

## УДОСКОНАЛЕННЯ ЛУНО-ІМПУЛЬСНОГО МЕТОДУ КОНТРОЛЮ ТОВЩИНИ ВИРОБІВ І МАТЕРІАЛІВ

З.П. Лютак, М.Б. Маритчак, Р.О. Тімков, О.В. Гойсан

ІФНТУНГ; 76019, Івано-Франківськ, вул. Карпатська 15, тел. (03422) 46007,  
e-mail: acoustic.field@gmail.com

Подается підхід щодо збільшення точності контролю товщини виробів і матеріалів луно-імпульсним методом. Показано типи похибок, що мають місце в існуючому луно-імпульсному методі контролю. Вказано причини їх виникнення. Показано, у який спосіб можна зменшити похибку вимірювання у випадку затримки часу поширення ультразвукового променя від первинного перетворювача до об'єкта контролю. Запропоновано метод обчислення часу поширення ультразвукового променя між першим та другим луно-імпульсом при контролі товщини. Подається математичний опис обчислення хвильових параметрів спрямованих ультразвукових хвиль, що дозволив запропонувати метод визначення швидкості поширення ультразвуку в реальному об'єкті контролю. В основу запропонованого методу покладено вимірювання на досліджуваному об'єкті хвильового числа нульової антисиметричної моди спрямованої ультразвукової хвилі та подальше визначення параметрів поширення ультразвуку.

Ключові слова: луно-імпульсний метод, контроль товщини, ультразвук, спрямовані хвилі, конструкції.

Представлен подход к увеличению точности контроля толщины эхо-импульсным методом. Показаны типы погрешностей, имеющих место в существующем эхо-импульсном методе контроля. Даны причины их возникновения. Показано, каким образом можно уменьшить погрешность при задержках времени распространения ультразвукового луча от первичного преобразователя к объекту контроля. Предложен метод вычисления времени распространения ультразвукового луча между первым и вторым эхо-импульсом при контроле толщины. Представлено математическое описание вычисления волновых параметров направленных ультразвуковых волн, что позволило предложить метод определения скорости распространения ультразвука в реальном объекте контроля. В основе предложенного метода лежит измерение на исследуемом объекте волнового числа нулевой антисимметричной моды направленной ультразвуковой волны и дальнейшего определения параметров распространения ультразвука.

Ключевые слова: эхо-импульсный метод, контроль толщины, ультразвук, направленные волны, конструкции.

An approach to the increasing of the thickness control precision by means of the pulse-echo technique is presented. Types of errors that occur in the existing pulse-echo technique of control are described. Their causes are defined. It is shown how to reduce the errors under time delay of the ultrasonic beam expansion from the primary transducer to the monitor object. The method of calculating the propagation time of the ultrasonic beam between the first and second pulse-echo while controlling the thickness is proposed. The mathematical calculation of wave parameters of the guided ultrasonic waves is described. This made it possible to offer a method for determining the propagation speed of ultrasound in the real object of control. The proposed method is based on measuring the test object wave number of a zero antisymmetric mode of the guided ultrasonic wave and the subsequent determination of parameters of ultrasound propagation.

Key words: pulse-echo technique, thickness control, ultrasound, guided waves, structures.

**Вступ.** Особливого значення в наш час була актуалізація вимірювання товщини виробів у ході їх експлуатації. Причому в більшості випадків товщину стінок виробів необхідно перевіряти за допомогою вимірювання при односторонньому доступі до них (в корпусах літаків, кораблів, в котельних та газових трубах, резервуарах з певною рідиною, металевих конструкцій виробів. Найбільш поширений ультразвуковий метод контролю, що є особливо важливим для нафтогазової промисловості, де багато різноманітних об'єктів контролю, зокрема нафтогазопроводи з одностороннім доступом до об'єкта контролю [1].

