

УДК 622.691.4.002.5

МОДЕЛЬ ПОШИРЕННЯ УЛЬТРАЗВУКОВИХ ХВИЛЬ У МЕТАЛАХ ТРУБОПРОВОДІВ ПРИ НАВАНТАЖЕННЯХ

© Лютак І. З., Кісіль І. С., Мандра А. А., 2003

Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу

Запропонована математична модель визначення часу поширення ультразвуку в металах, а також метод градування цього часу в залежності від величини навантажень

Інтенсивний розвиток нафтогазової промисловості за останні десятиліття призвів до постановки нових задач в області забезпечення надійної роботи технологічного обладнання і зменшення затрат на його експлуатаційні та ремонтні роботи, зокрема трубопроводів, компресорних станцій. Постала гостра необхідність у вдосконаленні існуючих і знаходженні нових напрямків контролю технічного стану технологічних об'єктів, що дасть можливість сприяти оптимальній експлуатації таких об'єктів, здійснювати своєчасний їх ремонт, попереджати аварійні ситуації. В цьому світлі актуальним є вибір оптимальних напрямів та розробка нових методів неруйнівного контролю технологічного обладнання в експлуатаційних умовах.

Одним із найбільш точних та безпечних методів неруйнівного контролю є ультразвуковий метод, який набуває широкого використання при контролі напружено-деформованого стану металу технологічних об'єктів. Основні тенденції розвитку контролю напружено-деформованого стану металу ультразвуковим методом розглянуто в [4], де в лабораторних умовах визначаються пружні коефіцієнти металу вибраного об'єкту контролю через швидкість ультразвуку з подальшим використанням отриманих результатів при проведенні натурних досліджень. Проте такий підхід неможливо застосувати при проведенні контролю напружено-деформованого стану металів об'єкту контролю, марка сталі якого є невідомою. З іншого боку, вірогідність результатів контролю металу, який експлуатується тривалий термін, є низькою, оскільки його фізико-хімічні властивості змінюються з часом, що приводить до зміни швидкості поширення ультразвуку.

Нами запропоновано новий підхід, в якому вимірюється та градується в залежності від навантаження не швидкість ультразвуку, а час його поширення.

Зважаючи на значний розвиток електроніки і розробку нових пристроїв ефективно проведення неруйнівного контролю напружено-деформованого стану (НДС) металу трубопроводів ультразвуковим методом у значній мірі визначається не скільки точністю засобів контролю, стільки ступенем

адекватності математичної моделі залежності часу поширення ультразвуку від прикладеного зусилля. Тому розробка такої математичної моделі є актуальною задачею.

Розглянемо загальне рівняння розповсюдження пружних хвиль в анізотропному твердому тілі [1]:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{1}{2} C_{ik} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x \partial y}, \quad (1)$$

де ρ – густина досліджуваного матеріалу; C_{ik} – тензор другого рангу модулів пружності кристалу; u_i – вектор пружного зміщення частинок досліджуваного матеріалу; t – час поширення пружної хвилі; x, y, z – декартова система координат. Індeksi i, k приймають значення 1, 2, 3, що відповідає координатним осям.

Вираз (1) є найбільш загальним виглядом диференціального рівняння для компонентів пружного зміщення звукових хвиль у кристалі, яке не є хвильовим і відповідно не має розв'язку як хвильове. Розв'язок рівняння (1) для плоских хвиль знайдемо у вигляді:

$$u_i = U_i \exp j(\vec{k}\vec{r} - \omega t), \quad (2)$$

де \vec{r} – вектор довільного напрямку кристалу, що дає можливість отримати однорідну систему трьох рівнянь відносно амплітуд компонентів вектора пружного зміщення; $\vec{k}(k_i, k_k)$ – хвильовий вектор; U_i – амплітуда коливань; ω – частота коливань.

Оскільки кожне рівняння (2) може бути записаним тільки для одної проєкції вектора пружного зміщення, то в проєкції координат (ik) отримаємо:

$$(C_{ik} k^2 - \rho \cdot \omega^2 \cdot \delta_{ik}) U_i = 0, \quad (3)$$

де $\delta = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ – одинична діагональна матриця.

