

Івано-Франківський національний технічний  
університет нафти і газу

На правах рукопису

Лютак Ігор Зіновійович

УДК 622.691.4.002.5

**КОНТРОЛЬ ПРУЖНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ  
МЕТАЛУ СТІНОК МАГІСТРАЛЬНИХ ТРУБОПРОВІДІВ  
АКУСТИЧНИМИ МЕТОДАМИ**

Спеціальність 05.11.13 - Прилади і методи контролю  
та визначення складу речовин

Дисертація на здобуття наукового ступеня  
доктора технічних наук

*Здій промірник дисертації,  
ідемпонувати іншим уми-  
лірникам, подати до  
ради Д 20.052.03*

Науковий консультант:  
доктор технічних наук,  
професор Кісіль І. С.

*Великий секретар Ф. М. Франчук.*

Івано-Франківськ – 2011

d395



d395

## ЗМІСТ

2

<b>ВСТУП</b> .....	<b>8</b>
<b>РОЗДІЛ 1 АНАЛІЗ МЕТОДІВ ТА ЗАСОБІВ АКУСТИЧНОГО КОНТРОЛЮ СТІНОК МАГІСТРАЛЬНИХ ТРУБОПРОВОДІВ</b> .....	<b>21</b>
<b>1.1 Основні положення</b> .....	<b>21</b>
<b>1.2 Аналіз існуючих досліджень ультразвукових спрямованих     кільцевих хвиль</b> .....	<b>22</b>
<b>1.3 Аналіз існуючих методів ультразвукового контролю</b> .....	<b>25</b>
1.3.1 Ультразвукові методи контролю напружено-деформованого стану металу .....	25
1.3.2 Методи акустичної емісії контролю напружено-деформованого стану металу .....	28
1.3.3 Ультразвукові методи контролю пружних констант металу .....	31
1.3.4 Методи контролю дефектів в стінках магістральних трубопроводів ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями .....	32
1.3.5 Термоакустичний метод контролю дефектів в металах .....	33
<b>1.4 Аналіз засобів акустичного контролю стінок магістральних     трубопроводів</b> .....	<b>35</b>
<b>1.5 Постановка задач досліджень</b> .....	<b>44</b>
<b>РОЗДІЛ 2 ТЕОРЕТИЧНІ ЗАСАДИ ПОШИРЕННЯ УЛЬТРАЗВУКОВИХ СПРЯМОВАНИХ КІЛЬЦЕВИХ ХВИЛЬ В СТІНКАХ МАГІСТРАЛЬНИХ ТРУБОПРОВОДІВ</b> .....	<b>45</b>
<b>2.1 Основні теоретичні положення</b> .....	<b>45</b>
<b>2.2 Розробка математичної моделі опису поширення горизонтально-     поляризованих мод ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в     стінці трубопроводу</b> .....	<b>52</b>
<b>2.3 Розробка математичної моделі опису поширення мод типу Лемба     ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль у стінці трубопроводу</b> .....	<b>58</b>
<b>2.4 Теоретичні основи утворення та поширення ультразвукових     спрямованих кільцевих хвиль у стінці магістрального трубопроводу</b> .....	<b>62</b>

	3
2.4.1 Модальний підхід опису поширення ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в стінці труби.....	62
2.4.2 Математичний опис поширення спрямованих кільцевих хвиль як суперпозиції простих типів коливань .....	68
<b>2.5 Способи, що визначають генерування ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль у стінці магістрального трубопроводу.....</b>	<b>71</b>
2.5.1 Способи селективного збудження мод ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль прямим первинним перетворювачем .....	72
2.5.2 Визначення параметрів необхідних для утворення ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль нахиленим первинним перетворювачем .....	76
<b>Висновки до розділу.....</b>	<b>78</b>
<b>РОЗДІЛ 3 РОЗРОБЛЕННЯ МАТЕМАТИЧНИХ МОДЕЛЕЙ УТВОРЕННЯ І РОЗПОДІЛУ УЛЬТРАЗВУКОВИХ СПРЯМОВАНИХ КІЛЬЦЕВИХ ХВИЛЬ В СТІНКАХ МАГІСТРАЛЬНИХ ТРУБОПРОВОДІВ У ЧАСТОТНІЙ ОБЛАСТІ.....</b>	
<b>3.1 Математична модель ультразвукового тракту пристрою контролю пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів.....</b>	<b>81</b>
<b>3.2 Математична модель розподілу ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в стінці магістрального трубопроводу в часовій та частотній областях.....</b>	<b>106</b>
<b>3.3 Результати обчислення параметрів розподілу ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в стінці магістрального трубопроводу .....</b>	<b>114</b>
<b>3.4 Модель загасання амплітуди при поширенні ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в стінках магістральних трубопроводів.....</b>	<b>119</b>
3.4.1 Загасання амплітуди при поширенні однієї ультразвукової спрямованої кільцевої моди у стінці магістрального трубопроводу .....	119
3.4.2 Загасання амплітуди при поширенні двох і більше ультразвукових спрямованих кільцевих мод в стінці магістрального трубопроводу.....	124

<b>3.5 Розроблення математичної моделі генерування ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в стінці магістрального трубопроводу з використанням проміжного шару.....</b>	<b>129</b>
3.5.1 Модель роботи чутливого елемента ультразвукового первинного перетворювача.....	129
3.5.2 Модель утворення ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в стінці магістральних трубопроводів з використанням проміжного шару .....	134
<b>Висновки до розділу.....</b>	<b>138</b>
<b>РОЗДІЛ 4 РОЗРОБЛЕННЯ МЕТОДІВ КОНТРОЛЮ СТІНОК МАГІСТРАЛЬНИХ ТРУБОПРОВОДІВ УЛЬТРАЗВУКОВИМИ СПРЯМОВАНИМИ КІЛЬЦЕВИМИ ХВИЛЯМИ.....</b>	<b>141</b>
<b>4.1 Розроблення методу контролю наявності дефектів в стінках магістральних трубопроводів .....</b>	<b>141</b>
4.1.1 Дослідження взаємодії ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль із дефектом в стінці магістрального трубопроводу.....	141
4.1.2 Метод визначення місцеположення та розміру дефекта в стінці магістрального трубопроводу за результатами аналізу параметрів луно-імпульсу ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль .....	149
4.1.3 Використання запропонованого методу контролю для оцінки технічного стану магістрального трубопроводу .....	154
<b>4.2 Розроблення математичної моделі акустопружності та методів контролю величини напружено-деформованого стану металу стінок магістральних трубопроводів ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями.....</b>	<b>161</b>
4.2.1 Математична модель акустопружності ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль .....	161
4.2.2 Визначення достовірності результатів розрахунку величини явища акустопружності ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль отриманих на основі розробленої математичної моделі.....	169

4.2.3	Результати розрахунків акустопружності ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль отриманих на основі розробленої математичної моделі .....	171
4.2.4	Метод контролю дійсних значень напружень ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями.....	173
4.2.5	Методи контролю перерозподілу величини напружено-деформованого стану металу стінок магістрального трубопроводу ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями .....	175
<b>4.3</b>	<b>Метод контролю пружних констант металу стінок магістральних трубопроводів спрямованими кільцевими ультразвуковими хвилями.....</b>	<b>177</b>
4.3.1	Аналіз зміни механічних властивостей стінок трубопроводів .....	178
4.3.2	Математична модель контролю пружних констант металу стінки магістрального трубопроводу ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями.....	180
4.3.3	Визначення залежності швидкості поширення ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в металі стінки магістрального трубопроводу від зміни величини модуля Юнга .....	187
	<b>Висновки до розділу.....</b>	<b>191</b>
<b>РОЗДІЛ 5 МЕТОДИ КОНТРОЛЮ СТІНОК МАГІСТРАЛЬНИХ ТРУБОПРОВОДІВ ОБ'ЄМНИМИ УЛЬТРАЗВУКОВИМИ ХВИЛЯМИ.....</b>		
<b>5.1</b>	<b>Визначення вимог до контролю стінок магістральних трубопроводів ультразвуковими об'ємними хвилями .....</b>	<b>193</b>
5.1.1	Типи дефектів стінок магістральних трубопроводів, що підлягають ультразвуковому контролю .....	193
5.1.2	Параметри дефектів, що контролюються ультразвуковими об'ємними хвилями .....	197
<b>5.2</b>	<b>Розроблення математичної моделі поширення об'ємних ультразвукових хвиль через межу розділу рідина-сталь нерівної форми.....</b>	<b>202</b>
5.2.1	Побудова математичної моделі поширення об'ємних ультразвукових хвиль через межу розділу рідина-сталь нерівної форми.....	202
5.2.2	Визначення розподілу акустичного поля на базі розробленої моделі.....	206

<b>5.3 Розроблення теоретичних засад термоакустичного методу контролю наявності дефектів в стінці магістрального трубопроводу .....</b>	<b>212</b>
5.3.1 Геометрична інтерпретація термоакустичного методу .....	213
5.3.2 Хвильовий аспект термоакустичного методу .....	214
5.3.3 Визначення потужності акустичного поля для реалізації термоакустичного методу .....	216
5.3.4 Пошук дефектів в стінці труби шляхом аналізу розподілу температурного поля.....	218
5.3.5 Розроблення математичної моделі параметрів термоакустичного явища .....	219
<b>Висновки до розділу.....</b>	<b>225</b>
<b>РОЗДІЛ 6 ПОБУДОВА АЛГОРИТМУ ОБРОБКИ СИГНАЛІВ ПРИ ПРОВЕДЕННІ УЛЬТРАЗВУКОВОГО КОНТРОЛЮ СТІНОК МАГІСТРАЛЬНИХ ТРУБОПРОВОДІВ .....</b>	<b>227</b>
<b>6.1 Структуризація методів обробки сигналів при проведенні ультразвукового контролю .....</b>	<b>227</b>
<b>6.2 Адаптивний алгоритм визначення частоти виміряного ультразвукового сигналу в частотній області.....</b>	<b>234</b>
6.2.1 Математична модель визначення частоти ультразвукового сигналу .....	234
6.2.2 Визначення похибки розробленого алгоритму та визначення частоти ультразвукового сигналу .....	238
<b>6.3 Алгоритм обробки аналогового сигналу ультразвукових спрямованих хвиль з метою його визначення часу поширення в стінці магістрального трубопроводу .....</b>	<b>240</b>
<b>Висновки до розділу.....</b>	<b>247</b>
<b>РОЗДІЛ 7 РОЗРОБЛЕННЯ ПРИСТРОЇВ УНКТ-1 І КТН-1 КОНТРОЛЮ ПАРАМЕТРІВ ТЕХНІЧНОГО СТАНУ МАГІСТРАЛЬНИХ ТРУБОПРОВОДІВ, ПРОВЕДЕННЯ НИМИ ЛАБОРАТОРНИХ І ПРОМИСЛОВИХ ВИПРОБУВАНЬ .....</b>	<b>250</b>

7.1 Розроблення пристрою УНКТ-1 неперервного контролю товщини стінок магістральних трубопроводів об'ємними ультразвуковими хвилями .....	250
7.2 Розроблення системи КТУ-1 для контролю пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями .....	255
7.3 Оцінка похибки пристрою КТУ-1 контролю пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів .....	262
7.4 Вибір методики оцінки технічного стану трубопроводу із дефектом в його стінці.....	268
7.5 Лабораторні дослідження наявності дефектів в стінці магістрального трубопроводу за допомогою пристрою КТУ-1 і їх аналіз.....	271
7.6 Лабораторні дослідження величини пружних констант стінки магістрального трубопроводу за допомогою пристрою КТУ-1 і їх аналіз.....	274
7.7 Розробка методики проведення натурних досліджень пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів .....	278
7.8 Натурні дослідження пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів і їх аналіз .....	280
Висновки до розділу.....	282
ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ ТА РЕКОМЕНДАЦІЇ .....	284
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	289
ДОДАТКИ .....	313

## ВСТУП

**Актуальність теми.** Магістральні трубопроводи становлять значну частку в економічному, соціальному, політичному вимірах життя України. Забезпечення високої надійності їх експлуатації є однією з важливих науково-практичних проблем. У сучасних умовах більша частина магістральних трубопроводів експлуатується понад нормативний термін. В Україні та світі не має чітко визначених правил, нормативних документів, що можуть однозначно дати відповідь про безпечне подовження терміну експлуатації магістральних трубопроводів без попереднього контролю пружних властивостей металу їх стінок з огляду на експлуатацію магістральних трубопроводів в різних кліматичних, геологічних зонах, наявності ділянок трубопроводів, що були піддані значним зовнішнім зусиллям внаслідок повеней, зсувів ґрунту, землетрусів, результатів діяльності людини тощо. Для визначення залишкового ресурсу їх роботи необхідно проводити детальний контроль технічного стану, що складно, а іноді неможливо здійснити існуючими методами з огляду на значну їх довжину, обмежений доступ до всієї поверхні. Частково ця проблема вирішується за допомогою застосування діагностичних поршнів, що поширюються на значні відстані всередині магістральних трубопроводів, проте результати їх контролю не є достатньо достовірними і вимагають перевірки іншими методами, не є достатньо повними, оскільки не дають інформації про напружено-деформований стан стінок трубопроводу та значення пружних констант металу цих стінок. В небезпечних місцях магістрального трубопроводу (повітряні переходи, технологічні коліна, малі товщини стінок) внаслідок значної ваги та швидкості руху діагностичні поршні самі можуть бути джерелом небезпеки, створюючи критичні навантаження.

В Україні значний вклад в розвиток неруйнівного контролю трубопроводів внесли Крижанівський Є. І., Карпаш О. М., Грудз В. Я., Заміховський Л. М., Шлапак Л. С., Грінченко В. Т., Скальський В. Р., Кошовий В. В., Куриляк Д. Б., Осадчук В. А., Білокур І. П., Бондаренко А. І., Гузь А. Н., Вікторов І. А., та зарубіжні науковці П. Коулі, Дж. Роуз, М. Лоуве, Т. Кунду, Дж. Ахенбах, Г. Колский та ін.



Складність визначення всіх деструктивних факторів, що діють на магістральні трубопроводи є причиною відмов їх роботи та аварій. Тільки в Євросоюзі реєструється біля 1000 аварій металевих трубопроводів на рік, які пов'язані з важкими травмами і навіть людськими жертвами. В Україні з 2005 р. по 2007 р. мали місце чотири аварії на магістральних газопроводах в результаті чого було припинено газопостачання до багатьох населених пунктів України, значного пошкодження було нанесено навколишньому середовищу, економіці та міжнародній репутації України.

Це свідчить про недосконалість існуючих методів неруйнівного контролю фізико-механічних параметрів стінок магістральних трубопроводів. Основним недоліком акустичних методів контролю фізико-механічних параметрів стінок магістральних трубопроводів є їх точковість, що дозволяє отримувати інформації про об'єкт лише в незначному за розмірами околі місця прикладання первинного перетворювача до поверхні труби. Забезпечення неперервного контролю лише одного параметру (товщини стінки) можливе лише в спеціальних центрах і не може бути застосоване в натурних умовах експлуатації магістрального трубопроводу.

Причиною недосконалості акустичних методів неруйнівного контролю є недостатній розвиток теоретичних засад про поширення пружних коливань в стінках трубопроводів, що не дає можливості застосовувати на практиці в методах та пристроях неруйнівного контролю ультразвукові спрямовані кільцеві хвилі.

Проведений аналіз дозволяє зробити висновок про те, що завдання розвитку теорії, методів та засобів акустичного контролю фізико-механічних параметрів магістральних трубопроводів є актуальним, а їхнє вирішення розв'язує важливу науково-прикладну проблему.

**Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.** Дисертаційна робота виконана на кафедрі методів та приладів контролю якості та сертифікації продукції Івано-Франківського національного технічного університету нафти і газу відповідно до плану науково-дослідних робіт в межах госпдоговірних, держбюджетних тем та грандів, в яких здобувач був науковим керівником чи відповідальним виконавцем:

- госпдоговірна тема № 16/2008 "Визначення ступеня овальності в окремих перерізах магістральних трубопроводів на КС "Кременчук" для забезпечення "Регламенту проведення паспортизації технологічних трубопроводів обв'язок обладнання компресорних станцій". Номер державної реєстрації в УкрНДІНТІ 0108U003020;

- госпдоговірна тема № 267/2004 "Контроль напружено-деформованого стану магістральних газопроводів на підприємствах ДК "Укртрансгаз". Номер державної реєстрації в УкрНДІНТІ 0105U004995;

- грант Президента України "Розробка нового методу контролю технічного стану нафтогазопроводів та визначення залишкового ресурсу їх роботи" (GP/F13/0134). Номер державної реєстрації в УкрНДІНТІ 0107U004645;

- грант Президента України "Розроблення нового методу неруйнівного контролю ранніх стадій корозії металевих конструкцій" (GP/F27/0150). Номер державної реєстрації в УкрНДІНТІ 0110U002628;

- грант фонду фундаментальних досліджень України "Розроблення теорії взаємодії потужного акустичного поля із неоднорідностями в металах для нового неруйнівного термоакустичного методу контролю" (№ держреєстрації 0107U009501);

- грант фонду фундаментальних досліджень України "Дослідження та моделювання взаємодії потужного акустичного поля із неоднорідностями в металах" (№ держреєстрації 0108U006619);

- держбюджетна науково-дослідна робота кафедри методів та приладів контролю якості і сертифікації продукції Івано-Франківського національного технічного університету нафти і газу "Наукові основи розробки методів, систем і нормативної бази для вимірювання витрат та контролю обладнання і технологічних параметрів в нафтогазовій галузі" (розділ 2. Контроль технічного стану трубопроводів. Виконавець). Номер державної реєстрації в УкрНДІНТІ 0109U008878;

- держбюджетна тема по кафедрі програмного забезпечення автоматизованих систем (протокол № 9/34 від 21 травня 2008 р.) 2009-2012 рр. "Розробка теоретичних

та прикладних концепцій застосування сучасних інформаційних технологій в нафтогазовій галузі" (Виконавець).

**Мета і задачі дослідження.** Метою роботи є підвищення точності та достовірності контролю пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів шляхом розвитку теорії методів та засобів акустичного контролю.

Для досягнення цієї мети поставлено такі задачі:

– проаналізувати практичні проблеми підвищення безпечної експлуатації магістральних трубопроводів та обґрунтувати підходи для розвитку теорії методів та засобів акустичного контролю пружних властивостей металу їх стінок для забезпечення достовірності та точності результатів контролю з урахуванням умов їх роботи;

– розробити математичні моделі опису поширення горизонтально-поляризованих та мод типу Лемба ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль, відповідне програмне забезпечення їх обчислення та на цій основі визначити дисперсні властивості фазової та групової швидкостей поширення мод цих хвиль в стінці магістральних трубопроводів; розвинути математичну модель опису поширення ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в частотній області, програмне забезпечення її обчислення;

– розробити математичну модель ультразвукового тракту пристрою контролю ультразвуковими спрямованими хвилями пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів;

– розробити метод неруйнівного контролю дефектів у стінках магістральних трубопроводів модами ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль;

– розробити математичну модель залежності швидкості поширення мод ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль від величини напружено-деформованого стану металу трубопроводів та відповідне програмне забезпечення для її застосування;

– розробити методи контролю величини напружено-деформованого стану металу трубопроводів модами ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль;

– розробити метод контролю величини пружних констант металу магістральних трубопроводів модами ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль;

– розробити пристрій генерування та реєстрації ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в умовах експлуатації магістральних трубопроводів, що реалізує методи контролю пружних властивостей металу їх стінок ;

– розробити метод та пристрій неперервного контролю товщини стінок магістральних трубопроводів в натурних умовах їх експлуатації об'ємними ультразвуковими хвилями і математичну модель опису параметрів ультразвукового поля, утвореного переходом однорідної хвилі через нерівну геометричну форму границі розділу рідина-стінка труби, розробити програмне забезпечення обчислення параметрів луно-імпульсу за висотою акустичного контакту та його хвильовими параметрами;

– провести аналіз процесів утворення, розвитку термоакустичного явища в стінці магістрального трубопроводу та запропонувати методологію оцінювання концентрації теплового поля в околі дефекту із врахуванням фізико-механічних параметрів сталі та величини потужності акустичного поля;

– розробити нові методи та програмне забезпечення обробки сигналів ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль та об'ємних хвиль для підвищення точності обробки інформативної складової сигналу; метрологічну атестацію пристрою, що реалізує методи неруйнівного контролю пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів, технологію проведення контролю розробленими методами, провести аналіз похибок; провести лабораторні та натурні дослідження розробленими методами та засобами.

**Об'єктом досліджень** є процеси деградації пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів.

**Предметом досліджень** є методи та засоби акустичного неруйнівного контролю пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів.

**Методи дослідження.** При вирішенні задач контролю пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів застосовано методи математичного моделювання фізичних процесів в твердих та рідких середовищах, методи

скінченних елементів, методи теорії технічної механіки, методи теорії фізики теплових процесів, методи розв'язування диференціальних рівнянь, методи теорії акустики, методи інформаційних технологій розробки програмного забезпечення. При вирішенні задач розроблення засобів акустичного неруйнівного контролю застосовано методи теорії обробки сигналів, методи схемотехніки та конструювання, методи теорії математичної статистики.

**Наукова новизна одержаних результатів.** Основний науковий результат дисертації полягає у підвищенні точності та достовірності контролю пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів шляхом впровадження нових методів ультразвукового контролю в натурних умовах їх роботи з раціональним використанням залучених ресурсів.

Наукова новизна визначається наступними положеннями:

1. Вперше розроблено математичну модель явища акустопружності ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль, що полягає у застосуванні теорії пружності третього порядку Мурнагана. Ця модель дає змогу розраховувати зміну швидкості мод в залежності від величини напружено-деформованого стану металу стінок магістральних трубопроводів.

2. Вперше розроблено метод контролю дійсної величини напружено-деформованого стану металу магістральних трубопроводів за зміною швидкості поширення ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль і дає можливість проводити контроль ділянки труби за одне вимірювання та в складнодоступних місцях для поширених ультразвукових методів. Подальшого розвитку набули методи контролю перерозподілу величини напружено-деформованого стану по околу та по довжині магістрального трубопроводу, що базуються на явищі акустопружності мод ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль, що дають можливість проводити контроль без даних про швидкість поширення цих мод у ненапруженому металі.

3. Вперше розроблено метод контролю пружних констант металу стінок магістральних трубопроводів ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями, який полягає у визначенні зміни часу поширення кільцевих хвиль в стінці труби в залежності від значень пружних констант, що дає змогу збільшити достовірність

визначення опору металу магістрального трубопроводу до деформацій при прикладених до нього зовнішніх зусиллях.

4. Вперше розроблено метод неперервного контролю товщини стінок магістральних трубопроводів із нерівномірною поверхнею в умовах їх експлуатації об'ємними ультразвуковими хвилями, який полягає у забезпеченні постійного акустичного контакту на його ділянці, що дає змогу проводити контроль як основного металу, так і зварних з'єднань. Для підвищення точності контролю запропонованим методом розроблено математичну модель опису параметрів ультразвукового поля утвореного переходом однорідної хвилі через нерівну геометричну форму границі розділу рідина-стінка труби.

5. Вперше побудована математична модель ультразвукового тракту пристрою контролю ультразвуковими спрямованими хвилями пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів, що враховує параметри коливань первинного перетворювача. Ця модель становить теоретичну основу для створення процедур обробки експериментальних сигналів з метою виключення з результатів вимірювання швидкості поширення ультразвукових спрямованих хвиль систематичних похибок, які вносяться первинними перетворювачами.

6. Подальшого розвитку набули метод неруйнівного контролю дефектів у стінках магістральних трубопроводів та математичні моделі опису поширення ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в часовій та частотній областях, що дає змогу виявляти як поверхневі так і донні дефекти на певній ділянці за одне вимірювання та проводити контроль в складнодоступних місцях для поширених методів ультразвукового контролю.

