3. Г. Д. Пархомовский. Распространение ультразвуковых волн в неоднородных средах (канд. диссертация). ХГУ, 1948.
4. Д. В. Сивухин. Дифракция плоской звуковой волны на сферической полости. Акуст. ж., 1955, 1, 1, 78—88.
5. В. М. Меркулова. Акустические свойства некоторых твердых гетерогенных сред на ультразвуковых частотах. Акуст. ж., 1965, 11, 1, 68—73.
6. В. А. Кузнецов. Исследование упругих свойств фрикционных пластмасс ультразвуком. Мех. полим., 1965, 2, 152—158.
7. Н. А. Борделиус, В. К. Семенченко. Исследование акустических свойств некоторых полимеров. Сб. «Применен. ультраакуст. к исслед. вещества», МОПИ, 1965, 21, 145—148.
8. H. Seki, A. Granato, R. Truell. Diffraction effects in the ultrasonic field of a piston source and their importance in the accurate measurement of attenuation. J. Acoust. Soc. America, 1956, 28, 2, 230—238.
9. R. Bass. Diffraction effects in the ultrasonic field of a piston source. J. Acoust. Soc. America, 1958, 30, 7, 602—605.
10. М. Б. Гитис, А. С. Химунин. О дифракционных эффектах в ультразвуковых полях. Акуст. ж., 1968, 14, 4, 489—513.
11. W. Kuhn, O. Künzle, A. Preissmann. Relaxationszeitspectrum, elastizität und viskosität von kautschuk. Helv. Chim. Acta, 1947, 30, 307—328; 464—493; 839—858.
12. B. Gross. Mathematical structure of the theories of viscoelasticity. Paris, 1953.
13. И. Г. Михайлов, В. А. Соловьев, Ю. П. Сырников. Основы молекулярной акустики, М., «Наука», 1964.
14. В. Г. Гоголадзе. Некоторые задачи теории наследственной упругости. Тр. сейсмологич. ин-та АН СССР, 1938, 87, 1—28.

Всесоюзный н.-и. институт асбестовых технических изделий
Ярославль

Поступило в редакцию
3 декабря 1969 г.

УДК 534.8.081.7

К ВОПРОСУ ОБ АКУСТИЧЕСКОМ КОНТРОЛЕ СВОЙСТВ СРЕДЫ НА ОСНОВЕ ИЗМЕРЕНИЯ ЕЕ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО ИМПЕДАНЦА

П. О. Липовко, В. М. Лубэ

Применяемые в настоящее время ультразвуковые методы исследования веществ основаны, как правило, на измерении скорости или затухания ультразвуковых волн в исследуемой среде [1]. Гораздо меньшее приложение находят методы измерения удельного акустического импеданца изучаемой среды. Они используются обычно в тех случаях, когда поглощение ультразвука настолько велико, что прямое измерение скорости и затухания звука становится невозможным, например при изучении сдвигово-вязких свойств жидких полимеров с помощью поперечных волн [2].

Однако методы измерения характеристического импеданца, по-видимому, могут иметь самостоятельное значение при контроле, особенно в тех случаях, когда применение других ультразвуковых методов затруднено или невозможно: 1) если доступ к исследуемому объекту возможен только с одной стороны, и длина акустического пути в нем не поддается учету; 2) если в исследуемом объекте не может быть обеспечено условие плоскопараллельности границ; 3) если условия распространения прошедших в объект волн неизвестны или сложным образом варьируют; и в ряде других случаев.

При разработке методов импеданцного контроля в диапазоне 1—100 *Мгц* решающее значение имеет проектирование преобразователей, чувствительных к импеданцу контролируемой среды. При этой проблеме согласования преобразователей с акустической нагрузкой предстает в новом аспекте, отличном от задачи передачи максимальной энергии в нагрузку.

Рассмотрим влияние акустического согласования на чувствительность импеданцного контроля по методу Мэзона и Мак-Скимина [2]. При этом способе импеданц определяется путем измерения комплексного коэффициента отражения плоской ультразвуковой волны на границе раздела двух сред — эталонной (плавленный кварц) и исследуемой (некоторые жидкие полимеры и эластомерные материалы):

$$R = re^{-j\theta} = \frac{Z_x - Z_0}{Z_x + Z_0}, \qquad Z_x = Z_0 \frac{1 - r^2 + 2jr\sin\theta}{1 + r^2 + 2r\cos\theta},$$

где R — коэффициент отражения по амплитуде на границе раздела, Z_x и Z_0 — импеданцы исследуемой и эталонной сред соответственно.