Якщо амплітуда зміщень відмінна від нуля, визначник рівняння (3) дорівнюватиме нулю:

$$\left| C_{ik} k^2 - \rho \cdot \omega^2 \cdot \delta_{ik} \right| = 0 . \quad (4)$$

Дисперсійні рівняння (3) та (4) зв'язують між собою компоненти хвильового вектора \vec{k} та частоту звукової хвилі ω . Розв'язок даних рівнянь дає три значення хвильового вектора, які відповідають трьом типам хвиль.

Враховуючи, що $k_2 = \omega_2 / c_n^2$, де c_n – швидкість розповсюдження фронту плоскої монохроматичної хвилі (фазова швидкість), рівняння (4) матиме вигляд:

$$\left| Q_{ik} - \rho \cdot c_n^2 \delta_{ik} \right| = 0 , \quad (5)$$

де $Q_{ik} = C_{ik} \cdot k_2$.

Оскільки напрям вектора швидкості поширення c_n перпендикулярний до фронту хвилі, то фазову швидкість називають нормальною швидкістю [2].

Формула (5) має назву визначника Крістофеля, запис якого з коефіцієнтами осей матиме вигляд:

$$\begin{vmatrix} Q_{xx} - \rho \cdot c_n^2 & Q_{xy} & Q_{xz} \\ Q_{xy} & Q_{yy} - \rho \cdot c_n^2 & Q_{yz} \\ Q_{xz} & Q_{yz} & Q_{zz} - \rho \cdot c_n^2 \end{vmatrix} = 0 . \quad (6)$$

Визначник (6) є системою рівнянь третьої степені відносно c_n і розв'язок її дає три різні корені. Це означає, що, в загальному, в кристалі можуть розповсюджуватись три хвилі з різними швидкостями.

Найбільш просто реалізувати вищесказане за допомогою трьох видів хвиль – повздовжньої та двох поперечних, які поширюються вздовж ортотропних осей x і y [1].

При виводі залежностей швидкості пружної хвилі в ізотропному середовищі від напружень ми використовували для простоти плоску монохроматичну хвилю. В загальному, виведені рівняння будуть справджуватись і для об'ємної хвилі, яка має вигляд:

$$c_{nu}^2 = c_{0r}^2 \left(1 + 2Q_{ik}^L \cdot \sigma_{LL} \right) , \quad (7)$$

де індекси u, L вказують на напрямок коливання частинок та дії зусиль; індекс “нуль” відноситься до недеформованого стану; r приймає значення l та t для повздовжньої та поперечної хвиль відповідно; σ_{LL} – тензор напружень, що діє в кристалі досліджуваного матеріалу.

Для акустичної тензометрії зручніше ввести матриці абсолютної та відносної зміни швидкості і

часу розповсюдження. З (7) можна визначити значення відносної зміни швидкості ультразвукової хвилі:

$$\Delta c_{nu} = \frac{c_{nu} - c_{0r}}{c_{0r}} = Q_{ik}^L \sigma_{LL} . \quad (8)$$

Рівняння (8) визначає, що Q_{ik}^L чисельно дорівнює відносній зміні швидкості ультразвукової хвилі, яка спричинена одиничним напруженням.

У загальному, тензор відносної зміни швидкості при лінійній залежності від довільного зовнішнього зусилля можна записати у вигляді:

$$\Delta c_{nu} = Q_{ik} \sigma_{ik} . \quad (9)$$

Очевидно, що Q_{ik} характеризує відносну зміну швидкості відповідного типу хвилі при напруженнях.

У найпростішому випадку одноосного розтягу (стиску) між відсною зміною швидкості та часу τ_{nu} має місце співвідношення:

$$\Delta c_{nu} + \Delta c_{nu} \Delta \tau_{nu} = \frac{\Delta l_a}{l_{a0}} - \Delta \tau_{nu} , \quad (10)$$

де l_a – довжина пробігу акустичної хвилі, l_{a0} – довжина пробігу акустичної хвилі без прикладених зовнішніх навантажень.

Узагальнюючи (10), запишемо:

$$\Delta c_{nu} + \Delta c_{nu} \Delta \tau_{nu} = E_{nu} - \Delta \tau_{nu} , \quad (11)$$

де E_{nu} – тензор модуля пружності.