**Аналіз останніх досліджень і публікацій.** Модель поширення ультразвуку, представлена в праці [2], є основою для подальшого дослідження обчислення параметрів луно-імпульсу. Врахування впливу первинного перетворювача та вторинного пристрою представлено в працях

[3, 4]. Дослідження для моделювання поширення спрямованих ультразвукових хвиль представлено в працях [5, 6]. В цих дослідженнях враховуються реальні розміри об'єкта дослідження при поширенні ультразвукових хвиль. Врахування наявності ізоляційного покриття на параметри луно-імпульсу представлено в праці [7]. Основи проведення моделювання параметрів поширення ультразвукових спрямованих хвиль представлено в працях [8, 9]. Базові дослідження параметрів спрямованих хвиль представлено в [10].

В даних дослідженнях не враховуються структурні, механічні та акустичні особливості матеріалу об'єкта дослідження, а припускається, що ці параметри є відомими для даної марки сталі. Насправді акустичні та механічні параметри матеріалу відрізняються від партії до партії виплавляння і не однакові у різних виробників тощо.

**Мета дослідження.** Метою дослідження є підвищення точності вимірювання швидкості ультразвуку, що, в свою чергу, збільшить точність визначення товщини об'єкта контролю ультразвуковим луно-імпульсним методом. Для збільшення точності визначення товщини застосовуватимемо два типи ультразвукових хвиль: об'ємні та спрямовані, дослідження яких наведено в аналізі публікацій. Використання об'ємних ультразвукових хвиль для визначення товщини та уточнення параметрів поширення ультразвуку в реальному об'єкті контролю за допомогою спрямованих хвиль є основною задачею цього дослідження.

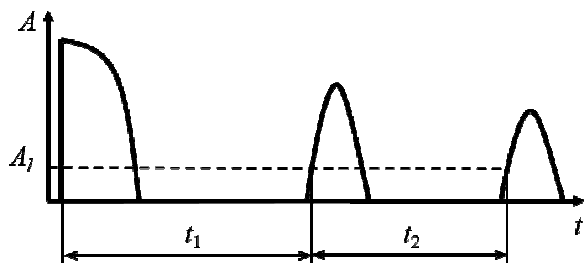
**Застосування луно-імпульсного методу.** Луно-імпульсний метод для ультразвукового вимірювання товщини є широко застосовуваним у товщиномірах. Особливістю цього методу є те, що для вимірювання товщини  $d$  достатньо доступу до однієї сторони об'єкта контролю. Товщину виробу за цим методом обчислюють за формулою:

$$d = \frac{c}{t/2}, \quad (1)$$

де  $c$  – швидкість ультразвуку в матеріалі досліджуваного об'єкта,  
 $t$  – час поширення.

Переваги цього методу є очевидними – простота застосування та проведення обчислювання.

У (1) час поширення луно-імпульсу ділиться на 2 оскільки ультразвукова хвиля проходить подвійну відстань вимірюваної товщини, (прямий імпульс від первинного перетворювача до задньої стінки та луно-імпульс, що проходить від задньої стінки до первинного перетворювача) (рис. 1). В луно-імпульсному методі час у (1) дорівнює  $t_1$ , що відображено на рис. 1. Він визначається компонентами електронної схеми вторинного пристрою при досягненні електричним сигналом, що отриманий від підсилювача певного рівня  $A_1$  з'єднаного із первинними перетворювачем. Час  $t_2$  утворюється від першого і другого луно-імпульсів. Другий луно-імпульс утворюється не вторинним пристроєм, а внаслідок додаткових двох відбиттів від верхньої та нижньої стінок об'єкта контролю відповідно.



$A$  – амплітуда,  $A_1$  – рівень спрацювання сигналу,  
 $t$  – час,  $t_1, t_2$  – відрізки часу

**Рисунок 1 – Луно-імпульсний метод**

Результати проведених досліджень дають підстави стверджувати, що  $t_1$  враховує:

- час проходження ультразвуковою хвилею шару контактної рідини;
- час проходження шару ізоляційного покриття (у разі його присутності);
- час затримки блоків електронної обробки зондуючого імпульсу.