Для общего случая комплексных импеданцев $Z_x = Z_x e^{j\psi}$, $Z_0 = z_0 e^{j\varphi}$ получим зависимость модуля коэффициента отражения от модуля импеданца нагрузки *.

$$R = \frac{z_x e^{j\psi} - z_0 e^{j\varphi}}{z_x e^{j\psi} + z_0 e^{j\varphi}} = \frac{(z_x \cos\psi - z_0 \cos\varphi) + j(z_x \sin\psi - z_0 \sin\varphi)}{(z_x \cos\psi + z_0 \cos\varphi) + j(z_x \sin\psi + z_0 \sin\varphi)}$$

$$r = \sqrt{\frac{z_x^2 + z_0^2 - 2z_x z_0 \cos(\psi - \varphi)}{z_x^2 + z_0^2 + 2z_x z_0 \cos(\psi - \varphi)}} = \sqrt{\frac{z_{x,0}^2 + 1 - 2az_{x,0}}{z_{x,0}^2 + 1 + 2az_{x,0}}}, \qquad (1)$$

где $z_{x,0} = z_x / z_0$, $a \equiv \cos(\psi - \varphi)$.

Зависимость $r(z_{x,0})$ приведена на фиг. 1. Кривая *1* соответствует значению $a = 1$ (активный приведенный импеданц нагрузки); кривая *2* — значению $a = 0{,}98$; кривая *3* — значению $a = 0{,}8$; кривая *4* — значению $a = 0$ (реактивный приведенный импеданц нагрузки).

Находим производную от r по z_x:

$$\frac{\partial r}{\partial z_x} = \frac{2az_0(z_x^2 - z_0^2)}{\sqrt{(z_x^2 + z_0^2 - 2az_x z_0)(z_x^2 + z_0^2 + 2az_x z_0)^3}}. \qquad (2)$$

Деля (2) на (1) и приводя к удобному для анализа виду, получим

$$\frac{\partial_z r}{r} = \frac{2az_{x,0}(z_{x,0}^2 - 1)}{(z_{x,0}^2 + 1)^2 - 4a^2 z_{x,0}^2} \frac{dz_x}{z_x} = A(z_{x,0}) \frac{dz_x}{z_x},$$

где

$$A(z_{x,0}) \equiv \frac{2z_{x,0}(z_{x,0}^2 - 1)\cos(\psi - \varphi)}{(z_{x,0}^2 + 1)^2 - 4z_{x,0}^2 \cos^2(\psi - \varphi)}. \qquad (3)$$

Зависимость $A(z_{x,0})$ приведена на фиг. 2. Каждая из кривых построена для тех же значений параметра a, что и соответствующая кривая на фиг. 1.

Следует отметить, что обе функции $r(z_{x,0})$ и $A(z_{x,0})$ обладают свойством обратимости по отношению к аргументу, так $r(z_{x,0}) = r(1/z_{x,0})$, $A(z_{x,0}) = -A(1/z_{x,0})$. Поэтому при анализе можно пользоваться только одной из ветвей каждой функции.

Значения $z_{x,0}$, соответствующие максимуму A, получаются приравниванием нулю производной от A.

$$\frac{1}{2a}\frac{\partial A}{\partial z_{x,0}} = \frac{(3z_{x,0}^2 - 1)[(z_{x,0}^2 + 1)^2 - 4az_{x,0}^2] - 4[z_{x,0}(z_{x,0}^2 + 1) - 2a^2 z_{x,0}]z_{x,0}(z_{x,0}^2 - 1)}{[(z_{x,0}^2 + 1)^2 - 4a^2 z_{x,0}^2]^2} = 0,$$

где $a \equiv \cos(\psi - \varphi) \neq 0$. Исключая значение $z_{x,0} = \infty$, не представляющее интереса, и $z_{x,0} = 1$, так же соответствующее $A = 0$ (при $a \neq 1$), получаем уравнение для определения максимумов A:

$$(3z_{x,0}^2 - 1)[(z_{x,0}^2 + 1)^2 - 4a^2 z_{x,0}^2] - 4[z_{x,0}(z_{x,0}^2 + 1) - 2a^2 z_{x,0}]z_{x,0}(z_{x,0}^2 - 1) = 0.$$

