

08;12

Измерение скорости акустической волны и толщины образца при помощи решетки ультразвуковых преобразователей

© С.А. Титов, Р.Г. Маев, А.Н. Богаченков

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет)
Институт биохимической физики им. Н.М. Эмануэля РАН, Москва
E-mail: sergetitov@mail.ru

Поступило в Редакцию 10 апреля 2009 г.

Предложен метод измерения скоростей продольной и поперечной акустических волн и толщины образца, основанный на регистрации и анализе эхоимпульсных сигналов решетки ультразвуковых преобразователей. На основе лучевой модели получены аналитические выражения, связывающие величины задержек регистрируемых сигналов решетки с определяемыми параметрами образца. Проведено исследование тестового образца; показано, что полученные по предложенному методу значения скоростей ультразвуковых волн и толщины образца находятся в соответствии с результатами независимых измерений.

PACS: 43.20.Ye, 43.58.Dj

Большинство методов измерения скорости объемной акустической волны основаны на определении времени ее распространения в исследуемом образце, толщина которого известна в результате независимых измерений [1–2]. Однако в ряде практически важных случаев толщина образца не может быть определена с достаточной точностью или является недоступной для измерения. Широко также используются методы ультразвуковой толщинометрии [2], которые, наоборот, позволяют находить толщину образца при известной скорости ультразвука. Точность измерений в этом методе ограничивается неопределенностью величины скорости, которая может иметь заметный разброс среди однотипных образцов и даже в пределах одного образца, а также может зависеть от состояния измеряемого материала, например его температуры или распределения механических напряжений.

Были также разработаны методы измерения скорости ультразвука и толщины [3–4], основанные на сравнении времен прохождения плоской

волны через иммерсионную ячейку ультразвуковой измерительной системы до и после удаления образца. Обойтись без удаления образца позволяет применение сфокусированных иммерсионных преобразователей [5], выходной сигнал которых регистрировался в зависимости от расстояния между поверхностью образца и фокусом. Обработка записанных пространственно-временных сигналов позволяет найти скорость звука и толщину образца, однако этот метод имеет низкое быстродействие и требует применения прецизионных механических сканеров.

Недавно была показана эффективность применения ультразвуковых решеток для измерения параметров поверхностных вытекающих волн [6–8]. В данной работе предлагается использовать ультразвуковые решетки для одновременного измерения скоростей продольной и поперечной объемных волн и толщины образца, что позволяет отказаться от сложных механических устройств и повысить быстродействие за счет электронного сканирования.

Предлагаемый метод измерения основан на схеме, лучевая модель которой представлена на рис. 1. Решетка ультразвуковых преобразователей 1, элементы которой расположены с заданным периодом p , и изотропный образец 3 помещаются параллельно друг другу в иммерсионную жидкость 2 с известной скоростью ультразвуковых волн C_0 . Расстояние z между образцом и решеткой в данном методе полагается неизвестным. Некоторый фиксированный элемент решетки используется для возбуждения зондирующей волны, которая отражается от поверхностей образца и принимается всеми элементами этой же решетки. В принятых сигналах выделяют отраженные отклики, измеряют времена их распространения, и определяют по ним скорости продольной и поперечной волн C_1, C_2 в материале образца и его толщину d .

Первый отклик производится лучом $T_k O_0 T_j$, зеркально отраженным от верхней поверхности образца. Время распространения этого отклика R равно:

$$t_j = \sqrt{4z^2 + x_j^2} / C_0, \quad (1)$$

где $x_j = p(j - k)$ — смещение j -го приемного элемента по отношению к передающему элементу с фиксированным номером k ($1 \leq k, j \leq N$), N — общее число элементов решетки. Луч $T_k A_1 O_1 B_1 T_j$ испытывает преломление на верхней поверхности образца, распространяется внутри