Із (10) та (11) робимо висновок, що Δc_{nu} та $\Delta \tau_{nu}$ не є симетричними. Якщо знехтувати малим доданком в (11) $\Delta c_{nu} \Delta \tau_{nu}$, то отримаємо:

$$\Delta c_{nu} \cong E_{nu} - \Delta \tau_{nu} . \quad (12)$$

Перейдемо до індексів координатних осей. У випадку двоосного напруженого стану з (7)-(12) отримаємо:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{xx} + \sigma_{zz} &= \frac{1}{Q_{xx}} \Delta c_{yy} \\ \sigma_{zz} - \sigma_{yy} &= \frac{1}{Q_{xz} - Q_{yx}} (\Delta c_{yz} - \Delta c_{yx}) \end{aligned} \right\} , \quad (13)$$

де $\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{zz}$ – напруження в металі стінки труби, напрямки яких співпадають із координатними осями, які орієнтовані з головними напрямками ортотропії; $\Delta c_{yy}, \Delta c_{yz}, \Delta c_{yx}$ – зміна швидкостей поширення ультразвукової хвилі.

$1/Q_{xx}$ виражається через пружні коефіцієнти [1]:

$$\frac{1}{Q_{xx}} = \frac{\mu(\lambda + 2\mu)(3\lambda + 2\mu)}{(\mu \cdot l_m - \lambda \cdot m_m) - \lambda(\lambda + 2\mu)}, \quad (14)$$

де l_m, m_m – коефіцієнти Мурнагана; μ, λ – постійні Ляме.

Вважаючи, що ми використовуємо три типи хвиль, запишемо (13) і (14) у вигляді:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} - \sigma_{yy} &= \left(\frac{C_{xx} - C_{x0}}{C_0} - \frac{C_{yy} - C_{y0}}{C_0} \right) A, \\ \sigma_{xx} - \sigma_{yy} &= \left(\frac{C_{xx} - C_{x0}}{C_0} + \frac{C_{yy} - C_{y0}}{C_0} \right) B, \\ A &= \frac{8\mu^2}{4\mu + l_m}, \quad B = \frac{6K_0\mu}{2m_m - (\lambda - 2\mu)\left(1 + \frac{l_m}{4\mu}\right)}, \end{aligned} \quad (15)$$

$$C_{x0} = C_0 + \varepsilon_x, \quad C_{y0} = C_0 + \varepsilon_y,$$

де C_{xx}, C_{yy} – виміряні швидкості поперечних хвиль, поляризованих вздовж координатних осей; C_{x0}, C_{y0} – початкові швидкості поперечних хвиль із врахуванням анізотропії; C_0 – початкова швидкість поперечних хвиль без врахування анізотропії; K_0 – модуль об'ємної пружності; $\varepsilon_x, \varepsilon_y$ – добавки до швидкостей поперечних хвиль, викликані початковою анізотропією в ненавантаженому металі труби. Для стінок труби (15) буде відповідати повздовжнім і кільцевим напруженням.

Для реалізації (15) при визначенні залишкових напружень необхідно знати початкові швидкості поперечних хвиль C_0, C_{x0}, C_{y0} , властивості середовища та значення швидкостей хвиль при дії напруження. При цьому як початкову швидкість ультразвукової хвилі, відносно якої шукається значення невідомих, вибрано C_0 , яка визначається так [1]:

$$\begin{aligned} C_0 &= \frac{C_{x0} + C_{y0} - \varepsilon_{tx} - \varepsilon_{ty}}{2 - \chi} - \frac{\gamma \cdot \chi \cdot C_l}{2 - \chi}, \quad \gamma = \frac{C_0}{C_{l_0}}, \\ \chi &= \frac{(\lambda + 2\mu)\left[2m_m - (\lambda - 2\mu)\left(1 + \frac{l_m}{4\mu}\right)\right]}{2m_m(l_m + m_m) - \lambda(2\lambda + 4\mu + 2l_m + m_m)}, \end{aligned} \quad (16)$$

де C_l, C_{l_0} – швидкості повздовжніх ультразвукових хвиль у напруженому та ненапруженому стані відповідно.