Всі перелічені часові відрізки є випадковими величинами. Так, за наявності контактної рідини, її товщина може змінюватись у залежності від типу покриття. Ізоляційне покриття може мати різну товщину, особливо на об'єктах, що експлуатуються тривалий термін. Затримки часу в блоках вторинного пристрою є його особливістю і можуть відрізнятись у різних пристроях та залежати від умов їх експлуатації.

Ми пропонуємо для збільшення точності вимірювання товщини для обчислення (1) брати час  $t_2$ . Особливостями застосування часу  $t_2$  є необхідність створення додаткового блоку у вторинному пристрої, що відповідатиме за розрахунок порядку отриманих луно-імпульсів. При застосуванні ультразвукових дефектоскопів вносити зміни у вторинний пристрій не потрібно: можна застосовувати запропонований метод на існуючому обладнанні.

Особливістю для проведення обчислення (1) є отримання значення швидкості поширення ультразвукової хвилі в матеріалі досліджуваного об'єкта. Швидкість  $c$  неможливо визначити, маючи тільки односторонній доступ до об'єкта дослідження. На даний час швидкість ультразвуку в об'єкті контролю беремо із табличних даних, що є доступними у довідниках, або обчислюємо за фізико-механічними параметрами, що є доступними із сертифікатів на матеріал сталі.

Для визначення швидкості поширення повздовжньої ультразвукової хвилі розглянемо поширення іншого типу хвиль вздовж стінки об'єкта контролю – спрямованих хвиль.

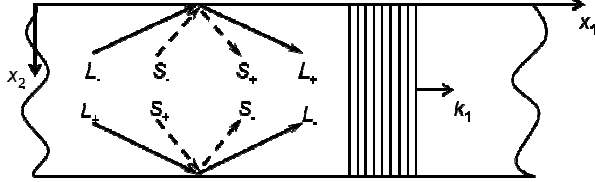
### **Поширення спрямованої хвилі типу Лемба в однорідному середовищі. Опис об'ємних ультразвукових хвиль в пружному однорідному середовищі**

Розглянемо принцип утворення спрямованої хвилі в однорідному середовищі. Загальноприйняте положення утворення спрямованих ультразвукових хвиль визначає результуючу хвилю як суперпозицію двох повздовжніх хвиль та поперечних (падаючих та заломлених) на верхній та нижній границях розділу середовища поширення (рис. 2).

В результаті суперпозиції по всій товщині середовища пластини формується ультразвукове поле, що описується хвильовим числом  $k_1$ . Можна стверджувати, що умова утворення спрямованої хвилі визначається наявністю однакового компонента хвильового числа у напрямку осі  $x_1$  у всіх об'ємних хвиль. У іншому випадку, коли всі об'ємні хвилі мають різне хвильове число  $k_1$ , буде утворений інший тип хвилі (або псевдохвиля), що не буде поширюватись вздовж границь розділу.

Очевидно, що при гармонічному законі коливань елементарного об'єму пружного сере-

довища створеного об'ємними ультразвуковими хвилями результуюче поле спрямованої хвилі також описуватиметься гармонічним законом коливань у часі. Проте при описуванні розподілу хвильового поля по товщині пластини гармонічний закон зберігатись не буде. Визначення розподілу коливань по товщині пластини є задачею опису параметрів спрямованої хвилі.



$L, S$  – відповідно повздовжня та поперечна об'ємні хвилі; знаки "–" та "+" відповідають напрямку поширення хвилі, де "+" позначає хвилю, що поширюється у додатному напрямку вздовж осі  $x_2$ ;  $x_1, x_2$  – осі Декартової системи координат;  $k_1$  – компонент хвильового вектору у напрямку осі  $x_1$

Рисунок 2 – Утворення спрямованої хвилі

Аналізуючи форму утворення спрямованої хвилі (рис. 2), можна визначити набір фізичних величин, що формуватимуть розподіл поля зміщення елементарного об'єму пружного середовища:

$$\mathbf{u} = f(k_1, \omega, h, c_l, c_t, \rho, \Omega), \quad (2)$$

де  $\mathbf{u}$  – вектор зміщення елементарного об'єму пружного середовища  $\{u_1, u_2\}$ ;

$k_1$  – хвильове число;

$\omega$  – кутова частота ультразвукових коливань;

$h$  – товщина пластини;

$c_l, c_t$  – відповідно швидкості поширення повздовжньої та поперечної хвиль;

$\rho$  – густина;

$\Omega$  – інші параметри.