После преобразований получим

$$z_{x,0}^6 - (5 - 4a^2)z_{x,0}^4 - (5 - 4a^2)z_{x,0}^2 + 1 = 0.$$

Данное уравнение является возвратным уравнением третьей степени относительно $x^2_{x,0}$. Так как $z^2_{x,0} \neq -1$, мы получаем следующие корни уравнения:

$$(z_{x,0}^2)_{1,2} = 3 - 2a^2 \mp \sqrt{(3 - 2a^2)^2 - 1} > 0.$$

Отсюда

$$\begin{cases} (z_{x,0})_{\max,1} = \sqrt{3 - 2\cos^2(\psi - \varphi) - 2\sqrt{2 - 3\cos^2(\psi - \varphi) + \cos^4(\psi - \varphi)}} \\ (z_{x,0})_{\max,2} = \sqrt{3 - 2\cos^2(\psi - \varphi) + 2\sqrt{2 - 3\cos^2(\psi - \varphi) + \cos^4(\psi - \varphi)}} \end{cases}$$

При $a = 1$ мы имеем $(z_{x,0})_{\max,1} = (z_{x,0})_{\max,2} = 1$.

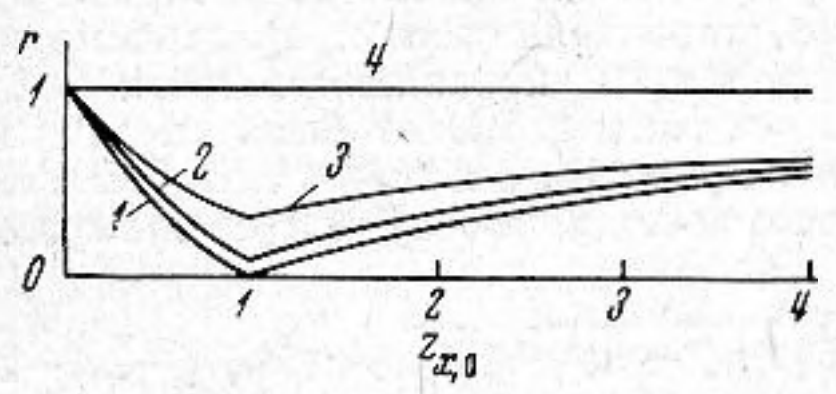
Функция $A(z_{x,0})$, очевидно, характеризует чувствительность метода (для $\psi - \varphi = \text{const}$). В идеальном случае, когда $\psi - \varphi = 0$, т. е. $a = 1$ (что имеет место,

* Это наиболее интересный для практики случай. Аналогичные расчеты могут быть проведены для зависимости модуля коэффициента отражения от фазового угла импеданца и т. д.