Визначити коефіцієнти A і B можна двома шляхами. Перший, коли коефіцієнти $A, B, \gamma, \varepsilon_{tx}, \varepsilon_{ty}$ в (15) повинні визначатись експериментально на

зразках, виготовлених із того ж матеріалу, що і досліджуваний об'єкт. Їх можна піддати певному навантаженню для вимірювання значень головних напружень σ_{xx} та σ_{yy} . Тоді отримаємо:

$$\begin{aligned} A &= \frac{\sigma_{xx} - \sigma_{yy}}{\frac{\Delta C_{xx}}{C_{x0}} - \frac{\Delta C_{yy}}{C_{y0}}}, \quad B = \frac{\sigma_{xx} + \sigma_{yy}}{\frac{\Delta C_{xx}}{C_{x0}} + \frac{\Delta C_{yy}}{C_{y0}}}, \\ D &= \frac{\sigma_{xx} + \sigma_{yy}}{\frac{\Delta C_l}{C_{l_0}}}, \quad \chi = \frac{D}{B}, \\ \Delta C_{xx} &= C_{xx} - C_{x0}, \quad \Delta C_{yy} = C_{yy} - C_{y0}, \\ \Delta C_l &= C_l - C_{l_0}, \quad C_0 = \frac{C_{l_0}}{\Delta C_l} (\Delta C_{yy} + \Delta C_{xx}), \\ \varepsilon_x &= C_{xx} - C_0, \quad \varepsilon_y = C_{yy} - C_0. \end{aligned} \quad (17)$$

Отже формула (15) дозволяє визначити двохосні напруження в металі при умові, що коефіцієнти $A, B, \gamma, \varepsilon_{tx}, \varepsilon_{ty}$ обчислені за допомогою (17). Швидкості поширення ультразвукових поперечних хвиль $C_{xx}, C_{yy}, C_{x0}, C_{y0}$ можна знайти лише знаючи геометричні розміри зразка (пройдений ультразвуком шлях). Даний варіант досить простий і точний, якщо врахувати можливість використання зразків із досліджуваного матеріалу. Такий підхід можна застосувати лише в умовах лабораторних досліджень. Знаючи геометричні розміри зразків (товщину, ширину і довжину), ми можемо визначити швидкості поширення хвиль вздовж ортотропних осей.

Швидкість поширення ультразвукових хвиль буде дорівнювати:

$$c_r = \frac{d}{\tau_r}, \quad (18)$$

де d – товщина зразка, τ_r – час поширення ультразвуку.

В умовах експлуатації піддати трубопровід руйнуванню для вирізання зразка неприпустимо. З іншого боку, даний метод не дозволяє точно визначити головні напруження через нерівномірність товщини стінок трубопроводу, а також при існуванні в досліджуваному об'єкті температурного поля, оскільки швидкість поширення ультразвукових хвиль залежить від температури. Тому в експлуатаційних умовах визначити швидкість поширення ультразвуку є проблемою, оскільки апаратним способом визначається час проходження ультра-

звуків хвиль через стінку металу або частота рециркуляції.

Запропоновано новий підхід визначення головних напружень за допомогою ультразвукового методу, який реалізований розробленим пристроєм. У запропонованому методі для визначення коефіцієнтів A і B використовуємо зміни параметрів трубних сталей з допомогою тензометричних вимірювань.

Величину деформації при визначених значеннях тиску газу можна визначити за допомогою тензометричного методу контролю в напрямку двох осей: Ox та Oy . Зміну напруження в стінці трубопроводу, що відповідає значенням вимірюваної тензометричним методом деформації, одночасно визначаємо за допомогою ультразвукового методу при певних температурах.

Таким чином, отримуємо декілька значень вимірюваного часу проходження поперечної ультразвукової хвилі та, відповідно, значень деформацій та температур.

При проведенні вимірювань НДС металу труб ультразвуковим методом інформаційним параметром виступає час, за який поперечна хвиля проходить товщину труби. Тому запишемо (15) як залежність напруження від вимірюваного часу проходження ультразвуку в металі стінки труби:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} - \sigma_{yy} &= \left(\frac{T_{xx} - T_{x0}}{T_0} - \frac{T_{yy} - T_{y0}}{T_0} \right) A, \\ \sigma_{xx} + \sigma_{yy} &= \left(\frac{T_{xx} - T_{x0}}{T_0} + \frac{T_{yy} - T_{y0}}{T_0} \right) B, \end{aligned} \quad (19)$$

$$T_{x0} = T_0 + \varepsilon_{tx}, \quad T_{y0} = T_0 + \varepsilon_{ty},$$

$$T_{xx} = T_{x\theta} + \varepsilon_{\theta}, \quad T_{yy} = T_{y\theta} + \varepsilon_{\theta},$$