7. Подальшого розвитку набули теоретичні основи і методологія оцінювання та прогнозування параметрів термоакустичного явища на основі досліджень концентрації теплової енергії в околі дефекту при існуванні потужного акустичного поля, що дає змогу розробляти нові методи контролю дефектів в стінках магістральних трубопроводів.

### **Практичне значення одержаних результатів**

- розроблено та виготовлено систему КТУ-1 (контроль труб ультразвуковий), розроблено і затверджено в установленому порядку “Технологію проведення неруйнівного контролю нафтогазопроводів ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями” цією системою;
- розроблено та виготовлено пристрій УНКТ-1 неперервного контролю товщини стінок магістрального трубопроводу в умовах експлуатації ультразвуковими об’ємними хвилями, програмне забезпечення розрахунку ультразвукового поля утвореного переходом однорідної хвилі через нерівну геометричну форму границі розділу рідина-стінка труби та розрахунку параметрів луно-імпульсу при контролі товщини стінки труби;
- розроблено програмне забезпечення в пакеті математичного числення Matlab, що дозволяє отримувати дисперсні властивості групової та фазової швидкостей поширення горизонтально-поляризованих та мод типу Лемба ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в стінках магістральних трубопроводів;
- розроблено програму в пакеті прикладних програм Ansys, що дозволяє проводити аналіз дисперсних властивостей ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль засобами скінченних елементів із застосуванням модального підходу, розроблено програму в пакеті прикладних програм Comsol, що дозволяє розраховувати розподіл поля ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі в стінці труби в частотній області;
- розроблено програму розрахунку частоти сигналу ультразвукової хвилі в реальному часі в середовищі Matlab, модель обробки аналогового сигналу реалізованого в середовищі Simulink;
- розроблено і затверджено в установленому порядку “Методику метрологічної атестації системи ультразвукового контролю труб КТУ-1”, що дозволяє проводити метрологічну атестацію системи контролю пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями;
- розроблено алгоритми обробки сигналів об’ємних та спрямованих кільцевих хвиль, які полягають у виокремленні інформаційних складових із загального

сигналу з завадами, визначенні частоти сигналу в реальному часі, визначенні часу приходження вибраного періоду луно-імпульсу, що дає змогу на відміну від існуючих методів підвищити точність обробки сигналів при реалізації методів ультразвукового неруйнівного контролю стінок магістральних трубопроводів.

Проведені лабораторні дослідження контролю пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями, які підтверджують ефективність розроблених методів і засобів.

На державному підприємстві “Придніпровські магістральні нафтопроводи” ВАТ “Укртранснафта” впроваджені методи контролю пружних властивостей металу стінок магістральних нафтопроводів (контроль величини напружено-деформованого стану, наявності дефектів в стінках трубопроводів, контроль значення пружних констант: модуля Юнга та коефіцієнта Пуассона) ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями, що дозволить підвищити безпеку їх експлуатації.

На державному підприємстві Науково-виробничий центр "Техдіагаз" дочірньої компанії "Укртрансгаз" впроваджені методи контролю параметрів технічного стану магістральних газопроводів (контроль величини напружено-деформованого стану, наявності дефектів в стінках трубопроводів, контроль значення пружних констант: модуля Юнга та коефіцієнта Пуассона) ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями. Здійснено контроль повітряних переходів магістральних трубопроводів розробленою системою КТУ-1 згідно “Технології проведення неруйнівного контролю нафтогазопроводів ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями”. Виявлено перевищення допустимих напружень в повітряному переході магістрального газопроводу "Союз" 2439-й км. через р. Саджавка розташованого в с. Глибівка, Богородчанського р-н., Івано-Франківської обл. Результати впровадження дозволять підвищити надійність та безпеку експлуатації магістральних газопроводів.

На державному виробничо-ремонтному технічному підприємстві "Укргазенергосервіс" впроваджено та передано систему КТУ-1 та методи контролю параметрів технічного стану магістральних газопроводів (контроль величини напружено-деформованого стану, наявності дефектів в стінках трубопроводів, контроль значення пружних констант: модуля Юнга та коефіцієнта Пуассона)



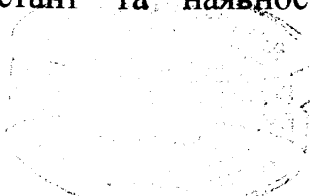
ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями. Здійснено контроль наявності дефектів, пружних констант, величини напружено-деформованого стану на магістральних газопроводах компресорних станцій в м. Богородчани Івано-Франківської обл. та м. Бар Вінницької обл.

На державному виробничо-ремонтному технічному підприємстві "Укргазенергосервіс" впроваджено та передано пристрій УНКТ-1 неперервного контролю товщини стінок магістрального трубопроводу. Проведено перевірку пристрою УНКТ-1 на газопроводах компресорної станції в м. Богородчани Івано-Франківської обл., що показала необхідну точність та ефективність застосування пристрою.

На підприємстві "Подільський експертно-технічний центр" впроваджено та передано пристрій УНКТ-1 неперервного контролю товщини стінок магістрального трубопроводу. Проведено перевірку методики та пристрою УНКТ-1 на зразках та елементах паропроводу IV-ї категорії ТЕЦ Краси́лівського цукрового заводу. Встановлено достовірність результатів контролю пристроєм УНКТ-1.

Матеріали дисертації використовуються у навчальному процесі підготовки бакалаврів, спеціалістів і магістрів напрямку приладобудування та приладів і систем неруйнівного контролю в Івано-Франківському національному технічному університеті нафти і газу.

**Особистий внесок здобувача.** Усі результати дисертаційної роботи отримані здобувачем самостійно: розвиток теорії, методів та засобів акустичного контролю фізико-механічних параметрів магістральних трубопроводів, розроблення математичних моделей: поширення горизонтально-поляризованих та мод типу Лемба ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в часовій та частотній областях, модель ультразвукового поля утвореного переходом однорідної хвилі через нерівну геометричну форму границі розділу рідина-стінка труби, модель опису процесу генерування ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі чутливим елементом із застосуванням імерсійного акустичного контакту; розроблення методів та пристрою контролю напружено-деформованого стану, величини пружних констант та наявності дефектів ультразвуковими спрямованими кільцевими



d395

хвилями, методу та пристрою неперервного контролю товщини стінок магістральних трубопроводів об'ємними ультразвуковими хвилями.

У роботах опублікованих у співавторстві, здобувачу належить: розроблення підходу реалізації термоакустичного методу неруйнівного контролю технічного стану металевих конструкцій, обґрунтування хвильового аспекту та застосування теорії механіки руйнування в термоакустичному методі [72]; концепція та методологія застосування Р-снейк алгоритму для знаходження дефектів в металевих виробках на основі термоакустичного методу контролю [49]; математичний опис і спосіб збудження окремої моди ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі в стінці трубопроводу, підхід виокремлення інформативної складової із групи мод з використанням декількох ультразвукових первинних перетворювачів [79]; ідея та обґрунтування напрямку, постановка задачі досліджень взаємодії неоднорідності в металі із ультразвуковою хвилею, розроблення моделі тертя при контакті твердих тіл [69]; метод визначення параметрів загасання хвиль Лемба в ізотропному пружному середовищі, математичний опис процесу загасання ультразвукової хвилі [78]; методи проектування та тестування, реалізація програмного забезпечення, підхід моделювання клієнт-серверної частини програми з використанням універсальної мови моделювання [75]; розроблення методу обробки ультразвукового сигналу в частотній області, побудова адаптивного алгоритму та програмного забезпечення [50]; математична модель поширення ультразвуку в металах в залежності від величини навантажень [70]; концепція дослідження модальних параметрів повітряних переходів магістральних газопроводів, метод обробки експериментальних результатів [60]; підхід для моделювання скінченними елементами поширення ультразвукової поверхневої хвилі в металевій пластині при змінених фізико-механічних властивостях поверхневого шару [59]; алгоритм обробляння сигналів ультразвукових поверхневих хвиль, що базується на теорії вейвлет перетворення [51]; ідея та обґрунтування напрямків досліджень, дослідження фізичних процесів в магістральних трубопроводах [81]; модель поширення ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль, проведення лабораторних досліджень генерування та аналізу сигналів [61]; ідеї та технічні рішення нових принципів і конструкторських вдосконалень ультразвукових пристроїв [97, 98];

метод обчислення поширення ультразвукової хвилі в металі [187]; математична модель поширення ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль [56].

**Апробація роботи.** Основні теоретичні та практичні результати дисертаційної роботи доповідалися і обговорювалися на: VI International Conference "Strategy of Quality in Industry and Education", Varna, Bulgaria, 2008, 2010; Міжнародній науково-технічній конференції "Електромагнітні і акустичні методи неруйнівного контролю матеріалів і виробів ЛЕОТЕСТ", Славське Львівської обл., 2009, 2010; Відкритій науково-технічній конференції молодих науковців і спеціалістів Фізико-механічного інституту ім. Г. В. Карпенка НАН України "Проблеми корозійно-механічного руйнування, інженерія поверхні, діагностичні системи", Львів, 2009; 6-а Національно-технічній конференції і виставці "Неруйнівний контроль та технічна діагностика", Київ, 2006, 2009; Шестнадцятою міжнародною конференцією "Современные методы и средства неразрушающего контроля и технической диагностики", г. Ялта, 2008, 2009; IEEE International Workshop on Intelligent Data Acquisition and Advanced Computing Systems: Technology and Applications, Sofia, Bulgaria, 2005; The 8-th conference of computer aided science, industrial and transport "TransComp 2004", Zakopane, Poland, 2004; 8-й міжнародній науково-практичній конференції "Нафта і газ України - 2004", Судак, 2004; 3-й науково-технічній конференції "Приладобудування 2004 стан і перспективи", Київ, 2004, 2008; "Метрологія та вимірвальна техніка (Метрологія - 2008)", Харків, 2008; Міжнародною конференції "Научные основы внедрения новых технологий в эпоху Нового Возрождения", Туркменистан, 2009; Міжнародній науково-технічній конференції "Нафтогазова енергетика: проблеми та перспективи", м. Івано-Франківськ, 2009; Міжнародній науково-технічній конференції "Інтегровані комп'ютерні технології в машинобудуванні" ІКТМ'2007", м. Харків, 2007; Міжнародній науково-технічній конференції "Ресурсозберігаючі технології у нафтогазовій енергетиці" ІФНТУНГ-40", м. Івано-Франківськ, 2007.

**Публікації.** Основні положення дисертації викладені у 45-и публікаціях, в тому числі в 1 монографії, 28 статтях (із них 15 одноосібних) у фахових наукових виданнях ВАК України, в 3-х одноосібних патентах України, 2-х патентах України

на корисну модель та 11-ти публікаціях (із них 9 одноосібних) за матеріалами міжнародних та всеукраїнських науково-технічних конференцій.

**Структура та обсяг дисертації.** Дисертаційна робота складається із вступу, 7 розділів, висновку, додатків та списку використаних джерел. Повний обсяг дисертації складає 433 сторінок, із них 288 сторінки основного тексту, що включає 57 рисунків і 7 таблиць. Список використаних джерел 243 найменування на 24 сторінках, 14 додатків на 120 сторінках.

# РОЗДІЛ 1

## АНАЛІЗ МЕТОДІВ ТА ЗАСОБІВ АКУСТИЧНОГО КОНТРОЛЮ СТІНОК МАГІСТРАЛЬНИХ ТРУБОПРОВОДІВ

### 1.1 Основні положення

Забезпечення цілісності та надійної експлуатації магістральних трубопроводів є важливою складовою задачею енергетичної безпеки України [23, 22]. Розроблення нових методів неруйнівного контролю, які б забезпечували необхідний рівень точності та достовірності результатів, можливості використання методів у натурних дослідженнях пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів на сучасному етапі їх експлуатації є однією із важливих задач.

Одним із основних та найбільш інформаційно багатих методів неруйнівного контролю пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів є ультразвуковий [17]. На даний час найбільш розвинуті та поширені методи ультразвукового контролю використовують в своїй основі об'ємні хвилі (поперечні та поздовжні), хвильові параметри яких не залежать від наявності границь розділу середовищ де вони поширюються. Переважна більшість таких методів реалізують точковий контроль досліджуваних параметрів об'єкту в місці реєстрації коливань. Нові методи ультразвукового контролю направлені на дослідження властивостей об'єкту на певній його ділянці, що дозволяє значно збільшити як продуктивність ультразвукових методів, так і на інформативність їх результатів.

Основою для нових методів неруйнівного контролю є використання спрямованих ультразвукових хвиль. Термін спрямовані хвилі був введений для означення такого типу ультразвукових коливань параметри яких визначаються взаємодією із двома границями розділу середовищ, тобто такі типи хвиль можуть існувати в середовищі кінцевої товщини. Можна вважати, що ультразвукові спрямовані хвилі є загальною назвою для всіх пружних коливань, що утворюються внаслідок суперпозиції відбитих та заломлених хвиль верхньої та нижньої границь розділу середовища кінцевої товщини. Однією із підмножин ультразвукових

спрямованих хвиль є хвилі Лемба. Термін ультразвукова спрямована хвиля вперше зустрічається в перекладі книги Крауткрамера, яка вийшла в 1991 р. [39].

Однією із підмножин ультразвукових спрямованих хвиль є кільцеві хвилі. Ультразвукові спрямовані кільцеві хвилі (УСКХ) поширюються у стінці труби у площині, що перпендикулярна її осі. Хвильові параметри цих хвиль визначаються подібно до ультразвукових спрямованих товщиною середовища та додатково радіусами кривизни внутрішньої та зовнішньої поверхонь труби.

Ультразвукові спрямовані хвилі розділяються за профілем пружного коливання, окремі форми таких коливань називаються модами. Моді мають унікальні дисперсні властивості – залежності швидкості поширення від товщини середовища та частоти.

## **1.2 Аналіз існуючих досліджень ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль**

Зважаючи на значне використання ультразвукових методів неруйнівного контролю та велику кількість наукових досліджень спрямованих на удосконалення існуючих методів, розроблення нового методу за способом застосування в натурних умовах, продуктивності, якісними та кількісними показниками, використання нових фізичних властивостей ультразвуку є актуальною задачею. Таким напрямком утворення і поширення ультразвукових хвиль, що може бути застосований в неруйнівному контролі магістральних трубопроводів є використання властивостей кільцевих спрямованих мод.

Початком дослідження ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль можна вважати наукові праці сейсмологів, в яких досліджувались поширення сейсмічних хвиль в викривленому шарі ґрунтових порід [213, 214]. Основними досягненнями дослідження властивостей таких хвиль було математичне описання їх поширення в циліндричних та сферичних координатах. Базові дослідження ультразвукових хвиль, які є основою опису поширення кільцевих мод, зроблено Вікторовим [230]. Він сформулював фундаментальну теорію опису поширення хвиль Релея, що поширюються в увігнутих та опуклих циліндричних поверхнях. Для більш точного

фізичного опису таких хвиль, Вікторов запропонував фізичне поняття кутового хвильового числа. Вперше експериментально продемонстровано існування кільцевої моди ультразвукової хвилі в циліндрі виготовленого з алюмінію вченим Хортоном [165]. В своїй праці він показав згенеровану кільцеву моду хвилі Лемба, проте не дав математичного опису її властивостей. Вперше математичну модель опису поширення кільцевої моди хвилі Лемба, яка поширюється в пружному циліндрі, розроблено Вікторовим [229]. Доповнили теорію Вікторова, щодо опису загасання амплітуди кільцевої моди хвилі Лемба, вчені Грейс та Гудман [156]. В своїй праці вчені дослідили зменшення енергії коливань кільцевої моди, внаслідок збурення коливань у суміжному із циліндром середовищі, яке вважалось рідиною. Паралельно із розвитком теорії поширення хвиль Релея у циліндрі та дослідженнями кільцевих мод хвиль Лемба було відкрито іншу моду, що поширюється біля викривлених поверхонь, "шепочучу" моду. Перше теоретичне обґрунтування та математичний опис поширення такої моди було здійснено Бреховським [129]. Важливе доповнення та узагальнення теорії Вікторова про поширення кільцевої моди хвилі Лемба було зроблено вченими Кю та Ліу [206, 181]. Вчені ввели у математичний опис поширення кільцевих мод зроблений Вікторовим безрозмірні параметри. Перевагами такого представлення математичного опису поширення кільцевих мод є те, що обчислені дисперсійні криві цих мод для однієї труби, можна було застосувати для труби із іншим діаметром при однаковому їх відношенні товщина стінки / радіус.

До 1968 р. дослідження різних типів мод велися у напрямку уніфікації теорії ультразвукових коливань. Остаточне розділення різних типів мод було зроблено Брітоном [131]. В своїй праці він довів, що для математичного опису поширення симетричних, асиметричних та кільцевих мод необхідно використовувати різні моделі та представив основні моди цих хвиль. Теоретичні положення Брітона базувались на теорії Тимошенко про поширення коливань у пружних стержнях.

Подальше удосконалення та узагальнення теорії поширення спрямованих кільцевих мод ультразвукових хвиль було зроблено в праці [228], в якій було створено модель їх поширення у багатошаровому середовищі. Запропонована вченими модель побудована з врахуванням поняття неперервності енергії при

переході хвильового поля через розділ середовищ з різними фізичними властивостями. Застосування моделі на практиці для виявлення спрямованих кільцевих ультразвукових хвиль представлена в праці [173]. Ультразвукові хвилі були згенеровані лазером у двохшаровому циліндрі, два шари якого були пружним матеріалом. Іншим вченим було використано цю математичну модель для обчислення параметрів поширення ультразвукових спрямованих кільцевих мод наповнених рідиною [190].

Окремими вченими було досліджено та математично обґрунтовано поширення нових мод спрямованих ультразвукових хвиль, зокрема кільцевих поперечно-горизонтальних [160]. Математичний опис цих мод є простішим аніж кільцевих мод хвиль Лемба через їх поляризацію. Доповненням цієї теорії є запропонований вченими метод генерування кільцевих поперечно-горизонтальних ультразвукових хвиль [198].

Перераховані дослідження стосуються математичного опису процесу поширення, визначення хвильових параметрів дисперсії швидкості кільцевих мод спрямованих ультразвукових хвиль. Ряд вчених розробили способи використання цих мод для неруйнівного контролю трубопроводів. Так до 1997 р. було зроблено огляд використання спрямованих хвиль в неруйнівному контролі [138]. Вченими були представлені напрямки використання кільцевих мод спрямованих хвиль для дослідження впливу овальності матеріалу на зміну величин хвильових параметрів мод [162, 152, 153].

В 2006 р. в Лісабоні в Науково-дослідному інституті зварки і якості відбулося перше засідання учасників колективного проекту «Моніторинг стану об'єктів за допомогою дальнодіючого ультразвуку (LRUCM)», що входить в 6-у Рамкову програму Європейського Союзу. У склад створеного для виконання робіт за проектом Консорціуму входять 22 організації з 14 країн, серед яких товариства і асоціації по неруйнівному контролю Бельгії Болгарії, Німеччини, Італії, Іспанії, України, Європейська Федерація по НК (EFNDT), науково-дослідні інститути, малі і середні підприємства [179]. Метою проекту є розроблення апаратних засобів використання ультразвукових хвиль низької частоти для контролю мостів,



резервуарів, трубопроводів. На даний час в межах цього проекту було розроблено спосіб збудження хвиль Лемба в пружних тілах.

Незважаючи на значну кількість праць з використання спрямованих хвиль в неруйнівному контролі, цей напрямок досліджень є теоретично мало дослідженим, що ставить значні перешкоди для подальшої розробки апаратних засобів контролю та методів визначення пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів. Тому актуальним є розроблення математичної моделі опису поширення кільцевих мод спрямованих ультразвукових хвиль в такому вигляді, щоб це дало можливість враховувати зміни контрольованих параметрів трубопроводів (зміна товщини, присутність тріщин чи неоднорідностей різного роду) на зміну хвильових параметрів поширення кільцевих мод.

### **1.3 Аналіз існуючих методів ультразвукового контролю**

#### **1.3.1 Ультразвукові методи контролю напружено-деформованого стану металу**

Визначенням напружено-деформованого стану (НДС) ультразвуковим методом займаються ряд науково-дослідних груп в Україні та за її межами. В Україні, в Івано-Франківському національному технічному університеті нафти і газу на базі кафедри методів та приладів контролю якості та сертифікації продукції розробляються методи визначення НДС в стінках трубопроводів нахиленим променем поздовжньої хвилі у трьох взаємно перпендикулярних площинах [105, 46]. Ряд науковців цього університету розвивають теоретичні основи та інші методи акустичного контролю магістральних трубопроводів [42, 117, 29, 28, 30, 32, 33, 18, 19]. Визначенням залежності швидкості поширення об'ємних ультразвукових хвиль від напруженого стану в зразках металу займались вітчизняні науковці А. Гузь, О. Гуца та закордонні, В. М. Бобренко, М. С. Вангели, А. Н. Куценко, Д. Ігл та К. Вінклер [11, 24, 141, 237]. Дані науковці заклали основи неруйнівного контролю НДС ультразвуковими хвилями. Подальшими дослідженнями є вивчення залежностей деяких типів спрямованих ультразвукових хвиль від величини НДС, що поширюються вздовж трубопроводу [182, 134, 133, 179]. Недоліками таких

досліджень є те, що отримані математичні моделі не дозволяють описати акустопружний ефект у спрямованих кільцевих хвиль.

Китайські вчені на чолі з науковцем Л. Джін-Ксія досліджували акустопружні властивості поверхневих ультразвукових хвиль та хвиль Сезава [168]. Ними на основі теорії акустопружності та моделі розтягу - стиску пружно-пластичних матеріалів, досліджувався вплив статично деформованого стану утворений як від пружної, так і пластичної деформації спричиненої одноосним тиском на параметри поширення хвилі Релея в шарах гірських порід за допомогою методу передаточних матриць. В результаті аналізу ефектів акустопружності від пружно-пластичних деформацій у гірських породах викликаних статичною деформацією ними було встановлено, що моди Релея та Сезава мають схожі тенденції: ефект акустопружності швидко зростає з частотою та товщиною породи і зміна фазової швидкості наближається до постійного значення для товстих шарів і в великих частот. Проведені дослідження вказують на незавершеність існуючої теорії акустопружності щодо поверхневих так і спрямованих ультразвукових хвиль, та вказують на необхідність подальшого вивчення зміни параметрів поширення таких хвиль у середовищах із криволінійними границями розділу.

Науковець Р. М. Дж. Феррарі розробив підхід обчислення явища акустопружності хвиль Лемба, збуджуючи їх ЕМА первинним перетворювачем [208]. Модель акустопружності складається із трьох фізичних доменів: магнітного, механічного та границі розділу між магнітним та акустичним полями, рис. 1.1.

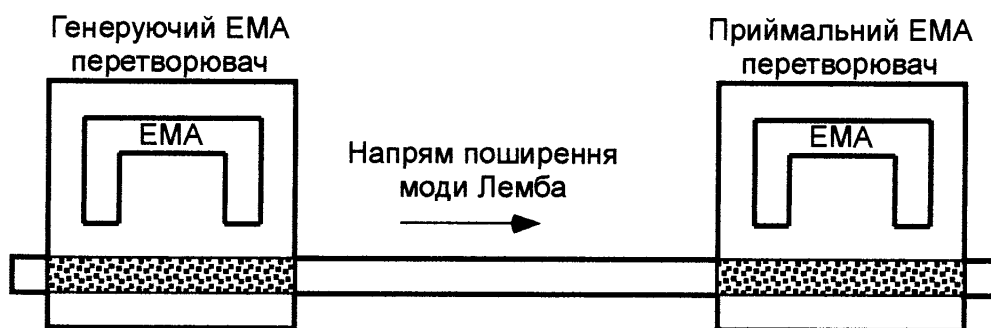


Рис. 1.1 – Схема визначення явища акустопружності за допомогою ЕМА перетворювачів на основі мод Лемба

Рівняння акустопружності хвиль Лемба є таким [208]:

$$C'_{IJKL} \frac{\partial^2 u_K}{\partial X_I \partial X_L} + \rho^{(i)} f_J = \rho^{(i)} \frac{\partial^2 u_J}{\partial t^2}, \quad C'_{IJKL} = C_{IJKL} + \sigma_{IL}^{(i)} \delta_{JK}, \quad (1.1)$$

де  $C'$  - тензор жорсткості, який залежить від жорсткості матеріалу  $C$  та його напружено-деформованого стану  $\sigma$ ;

$u$  – зміщення елементарного об'єму пружного середовища;

$X$  – координата точки в матеріалі із напружено-деформованим станом;

$\rho$  - густина;

$f$  – густина силового поля;

$t$  – час;

$(i)$  – індекс, що визначає стан матеріалу як різницю між напружено-деформованим та недеформованим  $X - x$ ;

$\delta$  - символ Кронекера.

