

УДК 620.179.16

А. И. Кондратьев, Ю. М. Криницын

(Хабаровск)

**ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ РАСПРОСТРАНЕНИЯ
АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН РЕЗОНАНСНЫМ МЕТОДОМ**

Рассматриваются возможности резонансного метода измерения параметров распространения акустических волн. Приводятся теоретические оценки погрешностей и результаты экспериментов. Показана возможность проведения измерений на межпиковых частотах.

В настоящее время резонансные методы широко применяются для прецизионного измерения скорости распространения и коэффициента затухания ультразвуковых колебаний в жидкостях в диапазоне частот 0,1–30 МГц [1, 2]. Использование в качестве излучателей и приемников ультразвуковых (УЗ) колебаний емкостных преобразователей позволило реализовать этот метод для твердых тел на частотах до 100 МГц [3–5].

Рассмотрим основы резонансного метода. Колебания поверхности плоскопараллельного образца толщиной d определяются соотношением [6]

$$u = u_0 \frac{y \exp(j\psi)}{1 - y^2 \exp(2j\psi)}, \quad (1)$$

где u_0 – амплитуда УЗ-колебаний; $y = \exp[-\alpha(\omega)d]$; $\psi = kd = \omega d/C_L = 2\pi f$; $\alpha(\omega)$, C_L – коэффициент затухания и скорость распространения УЗ-колебаний соответственно.

Сигнал на выходе приемного преобразователя $U(\omega)$ и его фазу $\varphi(\omega)$ можно представить в виде:

$$U(\omega) = K|u| = \frac{Ku_0 y}{\sqrt{1 + y^4 - 2y^2 \cos 2\psi}}, \quad (2)$$

$$\varphi(\omega) = \arg U(\omega) = \psi + \arctg \left(\frac{y^2 \sin 2\psi}{1 - y^2 \cos 2\psi} \right) + \varphi_0, \quad (3)$$

где K – модуль коэффициента преобразования приемника УЗ-колебаний;
 φ_0 – фазовый сдвиг в преобразователе.

Функция (2) достигает своего максимума при $\psi = \pi n$, а минимума при $\psi = \pi(n + 1/2)$, где $n = 1, 2, 3, \dots$ – номера акустических спектральных линий (АСЛ):

$$U_{\max} = U_n = \frac{Ku_0 y}{1 - y^2}, \quad U_{\min} = U_{n \pm 1/2} = \frac{Ku_0 y}{1 + y^2}. \quad (4)$$

При малых значениях коэффициента затухания ($y \approx 1$) ширина акустической спектральной линии (ШАСЛ) ΔF по уровню 0,707 связана с α простым соотношением [7]:

$$\alpha = \frac{20}{\ln 10} \frac{\pi \Delta F}{C_L} \text{ (дБ/м)}. \quad (5)$$

Приведенное выражение имеет погрешность менее 0,5 % при $\Delta F \leq 0,1 \Delta f$ (Δf – интервал частот между соседними спектральными линиями). При измерении ΔF на уровне β от максимума для α получаем

$$\alpha = -\frac{20}{d} \lg \left[-\frac{\beta \sin \Delta \psi}{\sqrt{1 - \beta^2}} + \sqrt{\left(\frac{\beta \sin \Delta \psi}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right)^2 + 1} \right], \quad (6)$$

$$\Delta \psi = \pi \Delta F / C_L.$$

Выражение (6) позволяет определять α при $y \geq 0,01$. Погрешности соотношений (5), (6) можно представить в виде

$$S_\alpha = \alpha \left[\left(\frac{S_F}{\Delta F} \right)^2 + \left(\frac{S_f}{\Delta f} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (7)$$

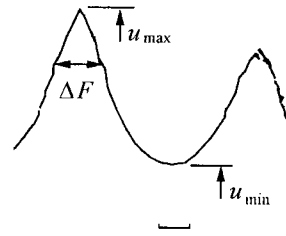
где S_F, S_f – погрешности измерения интервалов частот ΔF и Δf соответственно.