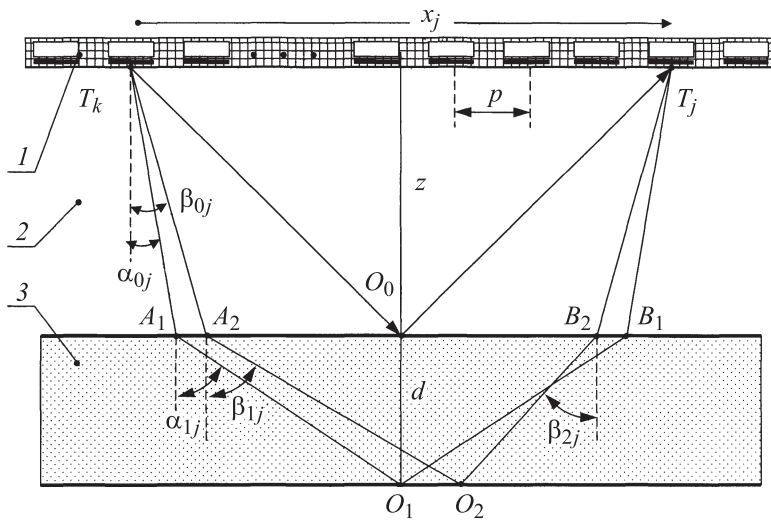


Рис. 1. Схема измерений.

образца в виде продольной моды со скоростью C_1 и отражается от его нижней поверхности. Этот отклик L задержан по отношению к отклику R на время:

$$\xi_j = \frac{\tau_0}{\cos \alpha_{0j}} + \frac{\tau_1}{\cos \alpha_{1j}} - \sqrt{\tau_0^2 + \left(\frac{x_j}{C_0}\right)^2}. \quad (2)$$

Здесь введены обозначения для задержек нормально падающей волны, которая излучается и принимается одним и тем же элементом ($j = k$):

$$\tau_0 = 2z/C_0 = t_k, \quad \tau_1 = 2d/C_1 = \xi_k. \quad (3)$$

Углы падения и преломления α_{0j}, α_{1j} связаны законом Снеллиуса

$$\sin \alpha_{0j}/C_0 = \sin \alpha_{1j}/C_1 \quad (4)$$

и соотношением геометрического характера

$$x_j = C_0 \tau_0 \operatorname{tg} \alpha_{0j} + C_1 \tau_1 \operatorname{tg} \alpha_{1j}. \quad (5)$$

Хорошо различимый в экспериментальных данных отклик дает также луч $T_k A_2 O_2 B_2 T_j$, который в одном направлении распространяется

в виде продольной моды (отрезок A_2O_2), в другом направлении — в виде поперечной (отрезок O_2B_2), а на нижней границе образца имеет место трансформация мод. Существует также симметричный луч, не показанный на рис. 1, синфазно складывающийся с первым лучом на приемном элементе. Суммарный отклик LT задержан относительно импульса R на величину

$$\eta_j = \frac{\tau_0}{\cos \beta_{0j}} + \frac{\tau_1}{2 \cos \beta_{1j}} + \frac{d}{C_2 \cos \beta_{2j}} - \sqrt{\tau_0^2 + \left(\frac{x_j}{C_0}\right)^2}. \quad (6)$$

Угол падения β_{0j} и углы преломления продольной и поперечной волн β_{1j} и β_{2j} подчиняются закону преломления

$$\sin \beta_{0j}/C_0 = \sin \beta_{1j}/C_1 = \sin \beta_{2j}/C_2 \quad (7)$$

и связаны соотношением

$$x_j = C_0 \tau_0 \operatorname{tg} \beta_{0j} + (C_1 \tau_1 \operatorname{tg} \beta_{1j})/2 + d \operatorname{tg} \beta_{2j}. \quad (8)$$

Для определения толщины d и скоростей C_1, C_2 по записанным сигналам элементов решетки сначала измерялись задержки откликов t_j^*, ξ_j^*, η_j^* . Затем решалась задача оценивания параметра C_1 нелинейной модели, образованной уравнением (2). Величины τ_0 и τ_1 , входящие в модельную функцию $\xi_j(C_1)$, определялись в соответствии с формулами (3) по задержке откликов волны, нормально падающей на образец: $\tau_0 = t_k^*, \tau_1 = \xi_k^*$. Также для расчета модельной функции использовались значения углов α_{0j}, α_{1j} , которые находились для каждого C_1 и j путем численного решения системы уравнений (4), (5). Решением задачи, которое искалось методом деления отрезка пополам [9], считалось значение C_1^* , которое минимизирует целевую функцию вида

$$\delta(C_1) = \sum_{j=1}^N (\xi_j^* - \xi_1(C_1))^2. \quad (9)$$

После нахождения скорости C_1^* толщина образца d рассчитывалась по задержке τ_1 в соответствии с (3). Скорость поперечной волны C_2^* определялась аналогичным образом по модели (6), причем C_1 и d считались известными.