Для побудови рівнянь, що описують поширення об'ємних ультразвукових хвиль в пластині, визначимо невідомі величини, якими будуть хвильове число в напрямку поширення спрямованої хвилі, частота коливань та амплітуда кожної хвилі. При поширенні ультразвукової хвилі збурюється середовище, що описується зміщенням елементарного об'єму  $\mathbf{u}$  та, відповідно, напруженнями, створені цими зміщеннями. Тому для повного опису хвильового поля, створеного ультразвуковою хвилею, побудуємо рівняння для окремих компонент тензору напружень  $\sigma$ .

Для повздовжніх хвиль, які поширюються в додатному напрямку  $x_2$ , рівняння матимуть вигляд [11]:

$$\begin{aligned} u_1 &= c_l C_N \cdot g_\alpha e^{i\omega(C_N x_1 - t)} A_{(L+)}, \\ u_2 &= C_\alpha g_\alpha e^{i\omega(C_N x_1 - t)} A_{(L+)}, \\ \sigma_{22} &= c_l C_i C_{2\beta} g_\alpha e^{i\omega(C_N x_1 - t)} A_{(L+)}, \\ \sigma_{12} &= 2C_N c_t^2 C_i C_\alpha g_\alpha e^{i\omega(C_N x_1 - t)} A_{(L+)}, \end{aligned} \quad (3)$$

де  $A$  – амплітуда об'ємних ультразвукових хвиль;  $L, S$  – відповідно повздовжня та поперечна об'ємні хвилі; знаки "–" та "+" відповідають напрямку поширення хвилі де "+" позначає хвилю, що поширюється у додатному напрямку вздовж осі  $x_2$ ;

$C_N$  – число Снеліуса;

інші складові дорівнюють:

$$\begin{aligned} C_\alpha &= \sqrt{1 - c_t^2 C_N^2}, \quad C_\beta = \sqrt{1 - c_t^2 C_N^2}, \\ C_{2\beta} &= 1 - 2c_t^2 C_N^2, \quad C_i = i\omega\rho, \\ g_\alpha &= e^{i\omega\sqrt{1 - c_t^2 C_N^2} \cdot x_2 / c_l}, \quad g_\beta = e^{i\omega\sqrt{1 - c_t^2 C_N^2} \cdot x_2 / c_t}, \end{aligned} \quad (4)$$

де  $x_2$  – товщина шару, у якому поширюється ультразвукова спрямована хвиля.

Для повздовжніх хвиль, які поширюються у протилежному напрямку:

$$\begin{aligned} u_1 &= \frac{c_l C_N}{g_\alpha} e^{i\omega(C_N x_1 - t)} A_{(L-)}, \\ u_2 &= \frac{-C_\alpha}{g_\alpha} e^{i\omega(C_N x_1 - t)} A_{(L-)}, \\ \sigma_{22} &= \frac{c_l C_i C_{2\beta}}{g_\alpha} e^{i\omega(C_N x_1 - t)} A_{(L-)}, \\ \sigma_{12} &= \frac{-2C_N \cdot c_t^2 C_i C_\alpha}{g_\alpha} e^{i\omega(C_N x_1 - t)} A_{(L-)}. \end{aligned} \quad (5)$$