С учетом (4) α и S_α можно определять также по формулам

$$\alpha = \frac{10}{d} \lg \left(\frac{U_n + U_{n \pm 1/2}}{U_n - U_{n \pm 1/2}} \right), \quad (8)$$

$$S_\alpha = \left[\left(\frac{\alpha}{d} S_d \right)^2 + \left(\frac{20}{d \ln 10} \frac{S_U}{U_n + U_{n \pm 1/2}} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (9)$$

Рис. 1. Спектрограммы акустических спектральных линий:
 $f \approx 15$ МГц, развертка 50 кГц/дел. (образец – сталь X18H10T,
 $d = 15,00$ мм)



Здесь S_d , S_U – погрешности измерения толщины образца и величины сигнала соответственно.

Скорость C_L связана с интервалом частот Δf известным соотношением

$$C_L = 2\Delta f d = \frac{2d(f_m - f_n)}{m - n}, \quad (10)$$

$$S_C = \left[\left(\frac{S_f}{\Delta f} \right)^2 + \left(\frac{S_d}{d} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (11)$$

где f_m , f_n – акустические спектральные линии с номерами m и n соответственно.

Экспериментальные исследования резонансного метода были проведены на установке, описанной в [3]. Характерная картина акустических спектральных линий и измеренные значения параметров C_L и α для образца из стали X18H10T показаны на рис. 1 и 2 соответственно.

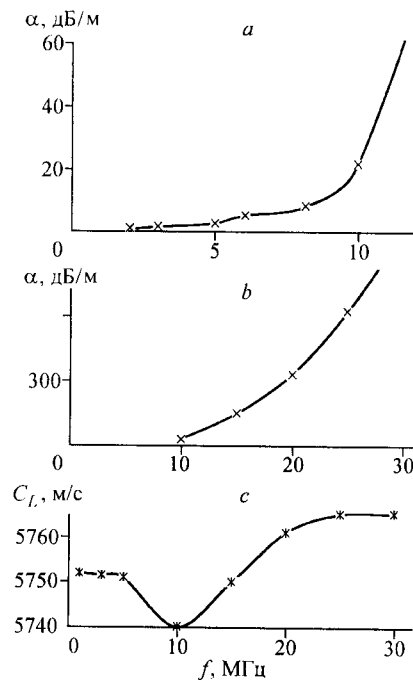


Рис. 2. Зависимость коэффициента затухания (a, b) и скорости распространения (c) от частоты (образец – сталь 12X18H10T)

Несмотря на достоинства резонансного метода, ему присущ один недостаток: возможность проведения измерений лишь на фиксированных частотах, что может ограничивать области применения данного метода для тонких образцов (толщиной менее 2–3 мм) или при значительной дисперсии скорости и коэффициента затухания УЗ-колебаний в исследуемом материале. В работе [4] рассмотрен подход, устраняющий этот недостаток, основанный на комбинации эхо-импульсного метода и метода ШАСЛ. Однако существует и другая возможность, использующая свойства самого резонансного метода. Действительно, в соответствии с выражениями (2), (3) частотные зависимости модуля $|U(\omega)|$ и фазы $\varphi(\omega)$ сигнала несут в себе информацию о величинах $\alpha(f)$ и $C(f)$. Из (2) получаем

$$y = \sqrt{\frac{1}{2} \left[2\cos 2\psi + \eta^2 - \sqrt{(2\cos 2\psi + \eta^2)^2 - 4} \right]}, \quad (12)$$

где $\eta = Ku_0/|U(\omega)|$.

Применение данного соотношения оправдано, если коэффициент преобразования K приемника УЗ-колебаний имеет постоянное значение (по крайней мере, в интервале частот между соседними АСЛ). Постоянную Ku_0 можно определить, используя (4) для амплитуды сигнала при $\psi = \pi n$:

$$Ku_0 = \frac{U_n(1 - y_n^2)}{y_n}, \quad (13)$$

где $y_n = \exp(-\alpha(\omega_n)d)$; ω_n – частота n -го спектрального максимума.

Значения величин $\alpha(\omega_n)$ и y_n определяются на начальном этапе методом ШАСЛ при использовании соотношения (6). При измерении $\alpha(\omega)$ параметр β выбирают таким образом, чтобы изменения коэффициента затухания в интервале частот $f_n - \Delta F/2 \leq f \leq f_n + \Delta F/2$ были незначительны. Далее проводят измерения сигнала на требуемых частотах и рассчитывают y и $\alpha(\omega)$ по формуле (12) с учетом (13). Погрешность определения $\alpha(\omega)$ можно представить в виде

$$\Delta\alpha = \left[\left(\alpha \frac{\Delta d}{d} \right)^2 + \left(\frac{1}{d} \frac{\Delta y}{y} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad \Delta y \approx \frac{2(1 + y^2)}{(1 - y^2)} \frac{\Delta U}{U}, \quad (14)$$

где $\Delta U/U$ – погрешность измерения величины сигнала.