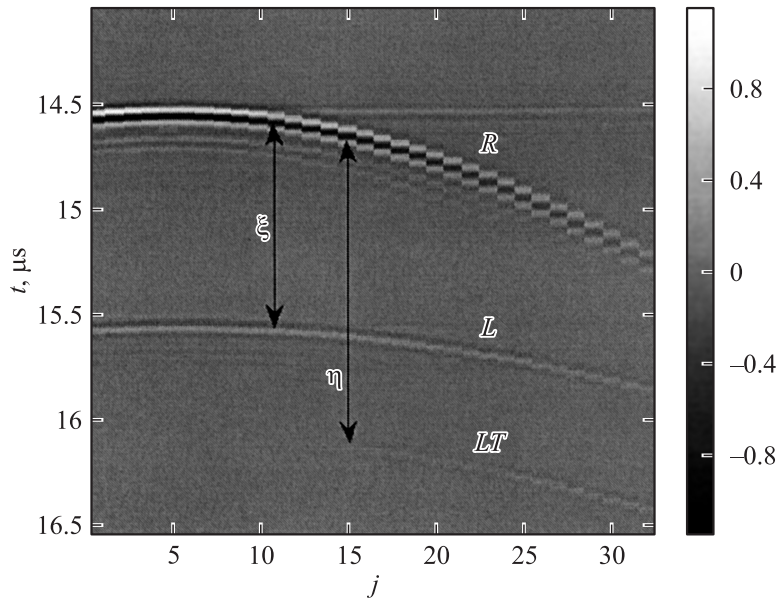


Рис. 2. Сигналы $V_j(t)$, принятые элементами решетки для алюминиевой пластинки.

Для оценки погрешности определения скорости ΔC задержку $\xi_i(C_1)$ в окрестности решения C_1^* можно аппроксимировать линейной функцией

$$\xi_j(C_1) = \xi_j(C_1^*) + g_j(C_1 - C_1^*), \quad g_j = \frac{d\xi_j}{dC}, \quad (10)$$

подстановка которой в (9) приводит к линейной регрессии разностей $\xi_j^* - \xi_j(C^*) = \varepsilon_j$ по величинам g_j . Погрешность оценки коэффициента пропорциональности $(C_1 - C_1^*)$ уравнения регрессии, совпадающая с величиной ΔC , выражается через отношение средних квадратов

$$\Delta C = \sqrt{\langle \varepsilon_j^2 \rangle} \left(\sqrt{N \langle g_j^2 \rangle} \right)^{-1}. \quad (11)$$

Считая, что величина $\langle \varepsilon_j^2 \rangle$ равна погрешности измерения задержки ε , и пользуясь параксиальным приближением выражений (4), (5) при

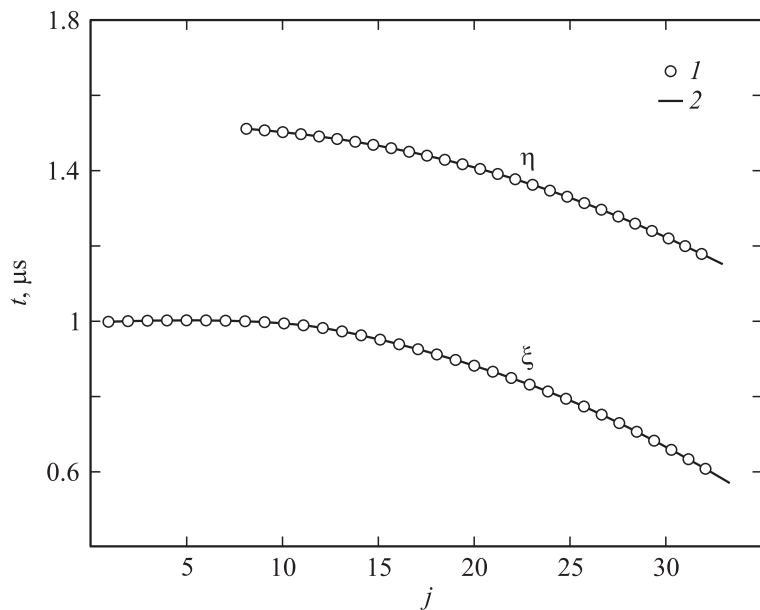


Рис. 3. Относительные задержки ξ и η : измеренные значения (1) и значения, рассчитанные при минимуме целевых функций (2).