Рівняння (1.1) визначає явище акустопружності як додаткова зміна тензору жорсткості внаслідок анізотропії викликаної напруженнями, що дозволяє використати підхід моделювання поширення пружного коливання звичайним диференціальним рівнянням, реалізованим в пакеті прикладних програм скінченно-елементного числення. Представлений підхід створює підстави для ствердження про присутність явища акустопружності в ультразвукових спрямованих хвилях.

Недоліком такого підходу є те, що не враховується фізична модель пружності другого порядку розроблена Ф. Мурнаганом, що не дозволяє напряму співставити процеси, що відбуваються при прикладенні зусиль до матеріалу із зміною поширення пружних коливань. Реалізацію представного підходу здійснюється шляхом введення матриці жорсткості  $C'$ , яка відповідає вже модифікованому матеріалу внаслідок напружено-деформованого стану.

Науковець К. Л. Дж. Фонг розробив метод визначення явища акустопружності в ультразвукових спрямованих кільцевих хвилях від зусилля згину [153]. За його підходом НДС моделюється шляхом поділу товщини стінки труби на шари із відмінними густинами  $\rho_i$ :

$$\rho_i = \frac{\rho_0 r_{mid}^3}{r_i (r_{mid} + \nu r_i - \nu r_{mid})^2}, \quad (1.2)$$

де  $\rho_0$  – густина матеріалу в ненапруженому стані;

$r_l, r_{mid}$  – відповідно радіус кривизни шару та середини товщини стінки труби;

$\nu$  - коефіцієнт Пуассона.

Для розробленого підходу зміна швидкостей об'ємних хвиль (поздовжньої та поперечної) розраховується на основі модулів пружності третього порядку. Об'єднання окремих шарів до всієї товщини стінки здійснюється за допомогою методу глобальної матриці. Граничними умовами є напруження та зміщення елементарного об'єму на межі розділу шарів.

Метод показує присутність явища акустопружності в ультразвукових спрямованих кільцевих хвилях. Недоліком такого підходу є розділ товщини стінки на окремі шари, що знижує точність визначення зміни параметрів поширення УСКХ в залежності від напружено-деформованого стану.

### **1.3.2 Методи акустичної емісії контролю напружено-деформованого стану металу**

Методи акустичної емісії, що полягають у пасивному реєструванні пружних коливань в металах малої амплітуди та інтенсивності у порівнянні із ультразвуковими активними методами також можна застосовувати для аналізу НДС. Опис фізичних процесів, що є підґрунтям виникнення сигналів акустичної емісії подано в працях [6, 135, 139]. При виникненні НДС в металі від зовнішніх навантажень починають руйнуватись структурні елементи (кристали) для яких значення напружень є критичним та внаслідок термофлуктуації напружень. На початкових значення напружень в металі починають руйнуватись крихкі включення, що є джерелом сигналів акустичної емісії. Такі руйнування спричинюють виникнення мікротріщин у невеликих кількостях, тому амплітуда сигналів від таких руйнувань є надзвичайно малою. Із збільшенням рівня напружень відбуваються процеси злиття окремих мікротріщин та утворення асоціацій. При такому рівні напружень сигнал акустичної емісії може трактуватись як залежність між неоднорідністю матеріалу та концентраторами напружень в металі внаслідок зовнішніх зусиль. При малій структурній неоднорідності металу починають

розвиватись окремі макротріщини, розвантажуючи при цьому в своєму околі мікротріщини. При великій структурній неоднорідності матеріалу відбувається процес накопичення мікротріщин та зародків руйнування матеріалу, відповідно, макротріщини розвиваються незалежно від кількості мікротріщин.

При утворенні мікротріщини в металі генерується пружне коливання з амплітудою  $A_{mc}$  пропорційною енергії руйнування  $E_p$  [6]:

$$A_{mc} \sim \sqrt{E_p / t}, \quad (1.3)$$

де  $E_p$  – енергія, що достатня для утворення мікротріщини;

$t$  – час.

Час утворення мікротріщини лежить, як правило, в діапазоні 0,4...0,6 від швидкості поздовжньої хвилі в сталі.

Із рівняння (1.3) випливає, що інформативним параметром сигналів акустичної емісії можуть бути сумарна кількість сигналів, інтенсивність сигналів в часі та сумарна амплітуда сигналів за певний проміжок часу. Залежність будь-якого інформативного параметру від величини НДС металу визначається відповідною математичною моделлю, що ставить у відповідність закон зміни цього параметру або від деформацій або від величини напружень та експериментальними дослідженнями, що враховують конкретні коефіцієнти описаної математичної залежності для вибраного матеріалу. В загальному, характер зміни інформативного параметру від значень напружень в зразку є нелінійним. На малих значеннях НДС, що становить 0,1...0,4 % від пластичних деформацій інформативний параметр є малим і ним, як правило нехтують. Значення НДС, при великих деформаціях для спрощення представлення апроксимують лінійним законом.

Проведені експериментальні дослідження сигналів акустичної емісії в зоні пружної деформації сталей 38ХНЗФА, СТ45, 20ХГСА відповідно були представлені такими рівняннями [6]:

$$A_1 = 0.308\varepsilon - 3.158, \quad A_2 = 91.8\varepsilon - 2.19, \quad A_3 = 0.01\varepsilon - 0.037, \quad (1.4)$$

де  $\varepsilon$  – справжня деформація металу.

Як можна побачити із (1.4) лінійні залежності апроксимації сигналів акустичної емісії сильно відрізняються за амплітудою та розташуванням на координатній кривій (другий доданок). Це свідчить про значну залежність сигналів від структури металу (хімічного складу, технології виплавки тощо).

Отже, можна стверджувати, що:

– параметри сигналів акустичної емісії в основному визначаються структурою матеріалу та характером його руйнування, тому визначення рівня НДС металу є найбільш точним в області пластичних деформацій;

– значна залежність інформативних параметрів сигналів акустичної емісії від структури металу (хімічного складу, технології виплавки тощо) не дозволяє застосовувати експериментально визначені коефіцієнти, що описують пружну деформацію металу однієї марки сталі до тієї ж марки сталі виготовленої іншим виробником, а також виготовленим тим же виробником в різний період часу, через зміни в технології виготовлення;

– вплив механічних пошкоджень труби при її перевезенні, монтажних будівельних роботах вимагає додаткових експериментальних досліджень коефіцієнтів математичної моделі, що описує величину пружних деформацій металу;

– наявність контактної взаємодії металу трубопроводу із конструктивними елементами в околі вимірювання сигналів акустичної емісії (опорами, анкерами, обмежувачами руху, трійниковими з'єднаннями тощо) не дозволяє застосовувати рівняння апроксимації величини НДС від інформативного параметру акустичної емісії без додаткових експериментальних досліджень конкретної реалізації того чи іншого конструктивного елемента;

– мала чутливість інформативних параметрів сигналів акустичної емісії в зоні пружних деформацій та наявність завад сигналу від руху продукту (газу, нафти тощо) значно понижує точність проведення контролю в натурних умовах.

Узагальнюючи, можна зробити висновок, що методи акустичної емісії для неруйнівного контролю значень НДС магістральних трубопроводів мають недостатній розвиток теорії та технології.

### 1.3.3 Ультразвукові методи контролю пружних констант металу

Ультразвукові методи, які базуються на вимірюванні швидкості поширення об'ємних поздовжньої та поперечної хвиль дозволяють проводити обчислення пружних констант. Вказаними типами хвиль повний набір незалежних констант можна проконтролювати тільки в лабораторних умовах [146, 200]. Більш детально методи контролю механічних властивостей приведено в працях науковців Чу та Літтла [180, 140]. В цих роботах проаналізовано вибір оптимального напрямку поширення ультразвукових хвиль для контролю певних пружних констант. Додатково, визначення механічних властивостей матеріалів представлено в працях [226, 159, 238]. В цих роботах представлено підходи до контролю механічних властивостей в пластинах в лабораторних умовах. Найбільш поширеним методом визначення механічних параметрів в сталях є луно-імпульсний метод перекривання імпульсів [201, 202]. Враховуючи невизначеності та похибки при проведенні вимірювань, загальна відносна похибка такого методу складає біля 1% і може досягати 0.1% при дуже точному експерименті в лабораторних умовах [232]. Звичайно, вказані методи визначення механічних властивостей стінок нафтогазопроводів в натурних умовах матимуть набагато більшу похибку. Це пов'язано із неможливістю точно встановити всі необхідні параметри для проведення експерименту.

Недоліками цих та подібних досліджень є складність контролю пружних властивостей металу стінок трубопроводів в експлуатаційних умовах, де доступ до поверхонь контролю суттєво обмежений.

Підхід до визначення пружних констант третього порядку ультразвуковим методом було представлено науковцем з США [196]. Відмінністю його підходу від попередніх методів, що використовували підхід в якому об'ємні ультразвукові хвилі поширювались тільки паралельно та перпендикулярно до прикладених зусиль полягає в тому, що величини констант можна визначати із однієї сторони досліджуваного об'єкту при генеруванні ультразвуку нахиленим первинним перетворювачем. Це є розширенням ряду попередніх методів, що застосовували нахилений ПП із імерсійним акустичним контактом, що не дозволяло їх використовувати в натурних умовах. Науковцем удосконалена теорія розрахунку

прогнозованих змін швидкості поширення поздовжніх, горизонтально-поляризованих та вертикально-поляризованих об'ємних ультразвукових хвиль при одноосному навантаженні та похиленому первинному перетворювачі. Також розроблена зворотня задача знаходження значення пружних констант третього порядку за трьома вимірюваннями із різними кутами нахилу ПП.

Ця робота дозволяє отримати основні емпіричні та теоретичні основи для розроблення методів визначення значення пружних констант третього порядку. Недоліками цієї роботи є те, що необхідно створювати зусилля на досліджуваній об'єкт з метою обчислення значення пружних констант третього порядку. Математичний опис застосування в роботі виключно об'ємних ультразвукових хвиль є недостатнім для спрямованих хвиль.

Дослідження величини пружних констант ультразвуковими об'ємними хвилями із застосуванням лазера в якості генерування та прийому пружних коливань було здійснено рядом науковців на чолі із Т. Прамілом [204]. В якості обробки сигналів ними було використано техніку вейвлет аналізу. Перевагами такого підходу є те, що непотрібно створювати акустичний контакт для генерування та прийому пружних хвиль. Недоліком є низька завадостійкість до вібрацій викликаних іншими джерелами ніж генеруючий перетворювач та висока вартість контролю таким обладнанням, що не дозволяє застосовувати його в натурних умовах.

#### **1.3.4 Методи контролю дефектів в стінках магістральних трубопроводів ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями**

Ультразвукові спрямовані кільцеві хвилі (УСКХ) в неруйнівному контролі застосовують для труб малого діаметру та товщини стінки [151, 198]. Група науковців на чолі із Л. Сатярнараяном з Індії досліджували хвильові властивості взаємодії УСКХ із дефектом прямокутної форми в стінці труби діаметром 169 мм [211]. Недоліком цієї роботи поряд із тим, що досліджується трубопровід із малим діаметром є те, що моди УСКХ збуджуються спеціальним ультразвуковим первинним перетворювачем (УПП) побудованим на основі фазованих антенних ґраток, що не дозволяє широко застосовувати запропонований вказаними



науковцями підхід в Україні для контролю магістральних нафтогазопроводів. Дисперсні параметри розраховуються спеціальним програмним забезпеченням, що не розраховане для геометричних розмірів магістральних трубопроводів. Науковці на чолі із Ю. Джіангонгом з КНР досліджували луно-імпульси УСКХ в трубопроводі діаметром 19 мм [241]. В результаті досліджень було встановлено явище трансформації мод при взаємодії із дефектом. Недоліком цієї роботи є те, що параметри луно-імпульсу визначаються на основі ортогонального розкладу в ряд поліному, що описує УСКХ. Дефект в роботі було змодельовано із розмірами, що дорівнюють товщині стінки труби. Такий підхід не може бути використаний для визначення луно-імпульсу УСКХ від дефекту в стінці труби із розмірами меншими ніж товщина стінки. Для неруйнівного контролю труб великого діаметру необхідно подальше дослідження властивостей ультразвукового поля УСКХ. Особливо важливо є виявлення донних дефектів в стінках труб із товщинами які дорівнюють кільком довжинам хвилі, оскільки є невизначеність щодо взаємодії поля УСКХ та берегів дефектів при утворенні луно-імпульсу.

### **1.3.5 Термоакустичний метод контролю дефектів в металах**

Термоакустичний метод починали розвивати із 1970-х років [224]. Проте практичне застосування термоакустичного методу почалось із випуском комерційних тепловізорів за доступною ціною [239, 240]. Термоакустичний метод полягає у детектуванні теплових плям в околі втомних тріщин чи розшарувань при існуванні в досліджуваному об'єкті потужного акустичного (ультразвукового) поля.

Основу термоакустичного методу складає вібротермальний підхід, що був започаткований у 80-х роках [205]. Він полягав у визначенні процесу генерування тепла дефектами у низькочастотному діапазоні. Модифікацією такого підходу є застосування короткочасових імпульсів ультразвукової частоти при детектуванні термальних плям інфрачервоною камерою [191]. Широкого застосування такий підхід набув із випуском комерційно доступних інфрачервоних камер із високою роздільною здатністю [149]. Вивчення генерування тепла в околі дефектів дало можливість проводити дослідження у напрямку створення методу неруйнівного

контролю. Додатковим поштовхом до створення методу є використання високо потужних генераторів акустичного поля, що працюють на фіксованих частотах 20 або 40 кГц [243].

На даний час подальший розвиток термоакустичного методу можна визначити у двох напрямках. Першим напрямком є генерування пружних коливань низької частоти, так, що інфрачервоній камері необхідно кілька секунд для отримання термального зображення і обробки результатів у частотній області [243, 194]. Основною перевагою такого підходу є те, що не потрібно генерувати високо потужні коливання. Іншою перевагою такого підходу є використання частотно модульованого сигналу, що дозволяє підвищити достовірність виявлення дефектів різних геометричних розмірів [145].

Іншим напрямком розвитку термоакустичного методу є застосування коротко-часового імпульсу, що, як правило, триває менше 1 с з метою забезпечення генерування такої кількості тепла в околі дефекту, щоб було можна виявити його, досліджуючи поверхню об'єкту контролю інфрачервоною камерою [194]. Перевагами такого підходу є практично моментальне виявлення дефектів. Також деякими дослідниками було проведено дослідження виявлення дефектів малих геометричних розмірів [194].

В Івано-Франківському національному технічному університеті нафти і газу проводиться дослідження теоретичних основ та експериментальної реалізації термоакустичного методу неруйнівного контролю [238]. В результаті аналізу існуючих досліджень встановлено, що основним недоліком для подальшого розроблення термоакустичного методу є відсутність інформації про термоакустичні параметри досліджуваного металу, зокрема сталі.

З метою розвитку запропонованого методу неруйнівного контролю та забезпечення можливості чисельно передбачати кількість теплової енергії, що буде виділятися в околі дефекту, необхідно розробити теоретичний та експериментальний підходи для отримання інформації про термоакустичні параметри досліджуваного металу.

## 1.4 Аналіз засобів акустичного контролю стінок магістральних трубопроводів

Розвиток техніки сприяє тому, що засоби неруйнівного контролю збільшують швидкість, частоту дискретизації сигналу, що приводить до збільшення точності, розширюється функціональність, що полягає у появі нових функцій: комунікації між засобом контролю та персональним комп'ютером, обробки сигналів, цифровому фільтруванні в реальному часі тощо. З іншого боку, розвиток техніки сприяє підвищенню вимог до якості та швидкості проведення неруйнівного контролю, що мотивує виробників також до виготовлення нових засобів. Така ситуація є підставою для здійснення аналізу сучасного стану ринку засобів акустичного контролю магістральних трубопроводів.

Для ультразвукового контролю труб розроблено спеціальне обладнання GRP Tube / Pipe Tester, що дозволяє виявляти поздовжні, поперечні та нахилені до осі дефекти, вимірювати товщину та ексцентриситет [1]. Недоліками такого типу обладнання є неможливість проводити контроль в натурних умовах, діаметр труб для таких систем, як правило, не перевищує 700 мм, що є недостатньо великим для магістральних трубопроводів. Для генерування та реєстрації ультразвуковим хвиль GRP Tube / Pipe Tester необхідні спеціальні масиви ПП або фазовані масиви чутливих елементів, що значно обмежує сортамент труб для проведення контролю та збільшує його вартість.

Ультразвукові системи контролю трубопроводів із імерсійним способом типу KC Series Immersion Tanks із використанням спеціальних ємностей можуть зменшити вимоги до первинних перетворювачів оскільки рідина забезпечує акустичний контакт і не має необхідності забезпечувати відповідність форми контакту чутливого елемента та поверхні труби. Такі системи можуть застосовуватись як на етапі виготовлення труб, так і для лабораторних досліджень [1]. Застосування подібного типу систем контролю вимагає розробляти спеціальні механічні кріплення та двигуни для обертання труби навколо своєї осі та просування вздовж ємності із рідиною, що значно збільшує габарити та вартість обладнання. Адаптація підходу із використанням імерсійного методу забезпечення

акустичного контакту без застосування потужних механізмів руху об'єкту контролю можлива для стаціонарних об'єктів невеликих габаритних розмірів, наприклад, резервуарів високого тиску, але застосовувати його для трубопроводів є складно.

Розвиток робототехніки позначився на появі на ринку ультразвукового контролю спеціалізованих розробок із використанням самопересувних пристроїв. Такі системи дозволяють пришвидчити час проведення контролю та проводити контроль всередині труби. Розробка таких систем неруйнівного контролю має великі перспективи, оскільки ступінь наукових розробок в галузі робототехніки зростає та дешевшає впровадження окремих конструктивних частин у готовий робот. Застосування роботів для ультразвукового контролю проводиться із застосуванням існуючих методів та пристроїв генерування та реєстрації ультразвукових сигналів, що дозволяє говорити про такий напрямок розробок тільки в плані збільшення продуктивності. На даний час розвиток робототехнічних систем для ультразвукового контролю є на початковому етапі, що характеризується відсутністю стандартних блоків та нормативних документів, відсутністю фахівців та значною дороговизною обладнання.

Деяким різновидом робототехнічних систем для ультразвукового контролю можна вважати інспекційні снаряди. Ультразвукові методи для інспекційних снарядів не є основним джерелом інформації про стан стінок магістральних трубопроводів. Основною перешкодою до точності ультразвукових методів реалізованих в інспекційних снарядах є забезпечення акустичного контакту між ПП та внутрішньою стінкою труби. Особливо складно забезпечити такий контакт в місцях зварних з'єднань де є зміщення кромки труб. При попаданні на зміщення кромки стику труб інспекційний снаряд зазнає розбалансування, що може бути причиною пропуску дефектів. З другої сторони, зміщення кромки може трактуватись за результатами контролю інспекційним снарядом як дефект, що створює велику кількість місць для детальної перевірки та збільшує час проведення контролю.

Напрямок універсалізації засобів акустичного контролю є мінітюаризація як вторинних пристроїв так і первинних перетворювачів з метою забезпечення

контролю певного набору параметрів незалежно від форми та розмірів конструкції. Найбільш поширеним приладом такого спрямування є ультразвукові товщиноміри. Найбільш поширеними є такі моделі:

- серія UT;
- ЕМА товщиноміри EMAT-100, A1270;
- серія A120x;
- серія MG компанії Panametrics-NDT;
- серія MX компанії Dakota Ultrasonics;
- товщиноміри BoltMike, StressTel T-Mike, PocketMike, CL 400, серія DM компанії Krautkramer;
- серія Булат та ін.

Основними особливостями таких товщиномірів є простота у використанні та чітка інтерпретація результатів контролю. Товщиноміри, як правило, працюють на визначеному наборі частот: 1,25 МГц; 2,5МГц; 5МГц і 10МГц. Вони мають можливість налаштування швидкості ультразвуку перед початком проведення контролю та комплектуються набором стандартних зразків різної товщини для підлаштування своїх показів. Сучасні типи товщиномірів оснащуються такими функціями як зберігання результатів контролю та зв'язком із персональним комп'ютером за допомогою стандартних інтерфейсів, наприклад, RS232.

Менш різноманітним є вибір ультразвукових твердомірів:

- серія Константа;
- серії комбінованих твердомірів МІС та МЕТ;
- ТКР-35 та ін.

Ультразвукові твердоміри дозволяють проводити контроль за шкалами Роквелла, Віккерса, Шора та Брінеля. Методи контролю, що реалізують твердоміри можуть бути як контактного імпедансу, так і контактено-резонансні. Так як і товщиноміри сучасні ультразвукові твердоміри дозволяють зберігати результати контролю та передавати їх на персональний комп'ютер за допомогою стандартних інтерфейсів.

Направленість в дизайні та наборі функціональних можливостей до здійснення тільки одного виду контролю для товщиномірів та твердомірів звужує їх область застосування тільки до декларованих в паспорті незважаючи на можливість розробки власних алгоритмів обробки результатів на комп'ютері. Такі прилади не можуть бути використаними для реалізації контролю ультразвуковими спрямованими хвилями.

Проміжною ланкою між спеціальними системами ультразвукового контролю та вузькоспеціалізованими приладами є дефектоскопи. Вони є універсальним засобом для проведення ультразвукового контролю. На даний час функціональність ультразвукових дефектоскопів забезпечує більшість вимог до генерування та прийому ультразвукового сигналу.

За приблизними оцінками, щорічна потреба в УЗ приладах для НК для країн СНД може становити понад 500 універсальних товщиноміром і понад 1000 дефектоскопів [93]. Маються на увазі прилади для контролю металу. До подібних виробів необхідно постачати різні УЗ перетворювачі, як в комплекті, так і в якості витратного матеріалу. Частка перетворювачів в обсязі продажів техніки може становити більш як 20%. Постійна потреба в нових приладах НК обумовлена експлуатаційним зносом техніки і її моральним старінням. Як показує світовий досвід, оновлення парку УЗ приладів проводиться з періодом близько 7 - 10 років. В Україні якраз починається подібний етап після 10-ти річного промислового спаду.

За допомогою ультразвукових дефектоскопів можна визначати як різницю в часі приходження ультразвукового сигналу так і проводити його аналіз. Найбільш поширеними є такі дефектоскопи [2, 1]:

- УЗД2-М;
- серія дефектоскопів УД;
- серія дефектоскопів USN компанії Krautkramer;
- серія дефектоскопів EPOCH компанії Olympus;
- серія дефектоскопів Echograph компанії Karl Deutsch;
- серії дефектоскопів MG, PR та Ultrasonic італійських виробників;
- Einstein та ін.

Спільними рисами таких дефектоскопів є:

- портативність;
- налаштування амплітуди луно-сигналу в широкому діапазоні;
- первинні засоби обробки сигналів;
- зберігання сигналу у внутрішній пам'яті та передавання збереженої інформації на персональний комп'ютер.

До первинних засобів обробки ультразвукових луно-сигналів відноситься визначення віддалі до місцеположення дефектів, їх розмірів. Забезпечення фільтрування сигналу. Значно розширює можливості дефектоскопів функції ручного налаштування параметрів фільтрування сигналів, що дозволяє проводити їх аналіз на місці контролю та вибрати найбільш оптимальну його схему.