Для «непрерывного по частоте» измерения скорости распространения необходимо проводить измерения фазы сигнала. На рис. 3 показана зависимость параметра $\varphi - \varphi_0$ от $\Delta\omega/\Delta\omega_n$ (φ_0 – фаза сигнала при отсутствии дисперсии, $\Delta\omega = \omega - \omega_n$, $\Delta\omega_n$ – интервал частот между спектральными линиями). Расчет проводился по формуле (3) в предположении, что при $\omega_n \leq \omega \leq \omega_{n+1}$ C_L можно представить в виде

$$C_L = C_n [1 + b(\omega - \omega_n)], \quad (15)$$

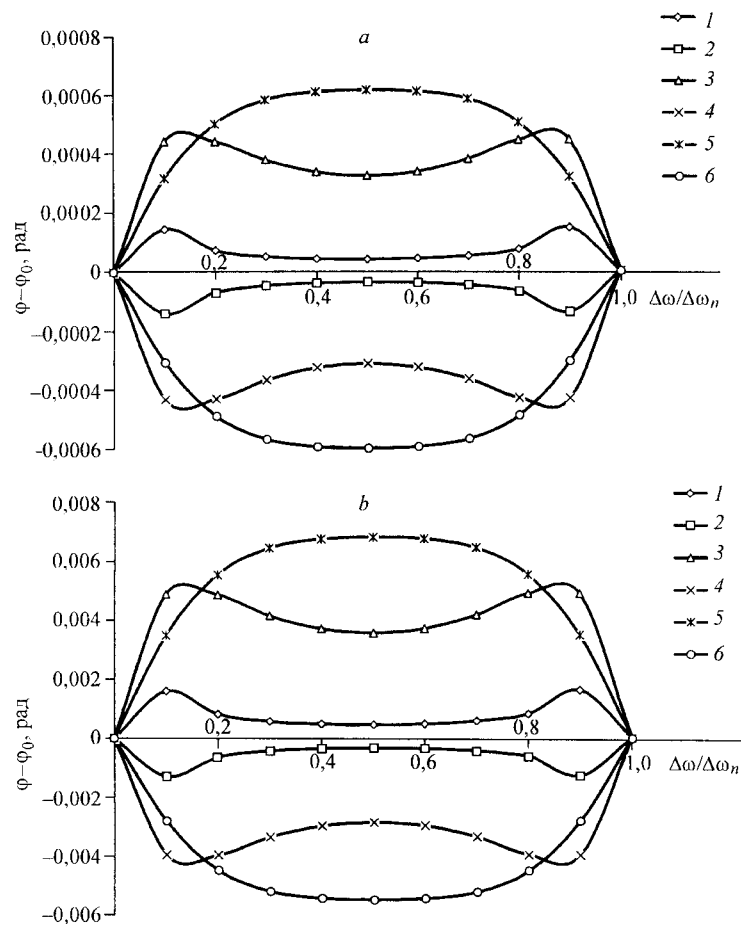


Рис. 3. Зависимости фазы сигнала от частоты при наличии дисперсии скорости: 1, 2 – $y^2 = 0,9$; 3, 4 – 0,4; 5, 6 – 0,1; 1, 3, 5 – $b > 0$; 2, 4, 6 – $b < 0$; $b = 10^{-9}$ с (а); $b = 10^{-8}$ с (б)

где C_n – значение скорости распространения при $\omega = \omega_n$.

Из рис. 3 видно, что изменения фазы пропорциональны параметру b при всех значениях y . Причем при $y^2 > 0,5$ кривая зависимости $\varphi - \varphi_0$ от $\Delta\omega/\Delta\omega_n$ имеет два максимума, а при $y^2 < 0,5$ – один.