вычислении величин g_j , для относительной погрешности скорости можно получить выражение

$$\frac{\Delta C}{C_1} \approx \frac{\varepsilon}{\tau_1} \frac{1}{\alpha_{\max}^2 \sqrt{N}}, \quad (12)$$

где α_{\max} — максимальное значение угла падения зондирующих лучей. Таким образом, для повышения точности измерений следует расширять диапазон углов падения, уменьшать погрешность измерения задержки и использовать решетки с большим числом элементов.

В качестве примера на рис. 2 в виде полутонового изображения показаны типичные сигналы $V_j(t)$, записанные для пластинки из алюминиевого сплава толщиной 3.20 ± 0.01 mm с помощью многоканальной ультразвуковой системы, подробно описанной в [7,8]. В измерениях использовалась линейная ультразвуковая решетка из 32 прямоугольных

элементов, расположенная в воде на расстоянии $z = 10.8$ mm параллельно образцу. Пьезоэлементы имели центральную частоту 15 MHz, длину 8 mm, ширину 0.2 mm, а расстояние между ними составляло $p = 0.25$ mm. Температура воды во время эксперимента находилась в пределах $21 \pm 1^\circ\text{C}$, следовательно, скорость звука в ней составляла $C_0 = 1485 \pm 2.5$ m/s [2]. Импульсы R и L (рис. 2), отраженные от передней и задней поверхностей образца соответственно, имеют наименьшую задержку при совпадении приемного и передающего элементов $j = k = 5$, когда имеет место нормальное распространение волн. Амплитуда отклика LT спадает при приближении к точке $j = 5$ вследствие малой эффективности возбуждения поперечной волны в области малых углов падения. Измеренные значения относительных задержек этих откликов ξ_j^* и η_j^* показаны на рис. 3. Поиск величин C_1^* и C_2^* по описанному методу производился на интервалах характерных значений скоростей продольной 3000–7000 m/s и поперечной волн 2500–4000 m/s соответственно [2]. Найденные значения составили $C_1^* = 6373$ m/s и $C_2^* = 3147$ m/s, что согласуется со значениями $C_1 = 6393$ m/s и $C_2 = 3163$ m/s, измеренными ранее для данного материала традиционным способом [7,8]. Полученная величина толщины образца равна $d^* = 3.207$ mm, что также находится в согласии с результатом прямого измерения $d = 3.20$ mm.

Список литературы

- [1] Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. М.: Мир, 1972. С. 45. (*Thuell R., Elbaum C., Chick B. Ultrasonic methods in solid state physics. New York and London: Academic Press, 1969.*)
- [2] Birks A.S., Green R.E., McIntire P. Nondestructive. Am. Soc. for Nondestructive Testing. 1991. V. 7. P. 835–841.
- [3] Hsu D.K., Hughes M.S. // J. Acoust. Soc. Am. 1992. V. 92. N 2. P. 669–675.
- [4] Youssef M.H., Gorban N.K. // Ultrasonics. 2002. V. 39. P. 473–477.
- [5] Maev R.G., Levin V.M. // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect. Freq. Contr. 1997. V. 44. N 6. P. 1224–1232.
- [6] Bossy E., Talmant M., Defontaine M., Patat F., Laugier P. // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect. Freq. Contr. V. 51. N 1. P. 51–79.
- [7] Титов С.А., Маев Р.Г., Богаченков А.Н. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. В. 20. С. 89–94.
- [8] Titov S., Maev R., Bogachenkov A. // Ultrasonics. 2006. V. 44. P. 182–187.
- [9] Носач В.В. Решение задач аппроксимации с помощью персональных компьютеров. М.: МИКАП, 1994. С. 236.