Для поперечних хвиль, які поширюються в додатному напрямку  $x_2$ :

$$\begin{aligned} u_1 &= C_\beta g_\beta e^{i\omega(C_N x_1 - t)} A_{(S+)}, \\ u_2 &= -c_t C_N \cdot g_\beta e^{i\omega(C_N x_1 - t)} A_{(S+)}, \\ \sigma_{22} &= -2C_N \cdot c_t^2 C_i C_\beta g_\beta e^{i\omega(C_N x_1 - t)} A_{(S+)}, \\ \sigma_{12} &= c_t C_i C_{2\beta} g_\beta e^{i\omega(C_N x_1 - t)} A_{(S+)}. \end{aligned} \quad (6)$$

Для поперечних хвиль, які поширюються у від'ємному напрямку:

$$\begin{aligned} u_1 &= \frac{-C_\beta}{g_\beta} e^{i\omega(C_N x_1 - t)} A_{(S-)}, \\ u_2 &= \frac{-c_t C_N}{g_\beta} e^{i\omega(C_N x_1 - t)} A_{(S-)}, \\ \sigma_{22} &= \frac{2C_N \cdot c_t^2 C_i C_\beta}{g_\beta} e^{i\omega(C_N x_1 - t)} A_{(S-)}, \\ \sigma_{12} &= \frac{c_t C_i C_{2\beta}}{g_\beta} e^{i\omega(C_N x_1 - t)} A_{(S-)}. \end{aligned} \quad (7)$$

Константу Снеліуса можна визначити за такими співвідношеннями:

$$\begin{aligned} C_N &= \frac{N_{1(L)}}{c_l} = \frac{N_{1(S)}}{c_t} = \frac{k_1}{\omega} = \frac{1}{c_\phi} = \\ &= \frac{\sin(\theta_L)}{c_l} = \frac{\sin(\theta_S)}{c_t}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$D = \begin{bmatrix} c_l C_n \cdot g_\beta & \frac{c_l C_n}{g_\alpha} & C_\beta g_\beta & \frac{-C_\beta}{g_\beta} \\ C_\alpha g_\alpha & \frac{-C_\alpha}{g_\alpha} & -c_l C_n \cdot g_\beta & \frac{-c_l C_n}{g_\beta} \\ c_l C_i C_{2\beta} g_\alpha & \frac{c_l C_i C_{2\beta}}{g_\alpha} & -2C_n \cdot c_l C_i C_\beta g_\beta & \frac{2C_n \cdot c_l^2 C_i C_\beta}{g_\beta} \\ 2C_n \cdot c_l^2 C_i C_\alpha g_\alpha & \frac{-2C_n \cdot c_l^2 C_i C_\alpha}{g_\alpha} & c_l C_i C_{2\beta} g_\beta & \frac{c_l C_i C_{2\beta}}{g_\beta} \end{bmatrix}.$$

Рисунок 3

де  $\theta_L$  – кут нахилу падаючої та відбитої повздовжних хвиль,

$\theta_S$  – кут нахилу падаючої та відбитої поперечних хвиль,

$c_\phi$  – фазова швидкість моди спрямованої ультразвукової хвилі;

$N$  – вектор проекції напрямку поширення об'ємної хвилі на осі координат.

Можна помітити, що у всіх рівняннях (2) – (7) є однаковий множник  $e^{i\omega(C_n \cdot x_1 - t)}$ , який вказує на гармонічне поширення в напрямку  $x_1$ . Цей множник не вносить ніяких змін у загальний вигляд кожної хвилі зокрема, оскільки він є однаковим для всіх хвиль. Тому даним множником при пошуку значення амплітуд можна знехтувати, проте потрібно врахувати при описі поширення хвилі.

### Ультразвукові спрямовані хвилі типу Лемба на границі розділу середовищ

Визначення параметрів спрямованої хвилі залежить від зміни хвильових компонентів у напрямку осі  $x_2$ . Додатково утворення спрямованої хвилі, згідно із визначенням цієї хвилі, залежатиме від фазової різниці хвильових компонентів у часовому просторі.