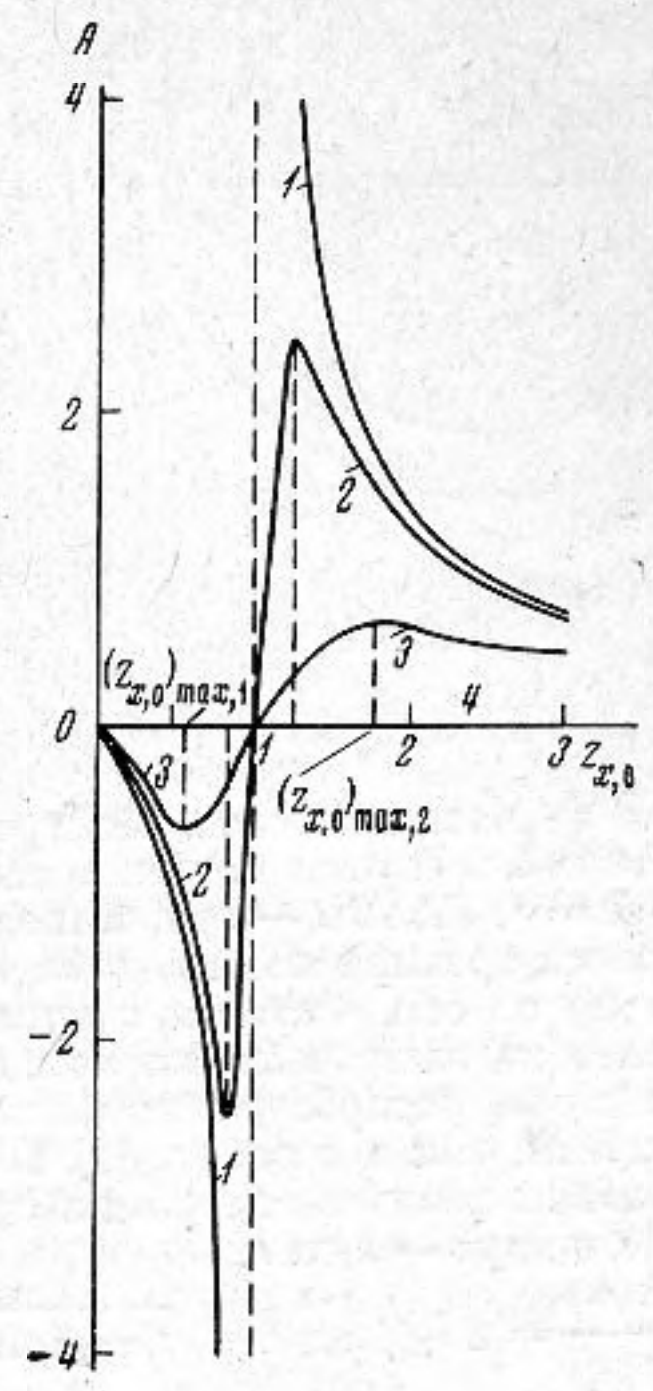
в частности, для чисто активного характера импеданцев эталона и нагрузки: $\psi = \varphi = 0$), при согласовывании импеданцев ($z_{x,0} \to 1$) чувствительность метода теоретически стремится к бесконечности. Однако в общем случае максимальная чувствительность метода (как видно из фиг. 2) резко зависит от величины параметра a, и уже для $a = 0{,}98$ она уменьшается до значения $A_{max} = 2{,}5$. Кроме того, для значений $a \neq 1$ при согласовании импеданцев по модулю ($z_{x,0} \approx 1$) метод оказывается малочувствительным.

Таким образом, чувствительность метода теоретически ограничена пределами, определяемыми выражениями (4) и (3), и для ее повышения необходимо минимизировать значение r (т. е. $z_{x,0} \to 1$ и $a \to 1$, см. фиг. 1) и выбирать рабочий участок на кривой A вблизи точки ее максимального значения.

Методически это сводится к подбору импеданца эталона, близким по величине к предполагаемому импеданцу контролируемой нагрузки. Так, в частности, для чисто активного характеристического импеданца нагрузки (что, как известно, имеет место для не очень большого значения коэффициента поглощения: $Z_x = \rho c$, где ρ — плотность среды, c — скорость ультразвуковых волн соответствующего типа в



Фиг. 1



Фиг. 2

ней) эталон рекомендуется изготовлять из материала, близкого по акустическим свойствам к нагрузке и также обладающего не слишком большим поглощением ультразвука на используемой частоте. При этом максимальная степень согласования (минимальное значение коэффициента отражения r) будет ограничиваться только чувствительностью (отношением сигнал / шум) практически используемого приемника.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. И. Бражников. Ультразвуковые методы. Физические и физико-химические методы контроля состава и свойств вещества, М.— Л., «Энергия», 1965.
2. У. Мэзон. Физическая акустика. Методы и приборы ультразвуковых исследований (пер. с англ.), т. 1, ч. А, гл. 4, 329—330, 352—355, М., «Мир», 1966.

Ростовский государственный медицинский иститут

Поступило в редакцию 28 ноября 1969 г.

УДК 534.26

МОДИФИКАЦИЯ АКУСТИЧЕСКОЙ ЛИНЗЫ ЛЮНЕБЕРГА

Р. В. Метёлкина, Б. С. Суриков

Акустические линзы Люнеберга, состоящие из внешнего слоя радиуса R и внутреннего слоя радиуса R_2 с постоянными показателями преломления n_1 и n_2, рассмотрены в работе [1]. При заданном значении n_1 и соответственном выборе n_2 и относительного радиуса внутреннего ядра $r = R_2 / R$ такие двухслойные линзы имеют очень малую фазовую аберрацию и могут формировать остронаправленные диаграммы в широком секторе углов обзора. В линзах сферической формы фокус находится на поверхности сферы, в цилиндрических линзах фокальная ось совпадает с одной из образующих цилиндра. Можно, однако, выбрать параметры линзы таким образом, чтобы ее фокус (или фокальная линия) находился внутри линзы,