Відмінними рисами дефектоскопів є наявність додаткових можливостей для неруйнівного контролю із застосуванням ЕМА первинних перетворювачів, вихрострумове контролю тощо. Наявність додаткових функцій не зменшує функціональних особливостей для проведення ультразвукового контролю.

Невеликі розміри та вага, портативність роблять ультразвукові дефектоскопи основним засобом для дослідження нових ультразвукових методів. Для застосування дефектоскопів для генерування та реєстрації ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль необхідна наявність таких можливостей:

- налаштування амплітуди луно-сигналу в широкому діапазоні;
- налаштування часової шкали в широкому діапазоні;
- вибір робочих частот;
- зберігання та передавання виміряного сигналу на персональний комп'ютер;
- вибір та налаштування параметрів первинних перетворювачів;
- налаштування амплітуди генератора;
- усереднення ультразвукового сигналу за кількома вимірюваннями;
- вибір форми представлення ультразвукового луно-сигналу.

Дефектоскопи із перерахованими можливостями можна застосовувати як частину більш складного пристрою чи системи контролю, рис. А.1, що забезпечують генерування, прийом та первинну обробку сигналу. Подальший аналіз сигналу та

реалізація методів контролю ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями здійснюється додатковими електронними блоками та комп'ютером на базі ноутбука чи кишенькового ПК. Застосування такого підходу дозволяє забезпечити багаті функціональні можливості нового пристрою при тому не витрачаючи значної кількості часу на проектування та виготовлення стандартних функцій генерування та реєстрації ультразвукових сигналів [51, 81].

Як можна побачити із рис. А.1, обробка параметрів ультразвукового луно-сигналу розподіляється між ультразвуковим дефектоскопом, що здійснює первинну обробку (оцифрування, фільтрування, усереднення) та кінцеву обробку на комп'ютері за допомогою розробленого програмного забезпечення (виокремлення інформативної складової сигналу, визначення контрольованого параметру згідно вибраного методу контролю, наприклад, величини напружено-деформованого стану, значення пружних констант, місцеположення та параметри дефекту тощо).

Для генерування та прийому ультразвукових спрямованих хвиль розроблено дефектоскоп АКР 1224 для контролю наявності дефектів у рельсах залізничного полотна при частоті генерування хвилі від 16 кГц до 1,25 МГц. Разом із дефектоскопом пропонується антенні ґратки ультразвукових первинних перетворювачів частотою 100 кГц, рис. А.2 [93].

З рис. А.2 видно, що антенна ґратка складається із набору однакових ультразвукових первинних перетворювачів, що збуджуються від виходу дефектоскопа. Особливостями такої антенної ґратки є забезпечення однакових параметрів ультразвукових ПП, що значно збільшує вартість засобу контролю, а особливості збудження ультразвукових коливань ставить високі вимоги до фахівців по інтерпретації параметрів луно-сигналу.

Антенна ґратка представлена на рисунку може бути використана для генерування спрямованих ультразвукових хвиль, що поширюються в стінці труби вздовж осі. Для інтерпретації параметрів прийнятого ультразвукового сигналу від такої системи генерування необхідно розробляти математичну модель поширення пружних коливань та проводити експериментальні дослідження. На даний час застосування розроблених антенних ґраток дефектоскопу АКР 1224 для контролю стінок трубопроводів на практиці є складно.



Більш універсальними засобами генерування ультразвукових коливань є фазовані антенні ґратки чутливих елементів [36]. У найбільш загальному сенсі система фазованих антенних ґраток використовує принцип хвильової фізики фазування або синхронізації, змінюючи час між окремими ультразвуковими імпульсами таким чином, що окремі хвильові фронти кожного чутливого елементу фазованої антенної ґратки об'єднуються один з одним, щоб додати або скасувати енергію у наперед заданий спосіб, щоб ефективно керувати формою звукового променя.

Це досягається за рахунок того, що збуджуючий імпульс посиляється на окремий чутливий елемент в різний час. Часто елементи групуються від 4 до 32 з метою підвищення ефективної чутливості за рахунок збільшення апертури, що зменшує небажані розмиття пучка та дає чітке фокусування. Програмне забезпечення відоме як калькулятор фокусного правила встановлює певний час затримки при збудженні кожної групи елементів з метою отримання бажаної форми пучка, беручи до уваги характеристики первинного перетворювача та акустичного контакту, а також геометрію та акустичні властивості досліджуваного матеріалу. Хвильові фронти окремого чутливого елемента об'єднуються із фронтами інших елементів підсилюючи та понижуючи в певних місцях амплітуди в один основний хвильовий фронт, який поширюється в досліджуваному об'єкті. Пучок може бути динамічно керованим за короткий проміжок часу (частки секунди) за допомогою різних кутів, фокусних відстаней, а також розміру фокальних плям таким чином, що один первинний перетворювач здатен дослідити об'єкт з різних перспектив. Луно-сигнал можна більш детально аналізувати за допомогою фазованої антенної ґратки шляхом визначення різного часу приходження однієї форми хвилі на різні елементи ґратки.

Технологія фазованих антенних ґраток має значні перспективи щодо формування мод ультразвукових спрямованих хвиль. Проте, сучасний стан розвитку цієї технології не має комерційних пристроїв та відповідного програмного забезпечення для реалізації технології генерування спрямованих хвиль.

Для генерування ультразвукових спрямованих хвиль вздовж осі трубопроводу розроблено пристрій англійською компанією, рис. А.3. Як видно із рисунка пристрій

оснащений клавіатурою для управління, рідкокристалічним дисплеєм та USB інтерфейсом для передавання даних. Для проведення контролю в пристрій можна підключити 32 канали первинних перетворювачів та проводити до 256 усереднень сигналу.

Для генерування ультразвукових спрямованих хвиль застосовуються спеціальна система первинних перетворювачів, рис. А.4 [161].

Первинні перетворювачі працюють на низьких частотах та мають можливість змінювати робочу частоту в залежності від налаштувань оператора. Використовується сухий акустичний контакт. Є два варіанти кріплення первинних перетворювачів із жорстким кріпленням для малих діаметрів труб та гнучким кріпленням для труб середнього та великого діаметру.

Порядок проведення контролю приведеним пристроєм є такий [161]:

1. Кільце перетворювачів (для певного розміру труби) розташовується навколо труби.

2. Спрямовані хвилі поширюються в обидва напрямки. Усе генерування сигналу і реєстрація здійснюється за допомогою Wavemaker G3, який працює від внутрішнього акумулятора і підключається до стандартного ноутбука через USB-порт. Управління приладом здійснюється за допомогою програмного забезпечення Wavemaker WaveProG3 (хоча у разі необхідності, Wavemaker G3 може збирати дані самостійно).

3. Луно-сигнали спрямованих хвиль аналізуються для кожного з двох напрямків розробленим програмним забезпеченням.

В результаті аналізу приведених особливостей приладу та порядку його роботи можна стверджувати, що ним можна генерувати виключно спрямовані хвилі, що поширюються вздовж осі трубопроводу. Приладом може бути здійснене виявлення тільки значних дефектів та зменшення товщини стінки труби на великій площі, що дає змогу відбити значну кількість акустичної енергії. Аналіз результатів здійснюється за допомогою розробленого компанією – виготівником програмним забезпеченням і не має інформації про те яким чином визначається номер та параметри моди що генерується. Це не дає змогу застосовувати прилад для

контролю інших параметрів стінок труб, наприклад, їх напружено-деформованого стану та величини пружних констант.

Розроблені специфічні параметри первинних перетворювачів не дозволяють застосовувати підхід розроблений компанією "Guided Ultrasonics Ltd" для застосування при генеруванні ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль нахиленим первинним перетворювачем із рідким акустичним контактом, оскільки спосіб генерування та прийому спрямованих хвиль визначає особливу структуру хвильового поля в стінці труби і є основою для розроблення окремого методу контролю [175].

Аналіз роботи програмного забезпечення Wavemaker WaveProG3 дозволяє стверджувати, що прилад Wavemaker G3 використовується для виявлення поперечних дефектів в стінках трубопроводів, рис. А.5 [161].

Застосування ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль спрямоване на виявлення дефектів розташованих вздовж осі трубопроводу, що дозволяє розширити область застосування такого типу хвиль для трубопроводів. В загальному, УСКХ застосовуються для контролю параметрів труб в напрямку околу труби, що здійснити спрямованими хвилями є складно.

Результати аналізу засобів акустичного контролю стінок магістральних трубопроводів показують:

- на світовому ринку не має значного вибору ультразвукових приладів за функціональними ознаками;
- для реалізації нових методів ультразвукового контролю необхідно розробляти окремі конструктивні елементи та програмне забезпечення;
- для генерування та прийому ультразвукових хвиль достатнім є використання дефектоскопів з функцією збереження та передавання сигналу на комп'ютер;
- засоби, що реалізують контроль ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями є на початковому етапі розвитку і потребують суттєвих наукових досліджень.

## 1.5 Постановка задач досліджень

Проведений аналіз дає підстави стверджувати, що сучасний стан ультразвукових методів неруйнівного контролю має ряд недоліків, які не дозволяють застосовувати їх більш ефективно. До таких недоліків можна віднести:

- недостатній розвиток теорії ультразвуку, що не дозволяє застосовувати спрямовані хвилі для контролю пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів;

- недостатня функціональність існуючих засобів ультразвукового контролю спрямованими хвилями;

- наявність обмежень (щодо засобів генерування та прийому пружних коливань) у застосуванні об'ємних ультразвукових хвиль при суцільному контролі стінок магістральних трубопроводів;

- недостатній розвиток методів обробки сигналів при контролі ультразвуковими спрямованими хвилями.

Для вирішення перерахованих недоліків, необхідно розвинути теорію поширення горизонтально-поляризованих та мод типу Лемба ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль, що дозволить визначити необхідні ознаки хвильового процесу, що співвідносяться до контрольованих параметрів, таких як значення напружень, пружних констант, наявності дефектів, товщини стінки магістральних трубопроводів. Для застосування теорії на практиці необхідно розробити як відповідне програмне забезпечення обчислення дисперсій фазової та групової швидкостей поширення мод цих хвиль в стінці магістральних трубопроводів, так і технологію проведення контролю.

Для реалізації теоретичних положень (математичних моделей поширення ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль, програмного забезпечення тощо) необхідно розробити пристрої, що реалізовуватимуть процес проведення вимірювання параметрів пружних хвиль в умовах експлуатації магістральних трубопроводів, провести лабораторні та натурні експериментальні дослідження.

## РОЗДІЛ 2

# ТЕОРЕТИЧНІ ЗАСАДИ ПОШИРЕННЯ УЛЬТРАЗВУКОВИХ СПРЯМОВАНИХ КІЛЬЦЕВИХ ХВИЛЬ В СТІНКАХ МАГІСТРАЛЬНИХ ТРУБОПРОВОДІВ

### 2.1 Основні теоретичні положення

Збільшення експлуатаційної надійності газо- нафтопровідної системи України є важливим та актуальним завданням сьогодення. Одним із підходів до підвищення надійності є удосконалення методів неруйнівного акустичного контролю. Переваги використання акустичних хвиль, їх безпечність як для фахівця-контролера так і для об'єкту контролю, поставили цей вид неруйнівного контролю на перше місце за його поширенням серед інших методів. Проте деякі недоліки акустичних методів, а саме, точковість вимірювань при проведенні контролю великогабаритних конструкцій таких як газо- нафтопроводи, знижують ефективність та збільшують вартість контролю. Тому одним із підходів удосконалення акустичних методів для неруйнівного контролю таких великогабаритних конструкцій як газо- нафтопроводи є розвиток теорії акустичного поля з метою застосування нових типів хвиль, які б дозволили уникнути точковості вимірюваних результатів. Результатом такого підходу є розвиток теорії спрямованих хвиль, що поширюються на значні відстані без суттєвого загасання амплітуди [73].

Розглянемо поширення ультразвукової хвилі в пружному середовищі без границь розділу цього середовища. Будемо вважати, що середовище є значно більшим ніж довжина хвилі, так що поширення ультразвуку не зазнає впливу від відбитих хвиль.

При поширенні ультразвукової хвилі в пружному середовищі нею створюється вимушені коливання елементарного об'єму. Для характеристики цих коливань введемо вектор зміщення елементарного об'єму пружного середовища  $\vec{u} \{u_x, u_y, u_z\}$ ,

що описуватиме амплітуду максимального відхилення. Для розуміння фізичного змісту вектора зміщення необхідно зазначити, що під елементарним об'ємом розуміється не окремі молекули чи атоми середовища, що коливаються без наявності звукової енергії, а деякий об'єм цього середовища, який містить певну кількість молекул так, що їх сумарний тепловий рух дорівнює нулю [177]. Коливання таких елементарних об'ємів пружного середовища нагадує коливання твердих тіл в механіці, в якій прийнято описувати коливання через поняття вектору швидкості  $\vec{v}$ . Вектор швидкості коливання елементарного об'єму пружного середовища потрібно відділити від вектору швидкості поширення ультразвукових хвиль. Коливальна швидкість елементарного об'єму пружного середовища буде такою [115]:

$$\vec{v} = \frac{\vec{u}}{t}, \quad (2.1)$$

де  $t$  – час,

$\vec{u}$  - амплітуда коливного зсуву елементарного об'єму пружного середовища .

Розуміння процесу поширення ультразвукових коливань в термінах коливання елементарного об'єму є передачею зусилля від збуреного елементарного об'єму до незбуреного. Такий процес передачі коливання завжди викликає затримку в часі, що визначає швидкість поширення ультразвукової хвилі. На протязі довжини хвилі різні елементарні об'єми пружного середовища будуть мати різне зміщення: одні об'єми будуть мати позитивне, інші негативне і т. д. Це створює деформації пружного середовища на рівні елементарних об'ємів. Згідно теорії механіки в такому об'єму створюється 6-ть незалежних компонент напружень  $\sigma_{ij}$ . Ультразвукова хвиля, в загальному, створить напруження, які можна описати в напрямку однієї осі  $Ox$  так:

$$\begin{aligned} & [\sigma_{xx}(x + \Delta x) - \sigma_{xx}] \Delta y \Delta z + [\sigma_{xy}(y + \Delta y) - \sigma_{xy}] \Delta x \Delta z + \\ & + [\sigma_{xz}(z + \Delta z) - \sigma_{xz}] \Delta x \Delta y, \end{aligned} \quad (2.2)$$

де  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$  – зміщення елементарного об'єму пружного середовища, створене ультразвуковою хвилею.

Вираз (2.2) описує зусилля, що прикладене до певного об'єму середовища, тому згідно 2-го закону Ньютона повинна існувати протидія цьому зусиллю, для забезпечення балансу сил. Цією протидією є сила інерції пружного середовища, що визначається масою елементарного об'єму  $\rho dx dy dz$ . Переходячи у (2.2) до диференціалів отримуємо таке рівняння рівноваги сил:

$$\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} = \rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2}, \quad (2.3)$$

Аналогічно рівняння рівноваги сил (2.3) можна записати для двох інших напрямків  $Oy$  та  $Oz$ .

Описувана сила (2.3) викликає розтяг чи зсув елементарного об'єму пружного середовища. В будь-якій механічній системі діють сили, що спрямовані на відтворення первинного стану. Ці сили визначаються через величину деформації елементарного об'єму пружного середовища. Рівняння рівноваги напружень, викликаних зусиллям від проходження ультразвукової хвилі та зусиль, спрямованих на відтворення попереднього стану можна представити так [107, 209]:

$$\sigma_{xx} = 2\mu \frac{\partial u_x}{\partial x} + \lambda \operatorname{div} \vec{u}, \quad \sigma_{xy} = \mu \left( \frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right), \quad (2.4)$$

де  $\mu, \lambda$  – константи Ляме,

$$\operatorname{div} = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \text{ – оператор дивергенції.}$$

Рівняння (2.4) можна за аналогією записати для двох інших координатних осей. Привівши (2.3) та (2.4) в одне рівняння, отримаємо опис коливання елементарного об'єму пружного середовища при проходженні ультразвукової хвилі:

$$\begin{aligned} \mu \Delta u_x + (\mu + \lambda) \frac{\partial(\operatorname{div} \vec{u})}{\partial x} &= \rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2}, \\ \mu \Delta u_y + (\mu + \lambda) \frac{\partial(\operatorname{div} \vec{u})}{\partial y} &= \rho \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2}, \\ \mu \Delta u_z + (\mu + \lambda) \frac{\partial(\operatorname{div} \vec{u})}{\partial z} &= \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2}, \end{aligned} \quad (2.5)$$

де  $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \text{div grad}$  – оператор Лапласа.

Рівняння (2.5) є загальним описом пружного середовища, збуреного ультразвуковою хвилею. Проводити аналіз (2.5) в загальному записі є надзвичайно складно, оскільки його розв'язком є багато різних комбінацій хвиль, що поширюються в довільному напрямку. Для спрощення аналізу припустимо, що ультразвукова хвиля є плоскою і поширюється в напрямку однієї координатної осі, наприклад  $x$ . В цьому випадку компоненти оператора Лапласа та дивергенції зменшаться тільки до одного, а (2.5) матиме такий вигляд:

$$(2\mu + \lambda) \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} = \rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2}, \quad \mu \frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} = \rho \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2}, \quad \mu \frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} = \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2}. \quad (2.6)$$

Перше рівняння описує коливання елементарного об'єму пружного середовища що співпадає за напрямком із поширенням ультразвукової хвилі. Такою хвилею є поздовжня і відповідно вона створює тільки один компонент тензору напружень  $\sigma_{xx}$ . Два інші рівняння (2.6) описують коливання елементарного об'єму в напрямку, що перпендикулярний поширенню ультразвукової хвилі. Такі коливання збуджують тільки зсувні напруження  $\sigma_{xy}$  та  $\sigma_{xz}$ . Очевидно, що навіть у спрощеному розгляді поширення ультразвукової хвилі в пружному середовищі може бути багато розв'язків, які залежать від напрямку поширення хвилі та від співвідношення їх амплітуд.

В (2.6) кожне рівняння права і ліва частини описують рівність швидкості коливання через зміщення елементарного об'єму пружного середовища, розв'язавши рівняння по змінних  $x$  та  $t$ , отримаємо значення для швидкості поширення ультразвукової хвилі:

$$c_l = \sqrt{\frac{2\mu + \lambda}{\rho}}, \quad c_t = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}. \quad (2.7)$$

де  $c_l$ ,  $c_t$  – відповідно швидкості поширення поздовжньої та поперечної хвиль.

Розглянемо коливання частинок середовища збуджених поперечною хвилею. Припустимо, що частинки коливаються за гармонійним законом:



$$u_y(x, t) = U_y \cos(\omega t - k_t x - \phi_1), \quad u_z(x, t) = U_z \cos(\omega t - k_t x - \phi_1), \quad (2.8)$$

де  $k_t = \omega/c_t$  – хвильове число,

$\omega$  – частота коливань,

$\phi_i$  – фаза коливань,

$U_y, U_z$  – амплітуди коливань по відповідній осі.

Напрямок коливань елементарних частинок середовища визначається із (2.8) за кутом із віссю  $Oy$  так:

$$\angle \alpha = \arctan(U_y/U_z). \quad (2.9)$$

У випадку коли  $\phi_1 \neq \phi_2$  поперечні коливання поляризуються у еліптичні, що є загальним випадком ультразвукової хвилі в пружному середовищі.

Рівняння (2.7)–(2.9) дають підстави стверджувати, що поздовжні та поперечні ультразвукові хвилі можуть поширюватись в будь-якому напрямку в пружному середовищі, причому швидкість поширення таких хвиль не залежить від напрямку. Тому при розгляді властивостей таких хвиль не береться до уваги границі розділу пружного середовища із навколишнім.

Розглянемо поширення ультразвукових хвиль в пластинах. Припустимо, що пластина не має межі розділу в напрямку осі  $x$ , однакову товщину по всій довжині та ізотропні властивості матеріалу. Нехай напрям поширення ультразвукових хвиль співпадає із координатою  $x$ . Розширення, яке створюватиме ультразвукова хвиля буде таким:

$$\frac{\delta l}{l} = \frac{1}{E} \frac{F}{S}, \quad (2.10)$$

де  $\delta l$  – відносне видовження довжини;

$E$  – модуль Юнга;

$F$  – зусилля, що створене хвилею;

$S$  – площа поперечного перерізу.

Зусилля  $F$ , створене ультразвуковою хвилею, створить таке напруження в напрямку осі  $x$ :

$$\sigma_{xx} = E \frac{\partial u_x}{\partial x}. \quad (2.11)$$

Іншим зусиллям, що діє в пластині є зусилля згину. При цьому зусиллі відносне видовження шару пружного середовища, що лежить всередині пластини не зазнає відносного видовження. Частина пластини під і над серединним шаром зазнає стискування та видовження на величину  $dx$ . Напруження визначаються через момент  $M$ , що пропорційний радіусу кривизни а отже і другій похідній від переміщення:

$$M = -K \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2}, \quad K = \frac{h^3}{12} \frac{E}{1 - \nu^2} \quad (2.12)$$

де  $h$  – товщина пластини,

$\nu$  – коефіцієнт Пуассона.

Для рівнянь (2.5), (2.10)–(2.12) визначимо взаємозв'язок між константами Ляме та модулем Пуассона [43, 137]:

$$\mu = \frac{E}{2(1 + \nu)}, \quad \lambda = \frac{\nu E}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)}. \quad (2.13)$$

Рівність (2.13) та (2.7) визначають взаємозв'язок між швидкостями поздовжньої та поперечної хвиль:

$$\frac{c_l}{c_t} = \sqrt{2 \frac{1 - \nu}{1 - 2\nu}}. \quad (2.14)$$

Рівняння (2.10)–(2.14) описували деформацію пластини в статичному чи квазістатичному режимі, при якому не враховувалось швидкість деформації. При поширенні ультразвукової хвилі швидкість деформації має значний вплив у формі інерції елементарного об'єму пружного середовища, тому рівняння поширення хвилі буде ґрунтуватись на рівновазі зусиль:

$$\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} = \rho \frac{\partial v_x}{\partial t} = \rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2}. \quad (2.15)$$

За аналогією до (2.6) та на основі рівності (2.15) рівняння поширення ультразвукової хвилі буде таким:

$$\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} = \frac{\rho}{E} \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2}. \quad (2.16)$$

Із (2.16) швидкість поширення ультразвукових хвиль, в яких елементарний об'єм пружного середовища рухається у напрямку поширення хвилі, буде такою:

$$c_a = \sqrt{\frac{E}{\rho(1-\nu^2)}}. \quad (2.17)$$

Рівняння (2.17) описує коливання елементарного об'єму, в якому переважає поздовжня складова ультразвуковою хвилі. Воно справджується тільки у випадку, коли товщина пластини є меншою ніж довжина ультразвукової хвилі. У іншому випадку, на швидкість хвилі буде впливати її товщина і тому вони будуть мати дисперсійний характер. Ці хвилі називаються антисиметричними, оскільки коливання верхніх граней пластини проходять у протифазі, рис. Б.1.

Як видно із рис. Б.1, напрям зміщення елементарного об'єму пружного середовища не повністю збігається із напрямком поширення хвилі в пластині, проте, характер коливань (періодичне стиснення та розширення середовища) робить таку хвилю подібною (за своїми властивостями) до об'ємної поздовжньої.

Збудження антисиметричної моди у найбільш простому випадку можливе при прикладанні зусилля у напрямку довжини пластини. Аналогічно, при прикладанні зусилля до поверхні пластини, збуджуються зсувні хвилі, які називаються симетричними, оскільки їх грані коливаються в одній фазі, рис. Б.2.

Рівняння поширення симетричних хвиль буде таким [177]:

$$\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + 12\rho \frac{1-\nu^2}{h^2 E} \frac{\partial u_x}{\partial t^2} = 0. \quad (2.18)$$

Подібно до антисиметричних мод, зміщення елементарного об'єму пружного середовища не є повністю поперечними, проте їх властивості подібні до поперечних об'ємних хвиль.