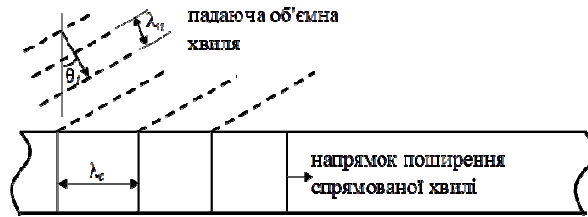
Щоб показати зв'язок складових коливного процесу, запишемо рівняння (2) – (7) в матричній формі:

$$\begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{12} \end{bmatrix} = D \times \begin{bmatrix} A_{(L+)} \\ A_{(L-)} \\ A_{(S+)} \\ A_{(S-)} \end{bmatrix}, \quad (9)$$

де  $D$  має вигляд, зображений на рис. 3.

Матриця (9) є матрицею поля поширення хвилі, яка описує взаємозв'язки між амплітудами хвиль, зміщеннями та напруженнями в будь-якому шарі. Її коефіцієнти залежать від значення точки спостереження відносно координати  $x_2$ , акустичного імпедансу матеріалу шару ( $\rho$ ,  $c_l$ ,  $c_t$ ), частоти коливаний  $\omega$  та константи Снеліуса  $C_n$ . Константа Снеліуса визначається за допомогою хвильового числа  $k_1$  вздовж осі  $x_1$  та частоти.

Хвильове число та відповідно фазова швидкість спрямованої ультразвукової хвилі можна визначити із кута нахилу первинного перетворювача та параметрів падаючої об'ємної хвилі (рис. 4).



$\theta_i$  – кут падіння об'ємної хвилі,  $\lambda_n$  – довжина падаючої хвилі,  $\lambda_c$  – довжина спрямованої хвилі

### Рисунок 4 – Збудження спрямованої ультразвукової хвилі

Довжина спрямованої ультразвукової хвилі обчислюється через довжину падаючої об'ємної хвилі так [11]:

$$\lambda_c = \frac{\lambda_n}{\sin \theta_i}, \quad (10)$$

де  $\theta_i$  – кут падіння об'ємної хвилі,

$\lambda_n$  – довжина падаючої хвилі,

$\lambda_c$  – довжина спрямованої хвилі.

Фазова швидкість  $c_\phi$  обчислюється так [11]:

$$c_\phi = \frac{c_n}{\sin \theta_i}, \quad (11)$$

де  $c_n$  – швидкість поширення падаючої об'ємної хвилі.

Як можна побачити із рис. 3, спрямована ультразвукова хвиля після формування від падаючої повздовжньої хвилі, що згенерована первинним перетворювачем, поширюється в шарі, границями розділу якого є напівнескінченні простори (наприклад, повітря і газ).

Опис дисперсних властивостей спрямованих симетричних ультразвукових хвиль, які поширюються в пластині, обчислюють так [12]:

$$\frac{\tan(qh)}{q} + \frac{4k^2 p \tan(ph)}{(q^2 - k^2)} = 0, \quad (12)$$

$$p^2 = \left(\frac{\omega}{c_l}\right)^2 - k^2, \quad q^2 = \left(\frac{\omega}{c_t}\right)^2 - k^2.$$

Рівняння, що описує дисперсні властивості спрямованих антисиметричних ультразвукових хвиль, що поширюються в пластині [12]:

$$q \cdot \tan(qh) + \frac{(q^2 - k^2)^2 \tan(ph)}{4k^2 p} = 0. \quad (13)$$

Фактично рівняння (12) – (13) описують необхідні хвильові параметри поширення спрямованих хвиль, що представлені у матричній формі (9). Система рівнянь (9) об'єднує спосіб збудження ультразвукових спрямованих хвиль при доступі до однієї поверхні об'єкта контролю. Необхідні параметри поширення ультразвуку (включно із швидкістю поширення) ми можемо обчислити, вимірявши хвильове число спрямованої хвилі на об'єкті контролю та скориставшись рівняннями (12) – (13). Запропонований метод дозволяє отримати дійсне значення швидкості поширення ультразвуку на об'єкті контролю.

