент. Для преодоления данного недостатка предложено производить независимую интерполяцию импульсных откликов, выделенных из принятого пространственно-временного сигнала. Применяемое в работе разложение данных по импульсным плоским волнам позволяет измерить их задержки в слое и относи-

тельные амплитуды в зависимости от направления распространения без знания передаточной функции элементов решетки. Сохранение амплитудной информации делает возможным измерение не только толщины и скоростей объемных волн, но плотности и коэффициентов их затухания, что подтверждено экспериментально.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. М.: Мир, 1972. 307 с.
2. Papadakis E.P. Ultrasonic velocity and attenuation: measurement methods with scientific and industrial application, in: Physical acoustics. Principles and methods, ed. W.P. Mason, and R.N. Thurston, vol. XII, NY: Academic press. 1976. P. 277–374.
3. Ивочкин А.Ю., Карабутов А.А., Лямшев М.Л., Пеливанов И.М., Рохатги У., Субудхи М. Измерение распространения скорости продольных акустических волн в сварных соединениях лазерным оптико-акустическим методом // Акуст. журн. 2007. Т. 53. № 4. С. 540–547.
4. Hsu D.K., Hughes M.S. Simultaneous ultrasonic velocity and sample thickness measurement and application in composites // J. Acoust. Soc. Amer. 1992. V. 92. № 2. Pt. 1. P. 669–675.
5. Youssef M.H., Gorban N.K. Modified treatment of ultrasonic pulse-echo immersion technique // Ultrasonics. 2001. V. 39. P. 473–477.
6. He P. Simultaneous measurement of sound velocity and wall thickness of a tube // Ultrasonics. 2001. V. 39. P. 407–411.
7. Смагин Н.В., Крутянский Л.М., Брысев А.П., Бункин Ф.В. Измерение коэффициента акустического поглощения с помощью обращенных ультразвуковых волн // Акуст. журн. 2011. Т. 57. № 4. С. 470–478.
8. Kinra V.K., Iyer V.R. Ultrasonic measurement of the thickness, phase velocity, density or attenuation of a thin viscoelastic film. Part II: the inverse problem // Ultrasonics. 1995. V. 33. № 2. P. 111–122.
9. Raisutis R., Kazys R., Mazeika L. Application of the pulse-echo technique for quality control of the multi-layered plastic materials // NDT&E International. 2008. V. 41. P. 300–311.
10. Hagglund F., Martinsson J., Carlson J.E. Model-based estimation of thin multi-layered media using ultrasonic measurements // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Contr. 2009. V. 56. № 8. P. 1689–1702.
11. Мансфельд А.Д., Рейман А.М. О возможности измерения коэффициента затухания ультразвука в слоистых средах при одностороннем доступе к объекту // Акусти журн. 2011. Т. 57. № 2. С. 211–218.
12. Lavrentyev A.I., Rokhlin S.I. Determination of elastic moduli, density, attenuation, and thickness of a layer using ultrasonic spectroscopy at two angles // J. Acoust. Soc. Amer. V. 102. № 6. P. 3467–3477.
13. Bouzidi Y., Schmitt D.R. A large ultrasonic bounded acoustic pulse transducer for acoustic transmission goniometry: modeling and calibration // J. Acoust. Soc. Amer. 2006. V. 119. № 1. P. 54–64.

14. *Maev R.G., Levin V.M.* Principles of local sound velocity and attenuation measurement using transmission acoustic microscope // *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Contr.* 1997. V. 44. № 6. P. 1224–1231.
15. *Huang S.-W., Li P.-C.* Ultrasonic computed tomography reconstruction of the attenuation coefficient using a linear array // *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Contr.* 2005. V. 52. № 11. P. 2011–2022.
16. *Ватульян А.О., Явруян О.В., Богачев И.В.* Идентификация упругих характеристик неоднородного по толщине слоя // *Акуст. журн.* 2011. Т. 57. № 6. С. 723–730.
17. *Titov S.A., Maev R.G., Bogatchenkov A.N.* Measurement of velocity and attenuation of leaky waves using an ultrasonic array // *Ultrasonics.* 2006. V. 44. № 2. P. 182–187.
18. *Mah M., Schmitt D.R.* Near point–source longitudinal and transverse mode ultrasonic arrays for material characterization // *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., Freq. Contr.* 2001. V. 48. № 3. P. 691–698.
19. *Титов С.А., Маев Р.Г., Богаченков А.Н.* Измерение скорости акустической волны и толщины образца при помощи решетки ультразвуковых преобразователей // *Письма в ЖТФ.* 2009. Т. 35. № 22. С. 8–14.
20. *Titov S.A., Maev R.G., Bogatchenkov A.N.* Wide–Aperture, Line–focused Ultrasonic Material Characterization System Based on Lateral Scanning // *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., Freq. Contr.* 2003. V. 50. № 8. P. 1046–1056.
21. *Бреховских Л.М., Гордин О.А.* Акустика слоистых сред. М.: Наука, 1989. 416 с.
22. *Ермолов И.Н., Ланге Ю.В.* Ультразвуковой контроль. М.: Машиностроение, 2004. 864 с.
23. *Кайно Г.* Акустические волны: Устройства, визуализация и аналоговая обработка сигналов. М.: Мир, 1990. 656 с.
24. *Dube N.* Introduction to phased array ultrasonic technology applications: R/D Tech guideline. Quebec, Canada, 2004. 348 p.
25. *Клаербоут Д.Ф.* Сейсмическое изображение земных недр. М.: Недра, 1989. 407 с.
26. http://www.imasonic.fr/Industry/PA_components.php
27. *Сергиенко А.Б.* Цифровая обработка сигналов. СПб.: Питер, 2002. 608 с.
28. *Adamowski J.C., Buiocchi F., Simon C., Silva E.C.N., Sigelmann R.* Ultrasonic measurement of density of liquids // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1995. V. 97. P. 354–361.