Таким чином, незалежними змінними є зміщення перпендикулярне до напрямку поширення хвилі  $u_x$ , його похідна, згинний момент  $M$  та зусилля  $F_x$ .

Припустимо, що поширення ультразвукової хвилі описується гармонійним законом  $u(x, t) = U_x e^{j\omega t}$ . Розв'язком (2.18) є:

$$u(x, t) = U_x \exp \left( \pm x \sqrt{\omega^2 12\rho \frac{1-\nu^2}{h^2 E}} \cdot e^{j\omega t} \right). \quad (2.19)$$

Останній множник (2.19) вказує на гармонійну складову поширення хвилі. Перший експоненціальний множник описує величину амплітуди хвилі.

Приведені математичні описи поширення симетричної та антисиметричної мод ультразвукових хвиль справджується для прямолінійної пластини. При описі поширення спрямованих хвиль у криволінійному пружному середовищі, наприклад, стінці труби, необхідно взяти до уваги радіус кривизни.

## 2.2 Розробка математичної моделі опису поширення горизонтально-поляризованих мод ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в стінці трубопроводу

Для побудови математичної моделі поширення кільцевих мод в трубопроводі візьмемо за основу циліндричну систему координат  $r, \theta, z$ , (рис. 2.1).

Будь-яка пружна хвиля в тому числі і кільцеві моди пластинчатих хвиль можуть бути представленими загальним фундаментальним хвильовим рівнянням [157, 153]:

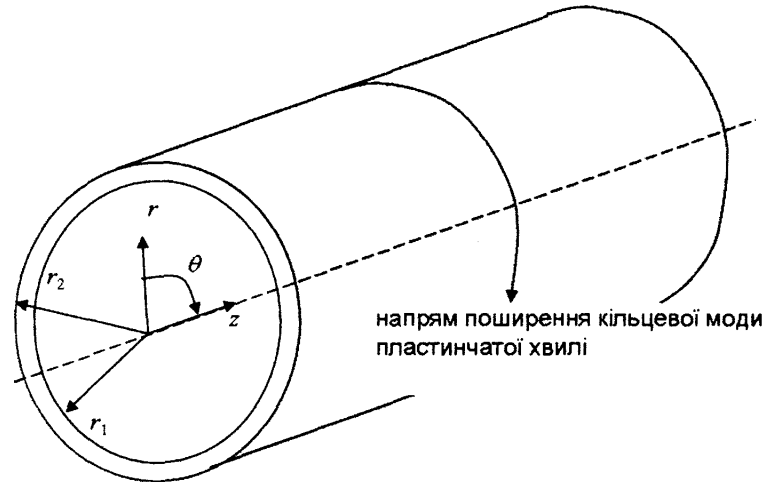
$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2} &= \frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma_{r\theta}}{\partial \theta} + \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial z} + \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}}{r}, \\ \rho \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial t^2} &= \frac{\partial \sigma_{\theta r}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma_{\theta\theta}}{\partial \theta} + \frac{\partial \sigma_{\theta z}}{\partial z} + 2 \frac{\sigma_{r\theta}}{r}, \\ \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} &= \frac{\partial \sigma_{zr}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma_{z\theta}}{\partial \theta} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} + \frac{\sigma_{zr}}{r}, \end{aligned} \quad (2.20)$$

де  $\rho$  – густина пружного середовища;

$u_r, u_\theta, u_z$  – коливання елементарного об'єму пружного середовища у напрямку координат, позначених індексами, що викликані поширенням кільцевої моди;

$t$  – час;

$\sigma_{ij}$  – тензор напружень Коші в елементарному об'ємі пружного середовища, що є результатом його зміщення, де індекси  $i$  та  $j$  набувають значень координатних осей  $r, \theta, z$ .



$r_1, r_2$  – відповідно внутрішній та зовнішній радіуси труби

Рис. 2.1 – Поширення кільцевих мод ультразвукової пластинчатої хвилі в трубі

Компоненти тензора Коші можуть бути виражені через деформації так [162]:

$$\begin{aligned}\sigma_{rr} &= \lambda(\varepsilon_{rr} + \varepsilon_{\theta\theta} + \varepsilon_{zz}) + 2\mu\varepsilon_{rr}, & \sigma_{\theta\theta} &= \lambda(\varepsilon_{rr} + \varepsilon_{\theta\theta} + \varepsilon_{zz}) + 2\mu\varepsilon_{\theta\theta}, \\ \sigma_{zz} &= \lambda(\varepsilon_{rr} + \varepsilon_{\theta\theta} + \varepsilon_{zz}) + 2\mu\varepsilon_{zz}, & & \\ \sigma_{r\theta} &= 2\mu\varepsilon_{r\theta}, & \sigma_{\theta z} &= 2\mu\varepsilon_{\theta z}, & \sigma_{zr} &= 2\mu\varepsilon_{zr},\end{aligned}\quad (2.21)$$

де  $\varepsilon_{ij}$  – тензор деформацій, де індекси позначають координати;

$\lambda, \mu$  - константи Ляме.

Тензор деформацій можна виразити через зміщення елементарного об'єму пружного середовища так [125, 159]:

$$\begin{aligned}\varepsilon_{rr} &= \frac{\partial u_r}{\partial r}, & \varepsilon_{\theta\theta} &= \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_r}{r}, & \varepsilon_{zz} &= \frac{\partial u_z}{\partial z}, & \varepsilon_{zr} &= \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right), \\ \varepsilon_{r\theta} &= \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{u_\theta}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} \right), & \varepsilon_{\theta z} &= \frac{1}{2} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial \theta} + \frac{\partial u_\theta}{\partial z} \right).\end{aligned}\quad (2.22)$$

Оскільки (2.20)-(2.22) описують будь-яке хвильове поле в пружному середовищі, то для визначення параметрів кільцевої моди необхідно застосувати обмеження, які стосуються поляризації коливань. Як можна побачити із рис. 2.1, вектор напрямку поширення кільцевої моди лежить в площині, що перпендикулярна осі труби. Тому можна стверджувати, що зміщення елементарного об'єму пружного середовища є функцією тільки двох координат  $r$  та  $\theta$  :

$$u_z = 0. \quad (2.23)$$

Вважатимемо, що коливання кільцевої моди є гармонійними, тому:

$$u_r = U_r(r)e^{ik_\theta \cdot \theta} \cdot e^{-i\omega t}, \quad u_\theta = U_\theta(r)e^{ik_\theta \cdot \theta} \cdot e^{-i\omega t}, \quad (2.24)$$

де  $U_r$  та  $U_\theta$  – відповідно амплітуди коливання елементарного об'єму пружного середовища по напрямках осей;

$k_\theta$  – кутове хвильове число;

$\omega$  – кутова частота.

Розглянемо поширення кільцевої поперечно-горизонтальної моди ультразвукової пластинчастої хвилі. Ця мода має чітку поляризацію в одній площині  $z$ , тому її математичний опис здійснимо на основі (2.20)-(2.22) так:

$$\frac{\partial^2 u_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u_z}{\partial \theta^2} + k_t^2 u_z = 0, \quad (2.25)$$

де  $k_t = \omega/c_t$  – хвильове число об'ємної поперечної хвилі,

$c_t$  – швидкість поперечної ультразвукової хвилі.

Підставимо (2.25) та (2.24), опустивши множник гармонійного поширення моди в часі  $e^{-i\omega t}$ , так як він не впливає на хід розв'язку і завжди буде присутній при описі параметрів поширення хвилі, отримаємо:

$$(k_t r)^2 \frac{\partial^2 U_z}{\partial (k_t r)^2} + (k_t r) \frac{\partial U_z}{\partial (k_t r)} + ((k_t r)^2 - k_\theta^2) \cdot U_z = 0, \quad (2.26)$$

де  $U_z$  – амплітуда кільцевої моди вздовж осі труби.

Для отримання розв'язку (2.26) застосуємо нормальні функції Бесселя  $J$  та  $Y$  [107, 209, 153, 3, 37]:

$$U_z = \Gamma_1 J(k_t r) + \Gamma_2 Y(k_t r), \quad (2.27)$$

де  $\Gamma_1, \Gamma_2$  – відповідно константи хвильового поля для падаючої та відбитої об'ємних поперечних хвиль.

Для використання розв'язку (2.27) необхідно визначити граничні умови на межі розділу середовищ поверхонь труби та зовнішнім і внутрішнім просторами. В загальному будемо розглядати три випадки граничних умов: а) пружне середовище – повітря, б) пружне середовище – пружне середовище, в) пружне середовище – рідина.

У випадку границь розділу пружне середовище – повітря тангенційні компоненти напружень дорівнюватимуть нулю, оскільки вся хвильова енергія буде відбиватись від цього розділу середовищ (для спрощення припустимо, що передана в повітря хвильова енергія є дуже малою і не впливає на загальний розв'язок):

$$\sigma_{zr} = 0. \quad (2.28)$$

У випадку границь розділу пружне середовище – рідина, вважатимемо, що рідина є ідеальною, тобто в ній відсутні зміщення в напрямку осі  $z$ :

$$u_z = 0, \quad \sigma_{rr} = 0. \quad (2.29)$$

У випадку границь розділу пружне середовище – пружне середовище, вважатимемо, що механічні властивості обидвох середовищ є ізотропними:

$$u_z|_{\text{пруж.серед1}} = u_z|_{\text{пруж.серед2}}, \quad \sigma_{zr}|_{\text{пруж.серед1}} = \sigma_{zr}|_{\text{пруж.серед2}}. \quad (2.30)$$

Додатково застосуємо гармонійну граничну умову Неймана, яка є загально прийнятою умовою поширення гармонійних акустичних коливань:

$$\left. \frac{\partial u_z}{\partial r} \right|_{r=r_1, r=r_2} = 0. \quad (2.31)$$

Застосуємо (2.31) до загального розв'язку (2.27) і отримаємо два рівняння що описують поширення кільцевої моди по відношенню до зовнішньої та внутрішньої поверхонь труби:

$$\Gamma_1 J'(k_t r_1) + \Gamma_2 Y'(k_t r_1) = 0, \quad \Gamma_1 J'(k_t r_2) + \Gamma_2 Y'(k_t r_2) = 0. \quad (2.32)$$

Рівняння (2.32) можна представити без невідомих хвильових констант  $\Gamma_1$  та

$\Gamma_2$ :

$$J'(k_1 r_1) Y'(k_1 r_2) - J'(k_1 r_2) Y'(k_1 r_1) = 0. \quad (2.33)$$

Результатом (2.33) можна вважати твердження, що для будь-якого одного значення частоти кільцевої моди хвилі існуватиме визначена кількість коренів  $k_\theta$ .

Для магістральних трубопроводів рівняння (2.33) не сходиться для великих значень діаметрів та товщин стінки при частотах, що застосовуються в неруйнівному контролі (більше 1 МГц). Для вирішення цієї задачі замінимо функції Бесселя на їх асимптотичні розклад в ряди Дебая  $DJ$  та  $DY$  [3]:

$$\begin{aligned} J_\nu(\nu \cdot \operatorname{sech} \alpha) \sim DJ(\nu, \operatorname{sech} \alpha) &= \frac{e^{\nu(\tanh \alpha - \alpha)}}{\sqrt{2\pi\nu \tanh \alpha}} \left( 1 + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{s_k(\coth \alpha)}{\nu^k} \right), \\ Y_\nu(\nu \cdot \operatorname{sech} \alpha) \sim DY(\nu, \operatorname{sech} \alpha) &= \frac{e^{\nu(\alpha - \tanh \alpha)}}{\sqrt{\frac{1}{2}\pi\nu \tanh \alpha}} \left( 1 + \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \frac{s_k(\coth \alpha)}{\nu^k} \right), \\ s_0(t) &= 1, \quad s_1(t) = (3t - 5t^3)/24, \quad s_2(t) = (81t^2 - 462t^4 + 385t^6)/1152, \\ s_3(t) &= (30375t^3 - 369603t^5 + 765765t^7 - 425425t^9)/414720, \\ s_4(t) &= (4465125t^4 - 94121676t^6 + 349922430t^8 - 446185740t^{10} + 185910725t^{12})/39813120, \end{aligned} \quad (2.34)$$

де  $\nu$  - кутове хвильове число, що чисельно дорівнює порядку функцій Бесселя,  $\alpha$  - параметр, який розраховується із виразу  $kr = \nu \cdot \operatorname{sech} \alpha$ .

Враховуючи (2.34) рівняння (2.33) буде таким:

$$DJ'(\nu, k_1 r_1) DY'(\nu, k_1 r_2) - DJ'(\nu, k_1 r_2) DY'(\nu, k_1 r_1) = 0. \quad (2.35)$$

Похідні функцій Дебая можна обчислити за центральною теоремою, проте більш якісним буде проводити обчислення прямих значень похідних [3]:

$$\begin{aligned} DJ'(\nu, \operatorname{sech} \alpha) &= \sqrt{\frac{\sinh 2\alpha}{4\pi\nu}} e^{\nu(\tanh \alpha - \alpha)} \left( 1 + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{s_k(\coth \alpha)}{\nu^k} \right), \\ DY'(\nu, \operatorname{sech} \alpha) &= \sqrt{\frac{\sinh 2\alpha}{4\pi\nu}} e^{\nu(\alpha - \tanh \alpha)} \left( 1 + \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \frac{s_k(\coth \alpha)}{\nu^k} \right), \\ s_k(t) &= s_{k-1}(t) + t(t^2 - 1) \left( \frac{s_{k-1}(t)}{2} + t \frac{ds_{k-1}(t)}{dt} \right), \quad s_0(t) = 1. \end{aligned} \quad (2.36)$$

Рівняння (2.35) дозволяє проводити обчислення дисперсних значень мод горизонтально-поляризованих ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль для



таких діаметрів трубопроводів, що властиві магістральним, що не можна було здійснити рівнянням (2.33) [75].

Для розрахунку параметрів кільцевих мод горизонтально-поляризованих ультразвукових хвиль, розглянемо їх поширення в додатковому нагнітальному газопроводі газокомпресорного агрегату, рис. Б.3.

Вхідними параметрами для проведення обчислення є швидкість поширення поперечних об'ємних хвиль  $c_t = 3260$  м/с, внутрішній радіус труби 273 мм, товщина її стінки 9.3 мм. Для проведення обчислення розроблено алгоритм за допомогою математичного пакету програмного забезпечення Matlab, (Додаток Б) [56].

Розрахунок проводився для пошуку розв'язку (2.33). Результатом розрахунку є пари значень частота – кутове хвильове число, (рис. 2.2, рис. Б.4).

Особливістю обчислення похідної функції  $F$  можна здійснити за допомогою центральної теореми:

$$F'(x) = \frac{F(x+h) - F(x)}{h}, \quad (2.37)$$

де  $x$  – аргумент шуканої функції,

$h$  – деяке мале значення приросту аргументу функції.

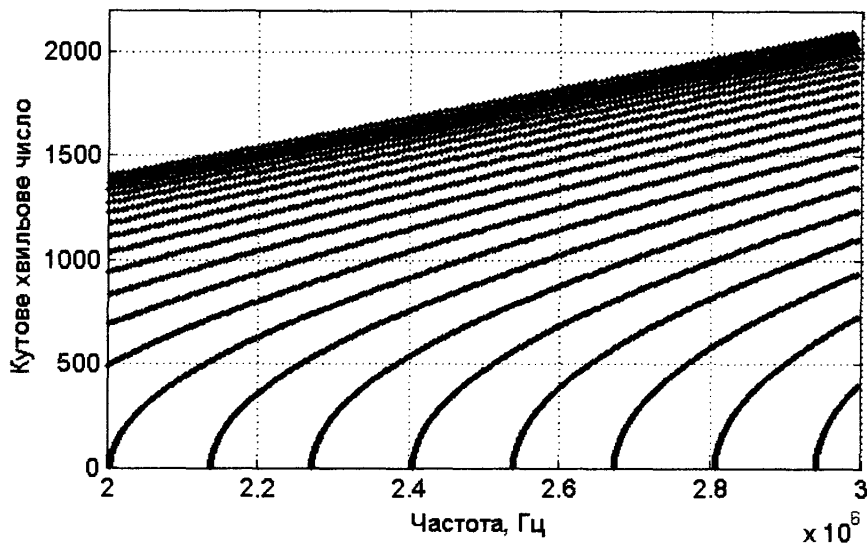


Рис. 2.2 – Дисперсійна крива кільцевої моди горизонтально – поляризованої ультразвукової хвилі для труби  $\varnothing 720$  мм

За допомогою правильного вибору приросту аргументу функції можна стабілізувати чисельний розв'язок математичної моделі поширення горизонтально-поляризованих мод, проте необхідно вважати на точність результатів [57].

### 2.3 Розробка математичної моделі опису поширення мод типу Лемба ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль у стінці трубопроводу

Опис хвильового поля мод типу Лемба ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль (УСКХ) є аналогічним до горизонтально-поляризованої хвилі. Коливання елементарного об'єму такої хвилі є поляризованою в двох напрямках  $r$  та  $\theta$ . Тому опис поля механічних коливань елементарного об'єму середовища описуватиметься двома рівняннями із (2.20), що відповідають напрямкам відповідно  $u_r$  та  $u_\theta$ . Для спрощення цих рівнянь використаємо підхід розділу хвильових полів Гельмгольца. Для цього представимо закон коливань елементарних частинок у двох напрямках поляризації хвильового поля для поздовжніх  $\phi$  та поперечних  $\psi$  хвиль:

$$u_r = \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}, \quad u_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} - \frac{\partial \psi}{\partial r}. \quad (2.38)$$

Враховуючи (2.38) та (2.20), отримаємо рівняння руху елементарного об'єму пружного середовища для поздовжніх та поперечних хвиль:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \theta^2} + k_l^2 \phi &= 0, \\ \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} + k_t^2 \psi &= 0, \end{aligned} \quad (2.39)$$

де  $k_l$  та  $k_t$  – відповідно хвильові числа для поздовжньої та поперечної об'ємної ультразвукової хвилі.

Хвильове число для об'ємних ультразвукових хвиль може бути обчислене так:

$$k_l = \frac{\omega}{c_l}, \quad k_t = \frac{\omega}{c_t}, \quad (2.40)$$

де  $\omega$  – кутова частота ультразвукових хвиль;

$c_l$  та  $c_t$  – відповідно швидкості поширення поздовжньої та поперечної хвиль.

Розв'язком (2.39) можна представити у вигляді таких рівнянь:

$$\begin{aligned}\varphi(r, \theta) &= \Phi(r) \exp(ik_0\theta), \\ \psi(r, \theta) &= \Psi(r) \exp(ik_0\theta),\end{aligned}\quad (2.41)$$

де  $\Phi(r)$ ,  $\Psi(r)$  – відповідно розподіл амплітуд по товщині стінки труби поздовжньої та поперечної ультразвукових хвиль.

Підставивши (2.41) в (2.39), отримаємо математичний опис моди УСКХ за двома її складовими, об'ємними поздовжніми та поперечними хвилями [153]:

$$\begin{aligned}(k_l r)^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial (k_l r)^2} + (k_l r) \frac{\partial \Phi}{\partial (k_l r)} + \left( (k_l r)^2 - k_0^2 \right) \Phi &= 0, \\ (k_t r)^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial (k_t r)^2} + (k_t r) \frac{\partial \Psi}{\partial (k_t r)} + \left( (k_t r)^2 - k_0^2 \right) \Psi &= 0.\end{aligned}\quad (2.42)$$

За аналогією до горизонтально-поляризованих кільцевих мод УСКХ, з метою обчислення (2.42), представимо за допомогою функцій Бесселя [107, 209, 3, 112, 153]:

$$\begin{aligned}\Phi &= \Gamma_1 J(k_l r) + \Gamma_2 Y(k_l r), \\ \Psi &= \Gamma_3 J(k_t r) + \Gamma_4 Y(k_t r),\end{aligned}\quad (2.43)$$

де  $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3, \Gamma_4$  – амплітуди об'ємних поздовжніх та поперечних ультразвукових хвиль.

Для визначення граничних умов визначимо компоненти вектору напружень елементарного об'єму пружного середовища на межі границь розділу пружне середовище – повітря. З цією метою підставимо (2.38) в рівняння опису (2.20) для поляризації хвилі  $u_0$  [153]:

$$\begin{aligned}\sigma_{rr} &= -\lambda k_l^2 \varphi + 2\mu \left( \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \psi}{\partial r \partial \theta} \right), \\ \sigma_{r\theta} &= \mu \left( \frac{2}{r} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r \partial \theta} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right).\end{aligned}\quad (2.44)$$

Граничні умови для (2.44) зображено на рис. 2.3.

Як видно із рис. 2.3, кожен компонент напружень  $\sigma_{rr}$  та  $\sigma_{r\theta}$  формується чотирма об'ємними ультразвуковими хвилями, поздовжніми та поперечними.

Для знаходження невідомих амплітуд об'ємних хвиль (2.43), запишемо характеристичне рівняння, що характеризує хвильове поле на границях розділу середовищ труба – повітря [153]:

$$\begin{pmatrix} \Lambda_{11} & \Lambda_{12} & \Lambda_{13} & \Lambda_{14} \\ \Lambda_{21} & \Lambda_{22} & \Lambda_{23} & \Lambda_{24} \\ \Lambda_{31} & \Lambda_{32} & \Lambda_{33} & \Lambda_{34} \\ \Lambda_{41} & \Lambda_{42} & \Lambda_{43} & \Lambda_{44} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \Gamma_1 \\ \Gamma_2 \\ \Gamma_3 \\ \Gamma_4 \end{pmatrix} = 0, \quad (2.45)$$

де  $\Lambda_{ij}$  – елементи характеристичної матриці, які визначаються частотою та хвильовим числом.

Враховуючи рівняння (2.34) та (2.36) розкриємо елементи матриці  $\Lambda$  із (2.45):

$$\begin{aligned} \Lambda_{11} &= M \left[ -\frac{1}{r_m} DJ(k_\theta, k_l r_m) + k_l DJ'(k_\theta, k_l r_m) \right], \\ \Lambda_{12} &= M \left[ -\frac{1}{r_m} DY(k_\theta, k_l r_m) + k_l DY'(k_\theta, k_l r_m) \right], \\ \Lambda_{13} &= \mu \left[ \frac{k_t}{r_m} DJ'(k_\theta, k_l r_m) - \frac{k_\theta^2}{r_m^2} DJ(k_\theta, k_l r_m) \right], \\ \Lambda_{14} &= \mu \left[ \frac{k_t}{r_m} DY'(k_\theta, k_l r_m) - \frac{k_\theta^2}{r_m^2} DY(k_\theta, k_l r_m) \right], \\ \Lambda_{21} &= -\lambda k_l^2 DJ(k_\theta, k_l r_m), \quad \Lambda_{22} = -\lambda k_l^2 DY(k_\theta, k_l r_m), \\ \Lambda_{23} &= M \left[ -\frac{1}{r_m} DJ(k_\theta, k_l r_m) + k_l DJ'(k_\theta, k_l r_m) \right], \\ \Lambda_{24} &= M \left[ -\frac{1}{r_m} DY(k_\theta, k_l r_m) + k_l DY'(k_\theta, k_l r_m) \right], \end{aligned} \quad (2.46)$$

де  $m$  – індекс, що дорівнює 1 для перших двох рядків матриці  $\Lambda$  і дорівнює 2 для останніх двох рядків;

$$M = \frac{2\mu i k_\theta}{r_m} - \text{змінна.}$$

Останні два рядки мають такий самий вигляд як перші за виключенням того, що використовується індекс  $m = 2$ .

Для числового розв'язку (2.45), необхідно знати один із компонентів матриці  $\Gamma$ .

Розв'язок (2.45) представлений у вигляді графічної залежності кутового хвильового числа від частоти, рис. 2.4. Розподіл зміщення елементарного об'єму металу стінки труби представлено на рис. Б.5.