де $T_{x\theta}$, $T_{y\theta}$ – вимірний час проходження ультразвуковими поперечними хвилями, які поляризовані вздовж координатних осей; T_{xx} , T_{yy} – час проходження ультразвуку в навантаженому металі без врахування температури; T_{x0} , T_{y0} – час проходження поперечними хвилями, які поляризовані в напрямку координатних осей в ненавантаженому металі труби; T_0 – час проходження поперечної хвилі без врахування анізотропії; ε_{tx} , ε_{ty} – добавки до часу поширення поперечних хвиль, викликаного початковою анізотропією до моменту виникнення напружень у металі труби; ε_{θ} – добавка до часу поширення поперечних хвиль, викликана температурним полем.

Для визначення часу T_0 скористаємось

залежностями (19), зробивши відповідні заміни швидкості поширення на час:

$$T_0 = \frac{T_{x0} + T_{y0} - \varepsilon_{tx} - \varepsilon_{ty} - \frac{\gamma \cdot \chi \cdot T_l}{2 - \chi}}{2 - \chi}, \quad (20)$$

де T_l – час проходження повздовжньої ультразвукової хвилі в напруженому металі стінки труби.

Коефіцієнти A , B , γ , ε_{tx} , ε_{ty} в (19) та (20) визначимо аналогічно (18), зробивши відповідні заміни швидкості ультразвуку на час проходження:

$$\begin{aligned} A &= \frac{\sigma_{xx} - \sigma_{yy}}{\frac{\Delta T_{xx}}{T_{x0}} - \frac{\Delta T_{yy}}{T_{y0}}}, \quad B = \frac{\sigma_{xx} + \sigma_{yy}}{\frac{\Delta T_{xx}}{T_{x0}} + \frac{\Delta T_{yy}}{T_{y0}}}, \\ D &= \frac{\sigma_{xx} + \sigma_{yy}}{\frac{\Delta T_l}{T_{l_0}}}, \quad \chi = \frac{D}{B}, \end{aligned} \quad (21)$$

$$\Delta T_{xx} = T_{xx} - T_{x0}, \quad \Delta T_{yy} = T_{yy} - T_{y0},$$

$$\Delta T_l = T_l - T_{l_0}, \quad T_0 = \frac{T_{l_0}}{\Delta T_l} (\Delta T_{yy} + \Delta T_{xx}),$$

$$\varepsilon_x = T_{xx} - T_0, \quad \varepsilon_y = T_{yy} - T_0, \quad \varepsilon_{\theta} = T_{x\theta} - T_0.$$

За допомогою тензодавачів визначається величина напружень для даного металу трубопроводу через деформації при зміні тиску газу в ньому [3]:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \frac{E}{1 - \mu^2} (\varepsilon_{xx} + \mu \varepsilon_{yy}), \\ \sigma_{yy} &= \frac{E}{1 - \mu^2} (\varepsilon_{yy} + \mu \varepsilon_{xx}). \end{aligned} \quad (22)$$

При відповідних перетвореннях система рівнянь має вигляд:

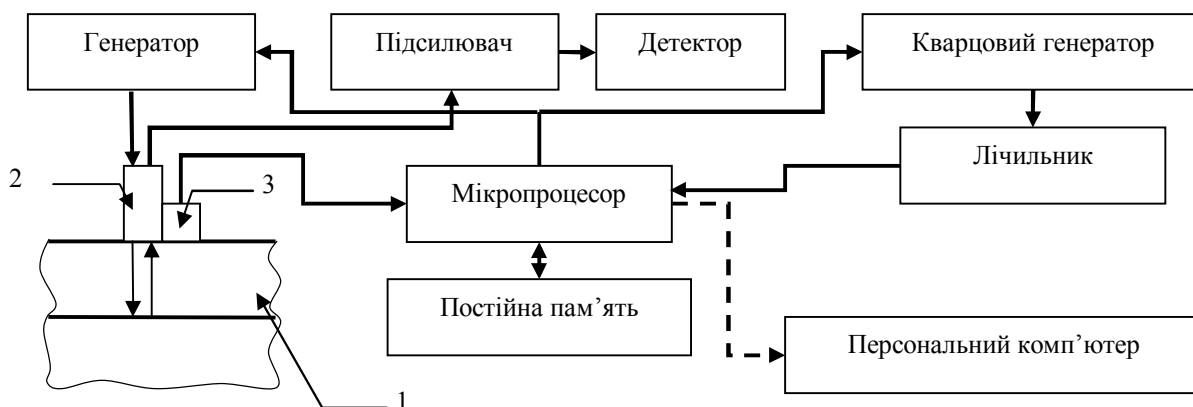
$$\left. \begin{aligned} \sigma_{xx} - \sigma_{yy} &= \frac{E}{1 - \mu^2} (\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy} + \mu (\varepsilon_{yy} - \varepsilon_{xx})) \\ \sigma_{xx} + \sigma_{yy} &= \frac{E}{1 - \mu^2} (\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \mu (\varepsilon_{yy} + \varepsilon_{xx})) \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