Для экспериментального определения C_n и b необходимо измерить временные интервалы $\Delta\omega_n$ и $\Delta\omega_n^{\min}$ между n -м спектральным максимумом и n -м спектральным минимумом. В соответствии с выражениями (2), (3) для C_n и b получаем

$$\begin{cases} b = \frac{\Delta\omega_n - 2\Delta\omega_n^{\min}}{\omega_{n+1}\Delta\omega_n - 2\omega_n\Delta\omega_n^{\min}}, \\ C_n = \frac{\Delta\omega_n d(1 - b\omega_{n+1})}{\pi}. \end{cases} \quad (16)$$

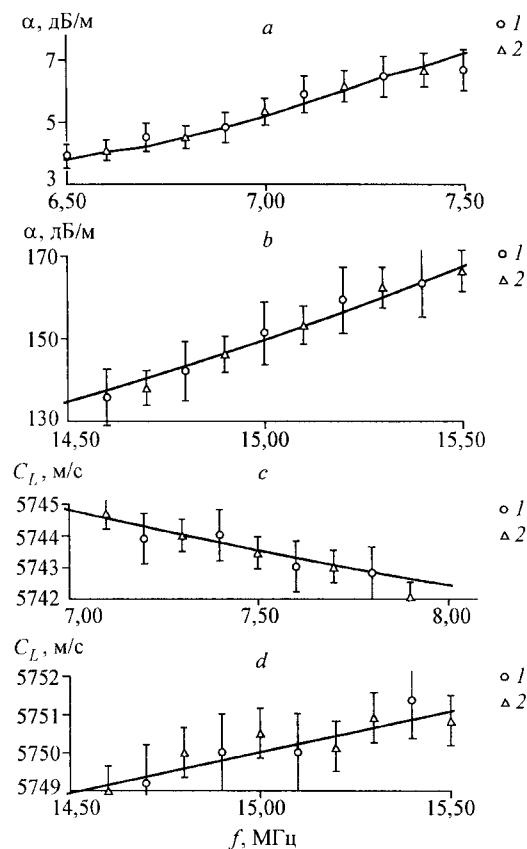


Рис. 4. Значения параметров α (a, b) и C_L (c, d) на межпиковых частотах (образец – сталь 12X18H10T): 1 – комбинация метода ШАСЛ и эхо-метода, 2 – «резонансная методика»

Погрешность определения C_L можно представить в виде

$$\Delta C_L = \sqrt{(\Delta C_n)^2 + (C_n \Delta b)^2} \approx 3 \frac{\delta \omega}{\Delta \omega_n}, \quad (17)$$

где $\delta \omega$ – погрешность измерения интервала частот.

Увеличение ошибки по сравнению с соотношением (11) в данном случае обусловлено необходимостью увеличения числа измеряемых параметров.

На рис. 4 приведены результаты измерения параметров α и C_L , полученные с применением обоих подходов для образца из стали 12X18H10T ($d = 0,015$ м, $\Delta \omega_n \approx 383$ кГц) в областях «сильной» дисперсии (см. рис. 2).

Приведенные данные показывают, что оба подхода в пределах погрешностей (на рис. 4 показано среднеквадратическое отклонение) обеспечивают одинаковые значения измеряемых величин C и α . Таким образом, основной недостаток резонансного метода – дискретность измерений – устраняется.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Кононенко В. С.** Исследование погрешности измерения в ультразвуковом резонаторе, связанной со спектром его собственных частот // Акуст. журн. 1984. **30**, № 6. С. 785.
2. **Кононенко В. С.** Прецизионный метод измерения коэффициента поглощения ультразвука в жидкостях на частотах 0,1–20 МГц // Акуст. журн. 1987. **33**, № 4. С. 688.
3. **Гусаков С. А., Кондратьев А. И.** Образцовая установка для комплексного измерения акустических параметров материалов // Измер. техника. 1989. № 7. С. 50.
4. **Кондратьев А. И.** Прецизионные измерения скорости и затухания ультразвука в твердых телах // Акуст. журн. 1990. **36**, № 3. С. 470.
5. **Кондратьев А. И.** Реализация резонансного метода измерения скорости и затухания ультразвуковых колебаний при наличии помехи // Акуст. журн. 1992. **38**, № 3. С. 552.
6. **Бреховских Л. М.** Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973.
7. **Меркулов Л. Г., Токарев В. А.** Физические основы спектрального метода измерения затухания ультразвуковых волн в материалах // Дефектоскопия. 1970. № 4. С. 3.

*Дальневосточный государственный
университет путей сообщения*

*Поступило в редакцию
1 февраля 1999 г.*

Реклама продукции в нашем журнале – залог Вашего успеха!