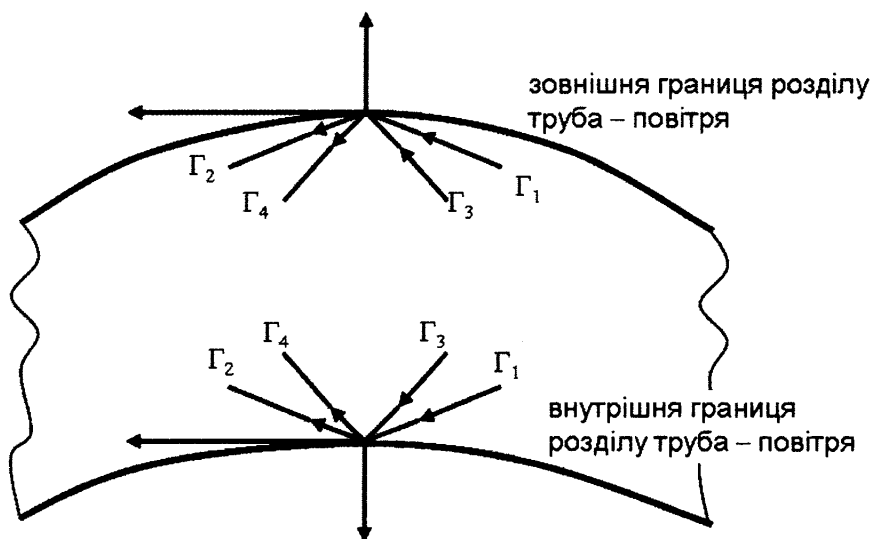


Рис. 2.3 – Граничні умови при поширенні кільцевої моди ультразвукової пластинчатої хвилі

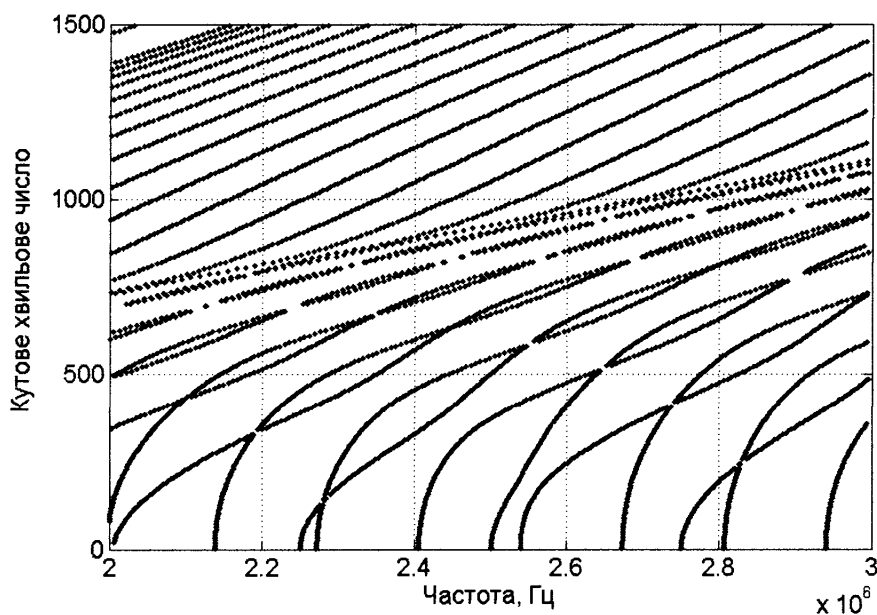


Рис. 2.4 – Дисперсійна крива кутового числа спрямованої ультразвукової хвилі в трубі діаметром 720 мм.

Як можна побачити із представленого результату розв'язку (2.45) із збільшенням частоти форма фронту спрямованої кільцевої хвилі ускладнюється. Це вимагає проводити модальний аналіз перед застосуванням спрямованих кільцевих хвиль в неруйнівному контролі.

Практичне застосування розв'язку спрямованої кільцевої хвилі показало, що вибір будь-якого компонента амплітуди приводить до нестабільних результатів, або ненадійної роботи алгоритму пошуку кореня. Ненадійність пошуку кореня полягає у виникненні чисел із степенем, що перевищує допустимі межі навіть для комерційних математичних пакетів.

## **2.4 Теоретичні основи утворення та поширення ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль у стінці магістрального трубопроводу**

### **2.4.1 Модальний підхід опису поширення ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в стінці труби**

Ультразвукові коливання відносять до механічних коливань частота яких є більшою слухового порогу людини (20 кГц). Фізична спільність таких коливань із акустичними лягла в основу досліджень коливань лорда Релея. Розроблені математичні залежності, що описують механічні коливання, їх поширення є фундаментальними рівняннями для будь-яких типів хвиль, зокрема ультразвукових спрямованих хвиль. Універсальність та єдність фізичних основ пружних коливань дозволило науковцю Лове представити перехід від звичайних коливань до поширення спрямованих хвиль на основі модальних коливань середовища із відповідними граничними умовами [183].

Розглянемо коливання точки в безконечному пружному середовищі.

При коливанні деякої точки в пружному середовищі під дією гармонійної або імпульсної сили  $F$ , що діє деякий час  $t$  утворюються коливання, що характеризуються частотою та напрямком. Частота коливань залежить від пружних

параметрів середовища, що визначається модулем пружності Юнга та коефіцієнтом Пуассона та маси коливання, що характеризується густиною. Оскільки пружні параметри та густина вважаються ізотропними та однорідними у всьому середовищі, то вони вважаються константами.

Ультразвукові коливання залежать від модуля Юнга, коефіцієнта Пуассона та густини [209]:

$$c_l = \sqrt{\frac{E(1-\nu)}{\rho(1+\nu)(1-2\nu)}}, \quad c_t = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1+\nu)}}, \quad (2.47)$$

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

$E$  – модуль Юнга;

$\nu$  - коефіцієнт Пуассона;

$\rho$  - густина.

Із (2.47) видно, що швидкість поширення таких хвиль не змінюється в межах одного середовища.

Згідно модального підходу до опису поширення хвиль, вважатимемо, що середовище має власну форму коливань незалежно від частоти.

При утворенні пружних коливань в середовищі фронт хвилі є суцільним, тому при переході коливань із однієї поляризації, наприклад, поздовжньої до поперечної повинно існувати інші форми поширення хвилі, які міститимуть частково як поздовжні так і поперечні коливання, рис. Б.6. Швидкість поширення таких коливань змінюватиметься в залежності від співвідношення в них поздовжньої та поперечної складових. Ці коливання можна розглядати як суперпозицію двох однорідних коливань, а можна вважати їх одним коливанням, швидкість поширення якого не є константою, а залежить від кута між поляризацією коливань елементарного об'єму пружного середовища і напрямку вектору прикладеного зусилля збуджуючої сили.

Часткові випадки поширення ультразвукової хвилі в прикладних задачах, зокрема неруйнівному контролі не мають застосування. Це пов'язано із складністю реалізації прийому таких коливань первинними перетворювачами та розшифрування отриманих луно-імпульсів.

При введенні в аналіз поширення пружних коливань в середовищі, обмеженому двома границями розділу модальний підхід дозволяє розглядати суперпозицію простих коливань як одне коливання. Це пов'язано із тим, що коливання об'єкту в цілому мають різне значення в залежності від поляризації коливань, прикладених зусиль та геометрії самого об'єкту дослідження, його призначення тощо. Проте, прості типи коливань (поздовжні та поперечні) не виключаються з розгляду, а є лише частковими видами.

Модальний підхід полягає в аналізі коливань об'єкту в цілому, тому для його проведення необхідне задавання геометричних розмірів та форми досліджуваного об'єкту.

Оскільки результати модального аналізу залежать як від пружних властивостей середовища, так і від форми та геометричних розмірів, кількості ступеней свободи досліджуваного об'єкту, швидкість поширення таких коливань вже не є константою.

Результати модального аналізу продемонстрували наявність в об'єкті дослідження власних форм коливань, які залежать від частоти. Так для пластин існують коливання двох типів симетричні та антисиметричні, що поділяються за різницею фаз коливань на нижній та верхній границях розділу середовищ пластини. Із збільшенням частоти появляються нові форми коливань пластини, які належить до цих двох базових типів. Нові форми коливань пластини, що появляються від збільшення частоти було названо модами коливань.

Модальний підхід поширення коливань детально було розглянуто Тимошенко, де представлено аналітичні залежності коливань окремо для різних типів об'єктів (стержнів, циліндрів, труб тощо). Аналітичні рішення для розгляду модальних коливань є складними, відрізняються при зміні геометричної форми об'єкту дослідження та не включають можливості безпосереднього застосування в неруйнівному контролі.

Розвиток обчислювальної техніки та математичного апарату скінченних елементів дозволив застосовувати модальний аналіз до об'єктів будь-якої форми. Це дозволило проводити аналіз коливань ділянок трубопроводів для вивчення властивостей поширення ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль [181].



Форми коливань отримують шляхом розв'язку для об'єкту наперед визначеної форми такого рівняння [26]:

$$\left( \mu^2 [M] + \mu [C] + [K] \right) \{\phi\} = 0, \quad (2.48)$$

де  $\mu$  - власне значення,

$M$  – матриця маси,

$C$  – матриця демпфування,

$K$  – матриця жорсткості,

$\phi$  - вектор власних значень.

Вибрані форми коливань для труби діаметром 117 мм без додаткових ступеней свободи представлено на рис. Б.7 [55].

Як можна побачити із рис. Б.7 форми мод коливань є різними. На рис. Б.7а представлено відносно просту форму коливань, що і повинно відповідати першим модам. Із збільшенням частоти форма мод збільшує кількість періодів на довжину кола (рис. Б.7б та рис. Б.7в). Проте, при подальшій збільшенні частоти, форма мод ускладнюється не пропорційно частоті, а показує коливання меншої амплітуди, рис. Б.7г. Це свідчить про складність аналізу ультразвукових спрямованих хвиль в стінці труби, оскільки необхідно визначати параметри окремо для кожної моди. Здійснювати модальний аналіз шляхом екстраполяції результатів на наступні моди та застосування таких результатів для ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль є неправильним. Це означає, що будувати спрощені моделі поширення спрямованих кільцевих хвиль в стінці труби є складним завданням, що несе в собі значну частину неточностей.

Із рис. Б.7 можна побачити поширення спрямованих кільцевих хвиль. В окремих модах фази простих типів коливань (поперечних або поздовжніх) є періодично розміщеними по довжині труби.

При збільшенні частоти в модальному аналізі зменшується величина маси об'єкту дослідження, що бере участь в утворенні коливання однієї фази (елементарний об'єм пружного середовища). Це ставить високі вимоги до потужності обчислювальних ресурсів, особливо коли досліджуються труби великого

діаметру. Високі вимоги до обчислювальних ресурсів не дозволяють проводити дослідження високих мод [69, 60].

Як результат можна сказати, що модальний підхід розглядає поширення спрямованих кільцевих хвиль в стінці труби як коливання об'ємів пружного середовища внаслідок енергії, що накопичилась в період прикладання зовнішнього зусилля відповідної амплітуди та частоти.

В цій роботі пропонується застосувати комерційно доступний код скінченних елементів для побудови числової моделі трубопроводу великого діаметру з метою визначення хвильових параметрів УСКХ.

Особливістю побудови числової моделі трубопроводу великого діаметру є вимога до значних обчислювальних ресурсів, тому модель будувалась за підходом циклічної симетрії. Модельований сегмент трубопроводу представлений на рис. Б.8. За основу вибрано циліндричну систему координат  $\varphi, \rho, z$ .

Величина сегменту труби  $\theta$  дорівнює:

$$\theta = \frac{360^\circ}{N} \quad (2.49)$$

де  $N$  - кількість секторів на повне коло.

Параметри моделі:

- матеріал труби алюміній;
- внутрішній діаметр 500 мм;
- товщина стінки 10 мм;
- кількість секторів 100 та 200.

В циклічній моделі розподіл зміщень є періодичним в напрямку координати  $\varphi$ .

Для циклічної симетрії зміщення визначаються так [235]:

$$\begin{aligned} u_r &= U_r(r, z) \cos N\theta, \\ u_z &= U_z(r, z) \cos N\theta, \end{aligned} \quad (2.50)$$

де  $U_z, U_r$  - амплітуда зміщень.

Враховуючи досліджуваний трубопровід в цілому, який складається із  $N$  секторів, зміщення по його периметру визначаються так [235]:

$$U = U_1 \cos(j-1)H_i\theta - U_2 \sin(j-1)H_i\theta, \quad (2.51)$$

де  $U_1$  та  $U_2$  - відповідно перший та другий суміжні сектори досліджуваного об'єкту;

$H_i$  - гармонійний індекс, що описує величину навантаження на досліджуваний об'єкт в радіальному напрямку.

При проведенні розрахунку знаходяться власні значення та власні вектори досліджуваного об'єкту на вказаних частотах та значеннях гармонійного індексу. Як алгоритм обчислення власних значень та власних векторів використовувався Block Lanczos. Цей алгоритм використовує стратегію автоматичного зсуву частоти для точного визначення власних значень. Задача пошуку власних значень та власних векторів полягає у вирішенні рівняння (2.48) у такий спосіб [26]:

$$[K]\{\phi_i\} = \mu_i [M]\{\phi_i\}, \quad (2.52)$$

В результаті розв'язку (2.52) отримується набір дискретних точок власних значень для одного значення частоти. Провівши розрахунки для набору значень частот, можна побудувати графік залежності фазової швидкості ультразвукової кільцевої моди від частоти, рис. Б.9. (номерами на рисунку позначено окремі моди).

Для розрахунку використано сектор трубопроводу, що дорівнює 1/100 окружності труби. Кількість скінченних елементів по довжині трубопроводу дорівнює 3-ом, оскільки поширення хвилі в цьому напрямку не досліджується і тому не впливає на результати, проте значно зменшує обчислювальні ресурси. Кількість скінченних елементів по товщині трубопроводу складала 60, а по висоті сектору 30. Загальна кількість скінченних елементів складає 5 400. Це дозволяє проводити обчислення із необхідною точністю.

За отриманими значеннями було обчислено залежності групової швидкості УСКХ від хвильового числа  $k$ , рис. Б.10. (номерами на рис. Б.9 позначені криві, що відповідають кривим на рис. Б.10).

Групова швидкість  $C_{gr}$  кільцевих мод обчислювалась так:

$$C_{gr} = \frac{d\omega}{dk}, \quad (2.53)$$

де  $\omega$  - кутова частота.

В результаті проведених обчислень було визначено дисперсні параметри УСКХ. Ці результати дозволяють будувати систему неруйнівного контролю з використанням цих хвиль, оскільки вони дають інформацію про те яку моду можна збудити на якій частоті, які її дисперсійні характеристики. Додатково отримані результати дозволяють визначати параметри ультразвукових первинних перетворювачів для генерування та прийому кожної вибраної моди в певному об'єкті.

Універсальність методу скінченних елементів дозволяє знаходити дисперсні параметри кільцевих мод для будь-яких об'єктів з довільною формою, що дозволяє значно розширити область використання таких хвиль в неруйнівному контролі.

Недоліком модального підходу до обчислення поширення спрямованих кільцевих хвиль в стінці труби є невизначеність способів вводу пружних коливань та їх реєстрації ультразвуковими первинними перетворювачами.

#### **2.4.2 Математичний опис поширення спрямованих кільцевих хвиль як суперпозиції простих типів коливань**

Іншим підходом до пояснення утворення та поширення ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль є дослідження взаємодії із двома границями розділу середовища простих типів коливань (поздовжніх та поперечних). Поздовжні коливання на границі розділу середовища поширення розщеплюються у поперечні і поздовжні. Те саме стосується і поперечних коливань, рис. Б.11.

Будь-яке коливання можна представити векторами в ортогональній системі координат. Хвильовий компонент спрямованої хвилі, що співпадає із віссю  $\rho$  утворює стоячу хвилю. В результаті цього акустична енергія не переноситься по товщині стінки труби, а утворює стабільне хвильове поле. Це хвильове поле може розглядатись як одна псевдо хвиля, а не суперпозиція чотирьох простих коливань. Стояча хвиля може утворюватись тільки при наявності відбитої хвилі амплітуда якої дорівнює амплітуді падаючої хвилі. На практиці енергія відбитої хвилі є дещо менша аніж падаючої. Це пов'язано із тим, що на межах розділу середовища

поширення хвилі не має ідеального відбиття. Другою причиною є наявність розходження акустичного променя по довжині стінки труби у напрямку осі труби та радіальному напрямку.

Стояча хвиля формує по довжині стінки труби зони пучностей та вузлів, що аналогічно до власних коливань об'єкту, рис. Б.12.

Формування стійкого акустичного поля по висоті стінки труби є умовою резонансу із її власними коливаннями.

Генерування акустичних коливань ультразвуковими первинними перетворювачами передбачає поширення гармонійних коливань, що описуються так:

$$\xi(\rho, t) = A_0 \cos(\omega t + k\rho), \quad (2.54)$$

де  $\xi$  – коливання ультразвукової хвилі,

$\rho$  – координата,

$t$  – час,

$A_0$  – амплітуда,

$\omega$  – частота,

$k$  – хвильове число.

В результаті додавання прямої та відбитої хвиль результуюче акустичне поле описуватиметься так:

$$\xi(\rho, t) = A \cos\left(\omega t - \frac{\phi_0}{2}\right), \quad A = \left| 2A_0 \cos\left(k\rho + \frac{\phi_0}{2}\right) \right|, \quad (2.55)$$

де  $\phi_0$  – фаза коливань відбитої хвилі по відношенні до падаючої.

Аналізуючи результуючу амплітуду  $A$  в (2.55), приходимо до класичної умови утворення спрямованих хвиль згідно якої їх утворення буде у випадку рівності товщини стінки труби рівній кількості півперіодів простого коливання (поздовжнього або поперечного).

Співпадання півперіодів буде у такому випадку:

$$k\rho + \frac{\varphi_0}{2} = m\pi, \quad m = 0, 1, 2 \dots,$$

$$k\rho + \frac{\varphi_0}{2} = \left(m + \frac{1}{2}\right)\pi, \quad m = 0, 1, 2 \dots \quad (2.56)$$

Із (2.56) випливає існування двох типів ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль. За аналогією із спрямованими хвилями в пластинах їх називають симетричною та антисиметричною хвилями. Такий поділ не відображає фізичного змісту поширення спрямованих кільцевих хвиль в стінці труби, оскільки по товщині стінки труби не має симетрії і коливання верхньої та нижньої границі розділу стінки труби не будуть співпадати за максимумами та мінімумами амплітуди.

Поширення хвильової енергії у радіальному напрямку створює біжучі хвилі, що є умовою створення ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі. Умова утворення спрямованої кільцевої хвилі біжучими хвилями є такою:

$$k_{\theta l} = k_{\theta t} \quad (2.57)$$

де  $k_{\theta l}$ ,  $k_{\theta t}$  – відповідно хвильові числа поздовжніх та поперечних хвиль у радіальному напрямку труби.

Умова (2.57) встановлює рівність хвильовому числу УСКХ двох хвиль (поздовжньої та поперечної), рис. 2.5.



Рис. 2.5 – Утворення ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі біжучими поздовжніми та поперечними хвилями.

Як видно із рис. 2.5, умова (2.57) визначає співпадання максимумів та мінімумів поздовжньої та поперечної компонент ультразвукових хвиль в стінці труби в напрямку  $\theta$ . Співпадання максимумів та мінімумів коливань є умовою

виникнення резонансних коливань біжучих хвиль. Резонанс біжучих хвиль при утворенні ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі пояснює їх властивість поширюватись на значно більші відстані аніж об'ємні хвилі.

Два згадані підходи, що описують утворення та поширення ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в стінці труби не заперечують один одного. Ці підходи пояснюють фізичне явище базуючись на різних теоріях механічних коливань.

## **2.5 Способи, що визначають генерування ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль у стінці магістрального трубопроводу**

Дослідження умов збудження ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль дають можливість подальшого аналізу шляхів їх генерування первинними перетворювачами.

Як правило, для генерування спрямованих кільцевих хвиль можуть бути використані способи аналогічні до спрямованих хвиль, що поширюються вздовж пластин чи в стінці труби вздовж її осі. При застосуванні таких способів генерування спрямованих кільцевих хвиль необхідно вводити поправку на особливості їх дисперсійних кривих.

Є два основних способи генерування ультразвукових спрямованих хвиль. До першого можна віднести спосіб при якому розміщення первинного перетворювача є нормальним до поверхні вводу хвиль. Другим способом є застосування нахилоного первинного перетворювача.

Ці способи генерування спрямованих хвиль, що базуються на аналізі їх поширення, зображені на рис. Б.11 та рис. Б.12. У першому випадку поширення спрямованих хвиль пояснюється наявністю стоячої хвилі утвореною прямою та відбитою об'ємною хвилями. У другому випадку поширення спрямованих хвиль пояснюється рівністю хвильових компонентів хвильового числа поздовжньої та

поперечної хвиль, що поширюються в одному напрямку. Розглянемо більш детально два способи генерування ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль.

### 2.5.1 Способи селективного збудження мод ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль прямим первинним перетворювачем

У випадку використання прямого ультразвукового первинного перетворювача спрямована кільцева хвиля генерується внаслідок утворення стоячої хвилі по товщині стінки труби.

Математичний опис умов генерування кільцевих мод горизонтально-поляризованих хвиль отримуємо провівши диференціювання (2.27), в результаті якого отримаємо характеристичне рівняння, що описує їх дисперсні властивості (Б.1) [92]. Рівняння (Б.1) дає можливість дослідити дисперсні властивості горизонтально-поляризованих мод кільцевих хвиль у формі  $k_0(\omega)$ .

Для кільцевих спрямованих хвиль зміщення елементарного об'єму середовища  $u_r$ ,  $u_\theta$  буде у двох напрямках, позначених відповідними індексами координат (Б.2) [92].

Для знаходження невідомих значень амплітуд об'ємних хвиль в (Б.2) визначимо граничні умови. Для ненавантаженої труби радіальні та тангенційні компоненти напружень  $\sigma_{rr}$  та  $\sigma_{\theta\theta}$  будуть дорівнювати нулю на її поверхнях (Б.3) [3].

Співставивши (Б.3) та (Б.2), отримаємо детермінант  $d_{ij}$ ,  $i, j = 1, 2, 3, 4$ , який описує формування та поширення спрямованої кільцевої хвилі за аналогією до (Б.1). Кожен ряд детермінанта  $d_{ij}$  описує об'ємну поздовжню чи поперечну хвилю. Прирівнявши  $d_{ij}$  до нуля, можемо знайти дисперсійні параметри спрямованої кільцевої хвилі.

Дисперсійні криві горизонтально-поляризованої та спрямованої кільцевих ультразвукових хвиль дозволяють вибрати частоти первинного давача для їх генерування. В стінці товщиною  $2h$  може існувати ряд окремих мод кільцевих хвиль певної частоти  $\omega$ , що відрізняються одна від одної фазовими та груповими швидкостями, розподілом зміщення елементарного об'єму та напружень по товщині [31]. Необхідно визначити, які моди кільцевих хвиль легше збуджувати та приймати для визначеної геометрії об'єкту контролю.



При збудженні кільцевих спрямованих хвиль необхідно враховувати той факт, що коли частота генерування первинним давачем не буде співпадати із коренями (Б.3) та (Б.1), в стінці труби утворюватиметься синфазне коливання об'єму середовища [31, 197]. Такі коливання не будуть поширюватись вздовж границь розділу середовищ. Кільцеві спрямовані хвилі будуть утворюватись при такій комбінації частоти генерування первинного перетворювача та товщини стінки труби, при якій виникатиме стояча хвиля, рис. Б.13. Первинним перетворювачем збуджується падаюча ультразвукова об'ємна хвиля, що інтерферує з відбитою від другої поверхні труби. В результаті при певній частоті хвилі та товщині стінки зміщення фаз падаючої та відбитої хвиль складатиме четверту частину довжини хвилі, що утворить стоячу хвилю у радіальному напрямку. В такій стоячій хвилі не відбувається переносу енергії в напрямку  $r$ , а лише просторове перетворення кінетичної енергії в потенціальну з подвоєною частотою. Тому в такій хвилі області між вузлами і пучностями розглядаються як автономні системи, а сама стояча хвиля – як розподілене в просторі коливання [3].