Прирівнявши рівняння (23) і (21), визначаємо коефіцієнти пружності у експлуатаційних умовах без використання зразків, враховуючи властивості досліджуваного металу труб і вплив температурного поля.

Вимірювання проводились розробленим нами ультразвуковим пристроєм, функціональна схема якого зображена на рис. 1. Як об'єкт контролю використана сталеві труба діаметром 140 мм. Ультразвуковий давач виготовлений із кварцової пластини У зрізу таким чином, що акустичну хвилю вводять з поперечними коливаннями нормально до поверхні об'єкту контролю. Як давач температури використано контактний термістор типу QT0805-102F компанії „Quality Thermistor” із похибкою вимірювання температури 1 %. Мікропроцесор типу

ATmega128 сигналом запускає генератор, який збуджує коливання кварцової пластини а також запускає кварцовий генератор, який генерує стабільні коливання частотою 20 МГц, що подаються на лічильник. Результати вимірювань приходу перших трьох відбиттів ультразвукових коливань записуються в постійну пам'ять. Після проведення серії вимірювань пристрій приєднується до персонального комп'ютера, що дає можливість обробляти виміряні дані.

Результати вимірювання приведені на рис. 2.



1 – об'єкт контролю; 2 – ультразвуковий давач; 3 – давач температури

Рис. 1. Функціональна схема пристрою визначення часу поширення ультразвуку при навантаженнях

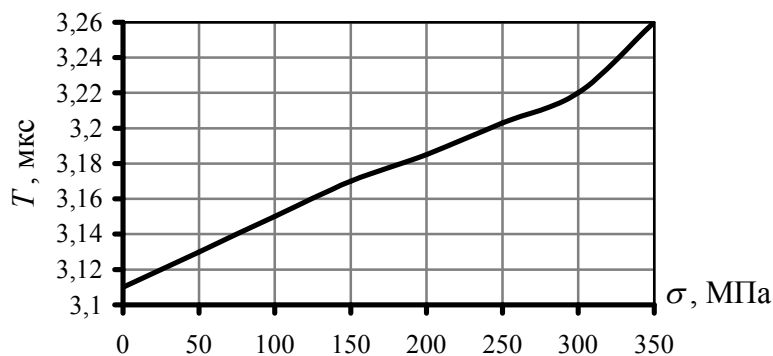


Рис. 2. Залежність часу поширення ультразвуку від навантажень

Дана методика дає можливість градувати швидкість поширення ультразвуку для металу труб, які знаходяться тривалий час в експлуатації, і, як наслідок, змінюють свої фізико-механічні властивості.

1. Гузь А. Н., Махорт Ф. Г., Гуца О. И., Лебедев В. К. Основы ультразвукового неразрушающего метода определения напряжений в твердых

телах.- К.: “Наукова думка”, 1974.- 108 с.
 2. Ермолов И. Н. Теория и практика ультразвукового контроля.- М.: Машиностроение, 1981.- 240 с.
 3. W. H. Prosser. Stress Dependence of Ultrasonic Velocity in Unidirectional Graphite/Epoxy Composites for Longitudinal Waves Propagating Along the Direction of Stress. Review of progress in quantitative nondestructive evaluation, NASA Langley Research Center, vol. 9, (1990), pp. 1701-1707.