### **Висновки**

Встановлено, що існуючий луно-імпульсний метод ультразвукового контролю товщини містить похибки від: а) часу проходження ультразвуковою хвилею шару контактної рідини; б) часу проходження шару ізоляційного покриття (у разі його присутності); в) часу затримки блоків електронної обробки зондуемого імпульсу; які ми пропонуємо зменшити шляхом заміни визначення часу між першим та другим луно-імпульсами.

Розроблено метод визначення швидкості поширення ультразвуку в реальному об'єкті контролю за допомогою генерування спрямованої нульової антисиметричної моди в стінках досліджуваного об'єкта.

Подальші дослідження необхідно продовжувати для створення методології вимірювання хвильового числа на реальному об'єкті контролю.

### **Література**

- 1 Javadi, Yashar, et al. Ultrasonic inspection of a welded stainless steel pipe to evaluate residual stresses through thickness. / Javadi, Yashar, et al. // *Materials & Design*. – 2013. – 49. – P. 591-601.
- 2 Cheng-Hung Yeh. Characterization of mechanical and geometrical properties of a tube with axial and circumferential guided waves / Cheng-Hung Yeh, Che-Hua Yang // *Ultrasonics*, 2011. – Volume 51. – Issue 4. – P. 472-479. – ISSN 0041-624X.
- 3 Lu, Xiaolong, et al. A new topological structure for the Langevin-type ultrasonic transducer / Lu, Xiaolong, et al. // *Ultrasonics*. – 2017. – 75. – P. 1-8.
- 4 Fong K. L. J. A study of curvature effects on guided elastic waves / K. L. J. Fong // PhD Thesis. Imperial College London, 2005. – 209 p.
- 5 Packo. Local numerical modelling of ultrasonic guided waves in linear and nonlinear media / Packo, P., Radecki, R., Kijanka, P., Staszewski, W. J., Uhl, T., & Leamy, M. J. // *SPIE Smart Structures and Materials+ Nondestructive Evaluation and Health Monitoring*. International Society for Optics and Photonics, 2017. – P. 1017023-1017023.

- 6 Lowe M.J. S. Matrix techniques for modeling ultrasonic waves in multilayered media / M.J.S. Lowe // *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Fr. Contr.* – 1995. – 42. – (4). – P. 525-542.

- 7 Kudryavtsev, Y., et al. Ultrasonic technique and device for residual stress measurement / Kudryavtsev, Y., et al. // *X International Congress and Exposition on Experimental and Applied Mechanics*. Costa Mesa, California USA. 2004.

- 8 Gavrić L. J. Computation of propagative waves in free rail using a finite element technique / L. J. Gavrić // *Sound and Vib.* – 1995. – No 185(3). – P. 531 - 543. – ISSN 0022-460X.

- 9 Wilcox P. Dispersion and excitability of guided acoustic waves in isotropic beams with arbitrary cross section / P. Wilcox, M. Evans, O. Diligent, M. Lowe, P. Cawley // *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation* – 2002. – Vol. 21. – P. 203 - 210. – ISSN 0003-6951.

- 10 Викторов И. А. Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике. – М.: Наука, 1966. – 168 с.

- 11 Лютак І. З. Математична модель поширення спрямованих ультразвукових хвиль в трубопроводі зварним з'єднанням / І. З. Лютак, А. О. Бедзір, З. П. Лютак, А. А. Мандра // *Методи та прилади контролю якості*. – 2012. – № 28. – С. 27 - 32. – ISSN 1993-9981.

- 12 Rose J. L. *Ultrasonic Waves in Solid Media* // Cambridge University Press. – 1999. – 476 p.

*Стаття надійшла до редакційної колегії  
09.06.17*

*Рекомендована до друку  
професором **Заміховським Л.М.**  
(ІФНТУНГ, м. Івано-Франківськ)  
професором **Мельничуком С.І.**  
(Івано-Франківський університет права  
імені Короля Данила Галицького,  
м. Івано-Франківськ)*