Математично стоячу хвилю можна описати за допомогою двох гармонійних множників так [92]:

$$u_r = U_{r0} \sin(kr - \omega t) + U_{r0} \sin(kr + t) = 2U_{r0} \cos(\omega t) \sin(kr), \quad (2.58)$$

де  $k$  – хвильове число,

$U_{r0}$  – амплітуда об'ємної ультразвукової хвилі,

$r$  – координата,

$t$  – час,

$\omega$  – частота.

Перший множник (2.58)  $\cos(\omega t)$  відповідає за коливання в часі, а другий  $\sin(kr)$  – за просторове положення, яке є незмінним.

Для створення кільцевої спрямованої хвилі необхідно виконати таке співвідношення між товщиною стінки та частотою для симетричних мод [31]:

$$2h = \frac{\lambda_l}{2}, \frac{3\lambda_l}{2}, \frac{5\lambda_l}{2}, \dots \quad . \quad 2h = \lambda_l, 2\lambda_l, 3\lambda_l, \dots, \quad (2.59)$$

де  $\lambda_l, \lambda_t$  – відповідно довжини поздовжньої та поперечної хвиль.

Для антисиметричних мод цих хвиль співвідношення є таким [31]:

$$2h = \frac{\lambda_t}{2}, \frac{3\lambda_t}{2}, \frac{5\lambda_t}{2}, \dots \quad . \quad 2h = \lambda_l, 2\lambda_l, 3\lambda_l, \dots \quad , \quad (2.60)$$

Повне число симетричних мод  $N_s$  спрямованої хвилі при товщині  $2h$  та частоті  $\omega$  є таким [31]:

$$N_s = 1 + \left( \frac{2h}{\lambda_t} \right) + \left( \frac{2h}{\lambda_l} + \frac{1}{2} \right) , \quad N_a = 1 + \left( \frac{2h}{\lambda_l} \right) + \left( \frac{2h}{\lambda_t} + \frac{1}{2} \right) . \quad (2.61)$$

З аналізу (2.59) та (2.60) виходить, що кільцеві спрямовані хвилі можуть бути створеними як поперечними, так і поздовжніми об'ємними хвилями.

Найбільш простий спосіб створення таких хвиль є введення поперечної хвилі в трубопровід нормально до його поверхні [58]. Залежно від поляризації коливань такої хвилі ми отримаємо або горизонтально-поляризовані моди, або спрямовані. В залежності від частоти первинного перетворювача та товщини стінки можна збудити як симетричні, так і антисиметричні моди. Якщо поляризація коливань первинного перетворювача співпадає з віссю труби то створюються горизонтально-поляризовані моди. Коли поляризація коливань первинного давача є перпендикулярною вісі труби, створюються лише спрямовані моди, (рис. Б.14). У випадку коли поляризація згенерованих коливань є довільною, будуть створюватись обидва типи мод [92].

Як можна побачити із рис. Б.13, утворення певної моди кільцевої хвилі залежатиме від просторового розміщення її пучності та вузла по відношенню до площі контакту первинного перетворювача та поверхні труби. Моди, які мають розміщення вузла на поверхні (зміщення елементарного об'єму є незначним), складно збуджувати, навпаки, при розміщенні пучності на поверхні труби, велика частина коливної енергії передається від первинного перетворювача у відповідну моду.

Визначити зміщення елементарного об'єму на поверхні труби кожної окремої моди кільцевих хвиль можна із (Б.1) та (Б.2).

При генеруванні мод кільцевих хвиль необхідно взяти до уваги амплітудно-частотні характеристики первинного перетворювача. Як відомо, будь-який чутливий елемент генерує коливання у певній смузі частот. Розрізняють як широкосмугові, так і вузькосмугові давачі. Очевидно, зі збільшенням ширини частотної смуги первинного перетворювача можуть генеруватись кілька мод кільцевих хвиль. Якщо моди генеруються первинним давачем одночасно і мають близькі за значенням групові швидкості, то їх складно розрізнити при прийомі. Тому необхідно удосконалити підхід генерування хвиль, при якому інформативна частина хвильового поля була б виділена [79].

При проведенні неруйнівного контролю на трубопроводі важливим є забезпечення генерування та прийому кільцевих хвиль з одного місця. Проте, в процесі генерування кільцевої хвилі утворюється стояча хвиля, що поширюється у дві сторони від місця контакту поверхні труби та чутливого елемента давача. Це створює складності прийому хвилі давачем, що задіяний у її генеруванні.

Для вирішення згаданих труднощів запропоновано використати декілька первинних перетворювачів, рис. Б.15 [171]. На крайній первинний перетворювач подається електричний імпульс, що заставляє коливатись чутливий елемент та створює кільцеву хвилю. Через певний проміжок часу подібний електричний сигнал подається на наступний первинний перетворювач, який буде генерувати ультразвукову хвилю в стінці труби. Для ефективного підсилення інформаційної складової хвильового поля необхідно забезпечити генерування хвилі другим перетворювачем у момент часу приходу кільцевої хвилі від першого давача. Як результат, амплітуда коливань елементарного об'єму необхідної моди кільцевої хвилі зростає у порівнянні з іншими збуреннями в стінці труби (хвилями, що рухаються у протилежному напрямку, завадами тощо). Інкрементне задіявання наступного первинного перетворювача ще більше виокремить інформативну складову [171].

Затримка в часі  $\Delta t$  між сигналами сусідніх первинних перетворювачів буде такою [171]:

$$\Delta t = L / c_{\phi} , \quad (2.62)$$

де  $L$  – відстань між центрами чутливих елементів первинних перетворювачів,  
 $c_{\phi}$  – фазова швидкість інформативної моди кільцевої хвилі.

За допомогою запропонованого підходу можна вибрати інформативну моду, також і у випадку генерування широкосмуговим первинним давачем кількох мод одночасно. Це досягається тим, що кожна мода відрізняється груповою швидкістю, тому час приходу мод до сусідніх давачів буде різним [171].

Точність взаємного місцеположення давачів не є обов'язковою, оскільки відстань регулюється часом затримки при калібруванні давачів у лабораторних умовах.

Для спрощення виготовлення первинних перетворювачів доцільно застосовувати зовнішню схему затримки, що може кріпитись зовнішньо до вторинного пристрою, спроектованого для роботи з об'ємними хвилями (ультразвуковий дефектоскоп) [171]. Такий підхід дозволяє замінювати давачі при переході на іншу товщину труби чи частоту без зміни всіх компонентів вимірювальної системи.

Спосіб генерування ультразвукових мод кільцевих хвиль є важливою складовою розроблення нового неруйнівного методу контролю технічних параметрів трубопроводів. Вибіркове генерування окремих мод збільшує ефективність їх застосування та зменшує похибку інтерпретації отриманих результатів.

### **2.5.2 Визначення параметрів необхідних для утворення ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль нахиленим первинним перетворювачем**

Генерування ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль нахиленим первинним перетворювачем базується на принципі рівності компонент хвильового вектора об'ємних пружних хвиль (поздовжньої та поперечної) в радіальному напрямку  $\theta$ . Найпростішим випадком генерування таких хвиль є співосна орієнтації осі первинного перетворювача та напрямку їх поширення в стінці труби, рис. Б.16 [66].

у випадку генерування ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі зображеному на рис. Б.16 в стінці труби є присутніми тільки ті моди спрямованих хвиль, які відповідають поляризації коливань чутливого елемента первинного перетворювача.

Необхідно відмітити, що в ближній зоні первинного перетворювача можуть бути присутніми тільки об'ємні хвилі, спрямовані кільцеві хвилі утворюватимуться в дальній зоні.

Ближня зона первинного перетворювача  $N$  обчислюється так:

$$N = D^2 / 4\lambda, \quad (2.63)$$

де  $D$  – діаметр чутливого елемента,

$\lambda$  – довжина хвилі.

Більш зручною для практичного застосування у випадку інформації про швидкість ультразвукової хвилі є таке рівняння:

$$N = D^2 f / 4c, \quad (2.64)$$

де  $f$  – частота хвилі,

$c$  – швидкість ультразвуку.

Наявність у ближній зоні первинного перетворювача виключно об'ємних ультразвукових хвиль залежить від відносних геометричних розмірів його чутливого елемента у порівнянні із товщиною стінки труби. Якщо діаметр чутливого елемента є набагато меншим за товщину стінки труби то утворення спрямованих кільцевих хвиль формуватиметься на відстані від давача, оскільки їх властивості визначаються наявністю двох границь розділу середовищ (у цьому випадку хвиля пройде певний шлях до взаємодії із відбитою хвилею від нижньої границі розділу).

Спосіб генерування спрямованих кільцевих хвиль показаний на рис. Б.16 може бути широко застосований при проведенні неруйнівного контролю в умовах експлуатації трубопроводів, проте він має недоліки при проведенні обчислення параметрів хвиль методом скінченних елементів.

Особливістю представленого способу генерування спрямованих кільцевих хвиль є відсутність двох однакових гармонійних складових коливань, що

поширюються у двох протилежних напрямках, на відміну від способу при якому первинний перетворювач розташований нормально до поверхні труби і де присутність двох гармонійних складових коливань є однаковою.

Проміжним випадком генерування ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі є нахил первинного перетворювача на кут до поверхні труби, що є у проміжку між  $0^\circ$  та  $90^\circ$ , рис. Б.17.

Умови генерування ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі можна описати математично через аналіз зміщення на поверхні труби, створеного чутливим елементом так (Б.4) [13]. Розв'язавши (Б.4) отримаємо залежність зміщення від кута нахилу ультразвукового первинного перетворювача, рис. Б.18 [67].

Застосування (Б.4) має обмеження щодо величини критичного кута, яке тут не враховується, тому його необхідно враховувати додатково.

При використанні нахиленого первинного перетворювача в стінці труби створюються два типи об'ємних хвиль (поздовжня і поперечна), тому таким способом можна генерувати два типи спрямованих кільцевих хвиль, симетричні та антисиметричні. Універсальність генерування спрямованих кільцевих хвиль нахиленим первинним перетворювачем дозволяє застосовувати його в натурних умовах експлуатації магістральних трубопроводів.

## Висновки до розділу

1. Проведено аналіз математичних моделей, що описують властивості ультразвукових спрямованих хвиль в пластинах та в стінках трубопроводів із великим радіусом. Дано визначення елементарного об'єму пружного середовища, механізму утворення пружного коливання викликаного проходженням ультразвукової спрямованої хвилі в пластині та його математично описано. Це дозволяє розуміти фізичну суть процесів, що проходять в пружному середовищі при поширенні в ньому ультразвукової спрямованої хвилі, та значно полегшити

реалізацію методів, що застосовують ці хвилі в неруйнівному контролі магістральних трубопроводів.

2. Представлено математичні моделі поширення кільцевих мод горизонтально-поляризованих хвиль та ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль типу Лемба в стінці трубопроводу, яка полягає у виведенні системи диференціальних рівнянь другого порядку в якому враховуються як геометричні параметри стінки трубопроводу, фізико-механічні параметри матеріалу стінки труби та хвильові параметри горизонтально-поляризованої хвилі. Розроблено програмне забезпечення, що реалізує знаходження коренів диференційного рівняння у вигляді набору дискретних пар значень кутове хвильове число - частота ультразвукової спрямованої хвилі. Показано результати розв'язку. Це дозволяє знаходити існуючі моди ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в стінці досліджуваного трубопроводу, проводити вибір необхідних параметрів ультразвукових первинних перетворювачів для генерування та реєстрації цих хвиль.

4. Проведено аналіз умов утворення спрямованих кільцевих хвиль в пружному середовищі. Показано два підходи, що описують механізм утворення спрямованих кільцевих хвиль, які базуються на теорії власних коливань труби, які входять в резонанс із збуджуючою силою, а також підхід, що базується на аналізі хвильового поля об'ємних хвиль. Це дозволяє глибше зрозуміти властивості спрямованих хвиль, включно спрямованих кільцевих хвиль, уточнити область їх застосування в неруйнівному контролі магістральних трубопроводів.

5. Проведено аналіз способів генерування ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль. Представлено два підходи до їх генерування, які базуються на використанні прямого та нахиленого первинного перетворювача. Показано переваги та недоліки двох підходів. Це дозволяє розробляти пристрої неруйнівного контролю з використанням ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль, проводити лабораторні та натурні випробування, розробляти числові методи обчислення їх параметрів.

### РОЗДІЛ 3

## РОЗРОБЛЕННЯ МАТЕМАТИЧНИХ МОДЕЛЕЙ УТВОРЕННЯ І РОЗПОДІЛУ УЛЬТРАЗВУКОВИХ СПРЯМОВАНИХ КІЛЬЦЕВИХ ХВИЛЬ В СТІНКАХ МАГІСТРАЛЬНИХ ТРУБОПРОВІДІВ У ЧАСТОТНІЙ ОБЛАСТІ

Розглянута в попередньому розділі теорія, що описує утворення та поширення ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в стінках магістральних трубопроводів визначають основні змінні, що впливають на параметри хвильового поля цих хвиль. Приведені математичні залежності дозволяють проаналізувати характер впливу того чи іншого параметру та амплітудно-частотні характеристики окремих мод. Проте існує необхідність отримати більш комплексні знання, що описують поширення ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в стінках магістральних трубопроводів:

- амплітудно-частотну характеристику коливання окремо взятої точки стінки трубопроводу при одночасному поширенні двох і більше мод УСКХ;
- розподіл амплітуд окремо взятих мод по довжині та товщині стінки труби у визначені точки в часі;
- параметри, що впливають на залежність загасання амплітуди мод УСКХ від довжини шляху проходження;
- залежність розподілу амплітуд мод УСКХ в часовій та частотній областях, в просторі від параметрів роботи чутливого елемента ультразвукового первинного перетворювача;
- проводити обчислення УСКХ будь-яких частот, що поширюються у стінках трубопроводів, товщини яких відповідають сортаменту магістральних нафтогазопроводів.

Це дозволить отримати нові знання про властивості мод УСКХ, механізми їх утворення, визначити як саме хвильові параметри залежать від властивостей середовища поширення.



Для досягнення поставленої мети розроблятимемо математичні моделі, що описують поширення та утворення ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль, які можуть бути реалізованими методом скінчних елементів. Оскільки цей метод дозволяє проводити обчислення для довільних геометричних розмірів трубопроводів та отримувати інформацію про просторовий розподіл шуканих параметрів.

### **3.1 Математична модель ультразвукового тракту пристрою контролю пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів**

Одним з напрямків моніторингу технічного стану металу стінок магістральних трубопроводів є контроль за зміною швидкості розповсюдження ультразвукових хвиль в матеріалі труби. У процесі експлуатації трубопроводу відбувається не тільки зменшення товщини стінки внаслідок корозії металу, але й зміна пружних властивостей самого металу. Як перша, так і друга обставина вносить істотний вплив на умови розповсюдження ультразвукових хвиль в стінці труби. Зміна умов розповсюдження проявляється, перш за все, в зміні швидкості поширення ультразвукових хвиль.

З початку застосування ультразвукових хвиль в неруйнівному контролі вчені розробляли підходи вимірювання швидкості ультразвукових хвиль [226, 201, 202, 95, 97, 98, 94], які дозволяли реєструвати зміну швидкості поширення звукової хвилі з відносною похибкою не більше ніж  $10^{-6}$ . Цим була доведена висока чутливість прецизійних методів вимірювання швидкості звуку до змін, що мають місце при вимірюванні швидкості поширення ультразвукового імпульсного сигналу. У цей же період часу стало зрозуміло, що ультразвуковий тракт, що складається з випромінювача і приймача ультразвукових хвиль і пружного тіла, що їх зв'язує між собою (стрижень, пластина або півпростір), як інструмент для вимірювання швидкості поширення пружних хвиль, вносить значні збурення в результати вимірювання. З цього приводу досить ясно висловився Дж. Ф. Белл в розділ 3.38

першого тому фундаментального огляду "Експериментальні основи механіки деформованих твердих тіл" [10].

Всі компоненти генерування та реєстрації ультразвукового сигналу та хвилевідносять вплив на виміряний в експерименті час приходу цього сигналу в точку спостереження. Це має під собою цілком певну фізичну основу. Ультразвукові перетворювачі вносять значні спотворення в спектральний склад випромінюваних та реєстрованих сигналів [66]. При цьому особливо необхідно підкреслити, що перетворювачі часом істотно видозмінюють фазочастотний спектр сигналів [5, 20]. Пружне середовище при наявності хоча б однієї межі розділу середовищ набуває специфічних властивостей пружного хвилеводу [100]. Так як на межі в обов'язковому порядку повинен виконуватися третій закон Ньютона, то при поширенні хвилі обов'язково будуть виконуватись певні умови для того чи іншого типу руху матеріальних частинок. Довільні коливання, які, в принципі, може сформувати зовнішнє джерело або група джерел в місці застосування зовнішніх сил, розпадаються на сукупність так званих нормальних хвиль. Нормальні хвилі - це визначені другим і третім законами Ньютона рухи в пружних тілах, які обмежені різними за формою поверхнями. Особливістю всіх, практично без винятку, нормальних хвиль є той факт, що швидкість розповсюдження їх фронтів (поверхонь однакових фаз), тобто фазові швидкості, дуже суттєвим і при цьому нелінійним чином залежать від частоти. Нормальним хвилям властива частотна дисперсія швидкості поширення [21]. Це явище призводить до того, що різні спектральні складові імпульсного сигналу приходять в точку спостереження в різний час - імпульс просто "розкладається" в часі. Так як результати складання різних спектральних компонентів імпульсного сигналу змінюються при зміні координати точки спостереження, то й форма імпульсного (полігаронійного) сигналу буде змінюватися в міру зміни величини пройденого ним шляху [12, 99].

Форма імпульсного сигналу на електричному виході приймача ультразвукових хвиль показана на рис. В.1. Суцільною кривою зображено електричний імпульс, який відповідає ультразвуковому збуренню, зареєстрованому після пробігу відстані  $L$ . Штрихова крива - це результат прийому ультразвукового імпульсу після проходження ним відстані  $2L$ . Якщо групова швидкість ультразвукової хвилі плавно

зменшується у міру зростання частоти, то в точку спостереження спочатку приходять низькочастотні компоненти імпульсного сигналу, а потім - високочастотні. При збільшенні пройденого ультразвуковим сигналом відстані цей "тимчасовий розкид" спектральних компонентів збільшується, що супроводжується зменшенням рівня головної частини імпульсного сигналу і збільшенням рівня осциляцій в його периферійній частині. При цьому видається доречним підкреслити, що зниження рівнів обумовлено не поглинанням енергії ультразвукових коливань в матеріалі стрижня, а виключно "тимчасовим розкидом" його спектральних складових. Зменшення рівня супроводжується зменшенням крутизни фронту головної частини імпульсу. Зазначені особливості формоутворення імпульсних сигналів в каналах з частотною дисперсією швидкості поширення впливають на результат процедури визначення часу приходу ультразвукового імпульсу в точку спостереження яким би способом ця процедура не проводилася. І при пороговому способі виявлення імпульсного сигналу (рівень порогового потенціалу позначений на рис. В.1 символом  $U_n$ ) і при визначенні часу приходу імпульсного сигналу по його максимальному значенню (моменти часу  $t_m(L)$  і  $t_m(2L)$  відповідно) виникає додатковий час  $\Delta t_n$  і  $\Delta t_m$ . Цей додатковий час має характер систематичної похибки ультразвукового тракту пристрою контролю технічного стану металу стінок трубопроводів і цю похибку можна визначити терміном "дисперсійна похибка".

Метою математичного моделювання ультразвукових трактів пристроїв контролю технічного стану металу стінок магістральних трубопроводів є формування рекомендацій щодо мінімізації систематичних похибок цих пристроїв, в тому числі і, мабуть, в першу чергу, щодо зниження дисперсійної похибки.

Імпульсним сигналам в каналах з частотною дисперсією швидкості розповсюдження постійно приділяється увага з боку науковців, що займаються як фундаментальними, так і прикладними задачами [127, 7, 12]. По всій імовірності можна стверджувати, що історія питання сходить до робіт Арнольда Зоммерфельда і Леона Брілюєна, які датовані 1914 роком. Результати досліджень за наступні 50 років узагальнені в монографічній статті М. Елайсеца і Ф. Гарсія Молтнера [119].

Поширення ультразвукового імпульсного сигналу описується на основі лінійних процесів, що визначені концепцією суперпозиції. Відповідно до цієї

концепції форма імпульсного сигналу представляється суперпозицією інтегралів Фур'є від досить великого числа вузькосмугових сигналів. Ці сигнали формуються в результаті розбиття спектра вихідного сигналу на вузькі смуги. На рис. В.2 показаний амплітудно-частотний спектр сигналу на електричному виході ультразвукового тракту пристрою контролю за технічним станом металу стінок магістрального трубопроводу. Очевидно, що форма імпульсного сигналу  $S(t, x)$ , показана на рис. В.2 амплітудно-частотного спектру, буде визначатися як зворотне перетворення Фур'є:

$$S(t, x) = \int_{-\infty}^{\infty} |S(\omega)| e^{i\omega t} e^{i\Psi(\omega, x)} d\omega \quad (3.1)$$

де  $\Psi(\omega, x)$  - фазочастотний спектр полігармонічного (імпульсного) сигналу, який пройшов відстань  $x$ ,

$\omega$  - частота,

$t$  - час.

Фазові параметри перетворювачів ( $\Phi_n(\omega)$ ) описуються фазочастотним спектром і набігом фаз оскільки швидкість поширення ультразвукових хвиль не є нескінченною. Фазочастотний спектр визначимо як добуток хвильового числа  $k(\omega)$  на пройдену відстань  $x$ . Таким чином  $\Psi(\omega, x) = -k(\omega)x - \Phi_n(\omega)$ . Беручи до уваги властивості симетрії компонентів підінтегрального виразу (3.1), можна записати, що

$$S(t, x) = \int_0^{\infty} |S(\omega)| \cos[\omega t - k(\omega)x - \Phi_n(\omega)] d\omega \quad (3.2)$$

Знайдемо таке значення частотного діапазону  $\omega_0$ , в якому міститься, наприклад, 95% всієї енергії імпульсного сигналу. Якими значеннями енергії можна апроксимувати реальний імпульсний сигнал і які при цьому виникають похибки після виконання процедури відновлення форми (обернене перетворення Фур'є), вимагає додаткового дослідження у кожному конкретному випадку. Будемо вважати, що визначена таким чином гранична частота  $\omega_0$  дозволяє мінімізувати похибки відновлення форми імпульсного сигналу.

Частотний інтервал  $0 \leq \omega \leq \omega_g$  розбивається на  $N$  смуг однакової ширини  $\Delta\omega = \omega_g/N$ . У межах кожної смуги спектральна щільність  $|S(\omega)| \approx |S(\omega_{0n})|$ , а фазочастотна складова спектру представляється розкладанням в ряд Тейлора так:

$$\begin{aligned} \Psi(\omega, x) &= \Psi(\omega_{0n}, x) + (\omega - \omega_{0n}) \left. \frac{\partial \Psi(\omega, x)}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_{0n}} + \dots = \\ &= -k(\omega_{0n})x - \Phi_n(\omega_{0n}) - (\omega - \omega_{0n}) \left[ \frac{x}{v_g(\omega_{0n})} + \tau_n(\omega_{0n}) \right] + \dots \end{aligned} \quad (3.3)$$

де  $v_g(\omega_{0n}) = 1 / \left[ \left. \partial k(\omega) / \partial \omega \right|_{\omega=\omega_{0n}} \right]$  - групова швидкість групи спектральних складових (гармонік), які розташовуються на осі частот в найближчому околі частоти  $\omega_{0n}$ ;

$\tau_n(\omega_{0n}) = \partial \Phi(\omega) / \partial \omega \big|_{\omega=\omega_{0n}}$  - груповий час затримки спектральних складових, які містяться в  $n$ -й смузі частот, тобто в межах вузького частотного діапазону  $\omega_{0n} - \Delta\omega/2 \leq \omega \leq \omega_{0n} + \Delta\omega/2$ .

Науковцем М. Элайсезом [119] представлений набір тейлорівських розкладань, які містять другу і навіть третю похідні. Це призводить до появи в кінцевому результаті обчислень спеціальних функцій типу інтегральних синуса і косинуса і функцій Ейрі. Ці функції не додають фізичного змісту в результат обчислень. Крім того, їх поява зумовлена грубим розбиттям на смуги частотного інтервалу  $\{0, \omega_g\}$ . Можливості сучасної обчислювальної техніки дозволяють без будь-яких істотних втрат обчислювального часу здійснювати розбиття вихідного спектру на десятки, а то й сотні, смуг. При цьому похибки представлення функції  $\Psi(\omega, x)$  розкладанням (3.3) в межах кожної смуги стає практично нульовою.

Інтеграл (3.2) можна представити так:

$$S(t, x) = \Delta\omega \sum_{n=1}^N U(\omega_{0n}, x) \cos \left[ \omega_{0n}t - k(\omega_{0n})x - \Phi(\omega_{0n}) \right], \quad (3.4)$$

$$U(\omega_{0n}, x) = S(\omega_{0n}) \frac{\sin(\Delta\omega\tau_c/2)}{(\Delta\omega\tau_c/2)} \text{sign}(\tau_c), \quad (3.5)$$

$$\tau_c = t - x/v_g(\omega_{0n}) - \tau_n(\omega_{0n})$$

де  $\tau_c$  - час існування сигналу в точці спостереження з координатою  $x$ .

Групова швидкість для хвильового процесу дорівнює швидкості перенесення енергії групою спектральних складових [127]. Поки енергія не доставлена в точку спостереження, сигнал у цій точці відсутній. Очевидно, що  $\tau_c \geq 0$ , тому що до приходу сигналу в точку спостереження він в цій точці не існує. Цей факт регулюється функцією  $\text{sign}(\tau_c)$ , яка визначається так:

$$\text{sign}(\tau_c) = \begin{cases} 1 & \forall \tau_c \geq 0, \\ 0 & \forall \tau_c < 0. \end{cases}$$

У формулі (3.4) амплітудний множник  $U(\omega_{0n}, x)$  визначається як груповою швидкістю  $v_g(\omega_{0n})$ , так і груповою затримкою  $\tau_n(\omega_{0n})$ , яка формується в ультразвуковому тракті фазочастотними характеристиками електроакустичних перетворювачів. Якщо ці характеристики нелінійним чином залежать від частоти, а за певних обставин це саме так і відбувається, то групові затримки  $\tau_n(\omega_{0n})$  при невеликих дистанціях пробігу ультразвукового імпульсу можуть вносити суттєві корекції в результат визначення часу приходу сигналу  $t_0 = x/v_g(\omega_{0n}) + \tau_n(\omega_{0n})$  в точку спостереження. Очевидно, що мінімізація і коректний облік складової  $\tau_n(\omega_{0n})$  у визначенні моменту часу  $t_0$ , її виключення з результатів вимірювання часу  $t_0$ , і, як наслідок, швидкості розповсюдження імпульсного сигналу, є необхідною умовою достовірності та точності результатів контролю пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів.

Достовірна оцінка пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів передбачає математичне моделювання процесів перетворення сигналів в ультразвуковому тракті вимірювального пристрою. Основи моделі є закладеними в роботах [12, 110, 99]. З цією метою розглянемо утворення і поширення пружних коливань в ультразвуковому тракті.

Відповідно до першої теореми Гельмгольца [44, 87], вектор зміщення  $\vec{u}(x_k, \omega)$  матеріальних частинок деформованого твердого тіла завжди можна представити у вигляді алгебраїчної суми поступального і обертового рухів, так:

$$\vec{u}(x_k, \omega) = \text{grad } \varphi + \text{rot } \vec{\psi} , \quad (3.6)$$

де  $\varphi$  і  $\vec{\psi}$  - відповідно скалярний і векторний потенціали.

Представлення (3.6) в обов'язковому порядку доповнюється умовою:

$$\text{div } \vec{\psi} = 0 . \quad (3.7)$$

Виконуючи необхідні дії, отримуємо такі результати:

$$\nabla^2 [\nabla^2 \varphi + k_l^2 \varphi] = 0 \quad \forall x_k \in V , \quad (3.8)$$

$$\nabla^2 [\nabla^2 \vec{\psi} + k_s^2 \vec{\psi}] = 0 \quad \forall x_k \in V , \quad (3.9)$$

де  $k_l^2 = \rho_m \omega^2 / (\lambda_m + 2G_m)$  - квадрат хвильового числа поступальних (поздовжніх) пружних коливань або коливань стиснення-розтягу;

$k_s^2 = \rho_m \omega^2 / G_m$  - квадрат хвильового числа пружних коливань зсуву або коливань у поперечному напрямку.

Рівняння (3.8) і (3.9) мають однакову конструкцію і їх можна записати однаковим способом за допомогою рівнянь Лапласа:

$$\nabla^2 \Xi_j = 0, \quad j = 1, 2 , \quad (3.10)$$

де  $\Xi_1 = \nabla^2 \varphi + k_l^2 \varphi$ ;  $\Xi_2 = \nabla^2 \vec{\psi} + k_s^2 \vec{\psi}$ .

Рішеннями рівнянь Лапласа є гармонійні функції [108], які регулярні в нескінченній області, тобто згортаються в нуль на нескінченності. Таким чином, для функцій виконуються граничні умови:

$$\lim_{R \rightarrow \infty} \Xi_j = 0 , \quad (3.11)$$

де  $R = \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2}$ .

Згідно визначення регулярності, в якому міститься твердження, що максимум модуля регулярної функції досягається на контурі, який обмежує область її існування. З умов (3.11) та визначення регулярності випливає, що функції  $\Xi_j$  є обмеженими у всій незкінченній області. Має місце теорема Ліувілля, яка стверджує, що регулярна і обмежена функція приймає постійне значення в будь-якій точці

області існування. З цього твердження і умови (3.11) випливає, що  $\Xi_j = 0$  в будь-якій точці нескінченної області. Таким чином, необхідною і достатньою умовою виконання рівностей (3.8) і (3.9) є виконання умов:

$$\nabla^2 \varphi + k_l^2 \varphi = 0 \quad \forall x_k \in V, \quad (3.12)$$

$$\nabla^2 \bar{\psi} + k_s^2 \bar{\psi} = 0 \quad \forall x_k \in V, \quad (3.13)$$

де область  $V$  може містити, у принципі, нескінченно віддалену точку.

Скалярний і векторний потенціали описують зміщення матеріальних частинок при деформуванні ізотропного твердого тіла амплітуди яких задовольняють рівнянням Гельмгольца (3.12) і (3.13). Практична значимість такого подання полягає в тому, що методи рішення і самі рішення рівнянь Гельмгольца досить добре вивчені. Крім цього, при вирішенні плоских задач динамічної теорії пружності амплітудне значення векторного потенціалу  $\bar{\psi}$  повністю визначається лише одним компонентом. При цьому рівняння (3.12) і (3.13) набувають ідентичний, в сенсі технології отримання рішення, вигляд, що, природно, забезпечує суттєве спрощення всієї процедури вирішення граничної задачі.

У тому випадку, коли джерело пружних збурень в ізотропній пластині має кінцеві розміри, найбільш природним є рішення рівнянь (3.12) і (3.13) у циліндричній системі координат  $(\rho, \vartheta, z)$ , вісь  $Oz$  якої перпендикулярна поверхням пластини  $z = \pm h$ .

Припустимо, що скалярний потенціал  $\varphi(\rho, \vartheta, z)$  і компоненти векторного потенціалу  $\bar{\psi}(\rho, \vartheta, z)$  можна представити у вигляді розкладів по ортогональних тригонометричних функціях  $\cos n\vartheta$  і  $\sin n\vartheta$  так:

$$\begin{cases} \varphi(\rho, \vartheta, z) \\ \psi_\vartheta(\rho, \vartheta, z) \end{cases} = \sum_{n=0}^{\infty} \begin{cases} \Phi(\rho, z) \\ \Psi_\vartheta(\rho, z) \end{cases} \begin{cases} -\sin n\vartheta \\ \cos n\vartheta \end{cases}, \quad (3.14)$$

$$\begin{cases} \psi_\rho(\rho, \vartheta, z) \\ \psi_z(\rho, \vartheta, z) \end{cases} = \sum_{n=0}^{\infty} \begin{cases} \Psi_\rho(\rho, z) \\ \Psi_z(\rho, z) \end{cases} \begin{cases} \cos n\vartheta \\ \sin n\vartheta \end{cases},$$



Підстановка (3.14) у рівняння Гельмгольца (3.12) і (3.13) призводить до наступних виразів для розрахунку амплітуд потенціалів, що гармонійно змінюються в часі:

$$\Phi(\rho, z) = (C^{(1)} \cos \alpha z + C^{(2)} \sin \alpha z) H_n^{(2)}(k\rho) , \quad (3.15)$$

$$\Psi_\rho(\rho, z) = \left[ C^{(5)} H_{n-1}^{(2)}(k\rho) + C^{(6)} H_{n+1}^{(2)}(k\rho) \right] \cos \beta z + \left[ C^{(7)} H_{n-1}^{(2)}(k\rho) + C^{(8)} H_{n+1}^{(2)}(k\rho) \right] \sin \beta z , \quad (3.16)$$

$$\Psi_\vartheta(\rho, z) = \left[ C^{(5)} H_{n-1}^{(2)}(k\rho) - C^{(6)} H_{n+1}^{(2)}(k\rho) \right] \cos \beta z + \left[ C^{(7)} H_{n-1}^{(2)}(k\rho) - C^{(8)} H_{n+1}^{(2)}(k\rho) \right] \sin \beta z , \quad (3.17)$$

$$\Psi_z(\rho, z) = (C^{(3)} \cos \beta z + C^{(4)} \sin \beta z) H_n^{(2)}(k\rho) , \quad (3.18)$$

де  $C^{(i)}$ ,  $i = 1 \dots 8$  - константи;

$\alpha$ ,  $\beta$ ,  $k$  - хвильові числа, причому  $\alpha^2 + k^2 = k_\ell^2$ ,  $\beta^2 + k^2 = k_s^2$ ;  $H_\nu^{(2)}(k\rho)$  ( $\nu = n$ ;  $n \pm 1$ ) - функція Ханкеля другого роду порядку  $\nu$ .

Вибір функції Ханкеля у співвідношеннях (3.15) - (3.18) обумовлений обраним характером зміни фізичних полів у часі. У роботах [203, 104] зміну в часі фізичних полів визначено функцією  $e^{-i\omega t}$  і наслідком такого представлення є застосування функцій Ханкеля першого роду. В цій роботі приймається залежність від часу  $e^{i\omega t}$  і в цьому випадку фазова функція  $f(\rho, t)$  біжучої циліндричної хвилі визначається добутком  $H_\nu^{(2)}(k\rho)e^{i\omega t}$ . З такого визначення випливає, що:

$$f(\rho, t) = H_\nu^{(2)}(k\rho)e^{i\omega t} = \cos(\omega t - k^k \rho) + i \sin(\omega t - k^k \rho) = e^{i(\omega t - k^k \rho)}$$

де  $k^k \rho = \arctg(J_\nu(k\rho)/N_\nu(k\rho))$ .

Очевидно, що  $k^k = k$  в дальній зоні. Таким чином, добуток  $H_\nu^{(2)}(k\rho)e^{i\omega t}$  описує циліндричні хвилі, що поширюються в бік збільшення координати  $\rho$ .

Так як векторний потенціал за своїм визначенням задовольняє умові  $\text{div} \vec{\Psi}(\rho, \vartheta, z) = 0$ , то з цього факту випливає, що будь-які дві константи з набору

шести констант  $C^{(i)}$ ,  $i = 1 \dots 6$ , лінійно залежать від останніх чотирьох констант. Ця обставина дозволяє в достатній мірі довільно вибирати значення цих констант [21]. Дійсно, підставляючи співвідношення (3.16) - (3.18) в умову, отримуємо:

$$\left\{ \left[ -k(C^{(5)} - C^{(6)}) + \beta C^{(4)} \right] \cos \beta z + \left[ -k(C^{(7)} - C^{(8)}) - \beta C^{(3)} \right] \sin \beta z \right\} H_n^{(2)}(k\rho) = 0. \quad (3.19)$$

Із запису (3.19) ясно видно, що константи  $C^{(5)}$ ,  $C^{(6)}$  і  $C^{(7)}$ ,  $C^{(8)}$  можна, без порушення загальності викладу, об'єднати. Фактично це означає, що ми маємо право прирівняти до нуля або пару констант  $C^{(6)}$  і  $C^{(7)}$ , або константи  $C^{(5)}$ ,  $C^{(8)}$ . Покладемо рівними нулю константи  $C^{(6)}$  і  $C^{(7)}$ . При цьому:

$$\begin{aligned} \varphi(\rho, \vartheta, z) &= \sum_{n=0}^{\infty} H_n^{(2)}(k\rho) \left( C^{(1)} \cos \alpha z + C^{(2)} \sin \alpha z \right) \begin{pmatrix} -\sin n\vartheta \\ \cos n\vartheta \end{pmatrix}, \\ \psi_\rho(\rho, \vartheta, z) &= \sum_{n=0}^{\infty} \left( C^{(5)} H_{n-1}^{(2)}(k\rho) \cos \beta z + C^{(8)} H_{n+1}^{(2)}(k\rho) \sin \beta z \right) \begin{pmatrix} \cos n\vartheta \\ \sin n\vartheta \end{pmatrix}, \\ \psi_\vartheta(\rho, \vartheta, z) &= \sum_{n=0}^{\infty} \left( C^{(5)} H_{n-1}^{(2)}(k\rho) \cos \beta z - C^{(8)} H_{n+1}^{(2)}(k\rho) \sin \beta z \right) \begin{pmatrix} -\sin n\vartheta \\ \cos n\vartheta \end{pmatrix}, \\ \psi_z(\rho, \vartheta, z) &= \sum_{n=0}^{\infty} H_n^{(2)}(k\rho) \left( C^{(3)} \cos \beta z + C^{(4)} \sin \beta z \right) \begin{pmatrix} \cos n\vartheta \\ \sin n\vartheta \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (3.20)$$

Природно, що в розрахункових формулах (3.20) кожному фіксованому значенню параметра  $n$  відповідає свій набір констант  $C^{(i)}$ ,  $i = 3 \dots 8$ .

Компоненти вектора зміщення  $\vec{u}(\rho, \vartheta, z)$  визначаються, відповідно до формулювання (3.6) теореми Гельмгольца, такими співвідношеннями:

$$u_\rho = \frac{\partial \varphi}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi_z}{\partial \vartheta} - \frac{\partial \psi_\vartheta}{\partial z}, \quad u_\vartheta = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \varphi}{\partial \vartheta} + \frac{\partial \psi_\rho}{\partial z} - \frac{\partial \psi_z}{\partial \rho}, \quad u_z = \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \psi_\vartheta + \frac{\partial \psi_\vartheta}{\partial \rho} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi_\rho}{\partial \vartheta}.$$

Формули для розрахунку компонентів  $u_\beta(\rho, \vartheta, z)$  ( $\beta = \rho, \vartheta, z$ ) є такими:

$$u_\rho(\rho, \vartheta, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \left[ kH_{n-1}^{(2)}(k\rho) - \frac{n}{\rho} H_n^{(2)}(k\rho) \right] \left( C^{(1)} \cos \alpha z + C^{(2)} \sin \alpha z \right) + \frac{n}{\rho} H_n^{(2)}(k\rho) \times \right. \\ \left. \times \left( C^{(3)} \cos \beta z + C^{(4)} \sin \beta z \right) + \beta C^{(5)} H_{n-1}^{(2)}(k\rho) \sin \beta z + \beta C^{(8)} H_{n+1}^{(2)}(k\rho) \cos \beta z \right\} \begin{pmatrix} -\sin n\vartheta \\ \cos n\vartheta \end{pmatrix}, \quad (3.21)$$

$$u_\vartheta(\rho, \vartheta, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ -\frac{n}{\rho} H_n^{(2)}(k\rho) \left( C^{(1)} \cos \alpha z + C^{(2)} \sin \alpha z \right) - \left[ kH_{n-1}^{(2)}(k\rho) - \frac{n}{\rho} H_n^{(2)}(k\rho) \right] \right. \\ \left. \left( C^{(3)} \cos \beta z + C^{(4)} \sin \beta z \right) - \beta C^{(5)} H_{n-1}^{(2)}(k\rho) \sin \beta z + \beta C^{(8)} H_{n+1}^{(2)}(k\rho) \cos \beta z \right\} \begin{pmatrix} \cos n\vartheta \\ \sin n\vartheta \end{pmatrix}, \quad (3.22)$$

$$u_z(\rho, \vartheta, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \left[ \alpha \left( -C^{(1)} \sin \alpha z + C^{(2)} \cos \alpha z \right) - kC^{(5)} \cos \beta z - kC^{(8)} \sin \beta z \right] \times \\ \times H_n^{(2)}(k\rho) \begin{pmatrix} -\sin n\vartheta \\ \cos n\vartheta \end{pmatrix}. \quad (3.23)$$

Визначивши деформації в ізотропному шарі за формулами [89]:

$$\varepsilon_{\rho\rho} = \frac{\partial u_\rho}{\partial \rho}, \quad \varepsilon_{\vartheta\vartheta} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial u_\vartheta}{\partial \vartheta} + \frac{u_\rho}{\rho}, \quad \varepsilon_{zz} = \frac{\partial u_z}{\partial z}, \quad \varepsilon_{\rho z} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_z}{\partial \rho} + \frac{\partial u_\rho}{\partial z} \right), \quad \varepsilon_{\vartheta z} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\rho} \frac{\partial u_z}{\partial \vartheta} + \frac{\partial u_\vartheta}{\partial z} \right),$$

$$e = \varepsilon_{\rho\rho} + \varepsilon_{\vartheta\vartheta} + \varepsilon_{zz} = -k_\ell^2 \sum_{n=0}^{\infty} \left( C^{(1)} \cos \alpha z + C^{(2)} \sin \alpha z \right) H_n^{(2)}(k\rho) \begin{pmatrix} -\sin n\vartheta \\ \cos n\vartheta \end{pmatrix},$$

отримуємо вирази для розрахунку компонентів тензорів напружень  $\sigma_{\beta\beta}(\rho, \vartheta, z)$  ( $\beta = \rho, \vartheta, z$ ):

$$\sigma_{z\rho}(\rho, \vartheta, z) = G \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ 2\alpha \left[ kH_{n-1}^{(2)}(k\rho) - \frac{n}{\rho} H_n^{(2)}(k\rho) \right] \left( -C^{(1)} \sin \alpha z + C^{(2)} \cos \alpha z \right) + \right. \\ \left. + \frac{\beta n}{\rho} H_n^{(2)}(k\rho) \left( -C^{(3)} \sin \beta z + C^{(4)} \cos \beta z \right) + \left[ \left( \beta^2 - k^2 \right) H_{n-1}^{(2)}(k\rho) + \right. \right. \\ \left. \left. + k \frac{n}{\rho} H_n^{(2)}(k\rho) \right] C^{(5)} \cos \beta z - \left[ \left( \beta^2 - k^2 \right) H_{n+1}^{(2)}(k\rho) + k \frac{n}{\rho} H_n^{(2)}(k\rho) \right] C^{(8)} \sin \beta z \right\} \times \\ \times \begin{pmatrix} -\sin n\vartheta \\ \cos n\vartheta \end{pmatrix}, \quad (3.24)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{z\vartheta}(\rho, \vartheta, z) = C^{(6)} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ -\frac{2\alpha n}{\rho} H_n^{(2)}(k\rho) \left( -C^{(1)} \sin \alpha z + C^{(2)} \cos \alpha z \right) - \beta k [H_{n-1}^{(2)}(k\rho) - \right. \\ \left. -\frac{n}{k\rho} H_n^{(2)}(k\rho) \right] \left( -C^{(3)} \sin \beta z + C^{(4)} \cos \beta z \right) + C^{(5)} \left[ -\beta^2 H_{n-1}^{(2)}(k\rho) + \frac{kn}{\rho} H_n^{(2)}(k\rho) \right] \cos \beta z + (3.25) \\ \left. + C^{(8)} \left[ -\beta^2 H_{n+1}^{(2)}(k\rho) + \frac{kn}{\rho} H_n^{(2)}(k\rho) \right] \sin \beta z \right\} \begin{pmatrix} \cos n\vartheta \\ \sin n\vartheta \end{pmatrix}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{zz}(\rho, \vartheta, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \left[ -\left( 2C^{(6)}\alpha^2 + \lambda k_\ell^2 \right) \left( C^{(1)} \cos \alpha z + C^{(2)} \sin \alpha z \right) + \right. \\ \left. + 2C^{(6)}k\beta \left( C^{(5)} \sin \beta z - C^{(8)} \cos \beta z \right) \right] H_n^{(2)}(k\rho) \begin{pmatrix} -\sin n\vartheta \\ \cos n\vartheta \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (3.26)$$

Для кожного фіксованого значення параметра  $n$  граничні умови НА поверхні  $z = \pm h$   $\sigma_{z\vartheta}(\rho, \vartheta, \pm h) = 0$  формують однорідну алгебраїчну систему з шести рівнянь, в яких міститься рівно шість шуканих констант  $C^{(1)} \dots C^{(5)}$  і  $C^{(8)}$ . Нетривіальні (не нульові) рішення цієї системи можливі лише в тому випадку, коли визначник зазначеної системи алгебраїчних рівнянь стає рівним нулю. Цей факт можна інтерпретувати в такий спосіб: для кожного значення параметра  $n$  константи  $C^{(1)} \dots C^{(5)}$  і  $C^{(8)}$  не рівні нулю, тобто в ізотропній пластині існують пружні хвилі, тільки лише в тому випадку, коли хвильові числа  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $k$ ,  $k_\ell$  і  $k_s$  на даній частоті  $\omega$  перетворюють в нуль визначник алгебраїчної системи рівнянь. При цьому  $\alpha^2 + k^2 = k_\ell^2$  і  $\beta^2 + k^2 = k_s^2$ . Таким чином, кожному значенню параметра  $n$  відповідає свій набір нормальних хвиль в ізотропному пластині.

Розглянемо випадок, коли  $n=0$ . Це досить поширена ситуація. Її навіть можна вважати типовою, так як більшість випромінювачів контактного типу мають місце механічного контакту у формі кола, тобто мають осьову симетрію.

Ясно, що при  $n=0$  можливі дві, взаємно виключні ситуації, а саме:

$$\sigma_{z\rho}(\rho, z) = \sigma_{zz}(\rho, z) = 0 \quad \forall z \in [-h, h], \quad \sigma_{z\vartheta}(\rho, z) \neq 0 \quad \forall z \in (-h, h),$$

$$\left( \sigma_{z\rho}(\rho, z), \sigma_{zz}(\rho, z) \right) \neq 0 \quad \forall z \in (-h, h), \quad \sigma_{z\vartheta}(\rho, z) = 0 \quad \forall z \in [-h, h].$$

В останніх записах круглі дужки позначають відкритий (без межі) інтервал зміни координати  $z$ , а квадратні - закритий, тобто такий інтервал, що містить граничні значення  $\pm h$  координати  $z$ .

Розглянемо перший випадок, коли в ізотропному шарі існують циліндричні горизонтально зсувні хвилі, тобто коли  $\sigma_{z\vartheta}(\rho, z) \neq 0 \quad \forall z$  всередині пластини:

$$\sigma_{z\vartheta}(\rho, z) = \beta C^{(6)} \left[ -\left( kC^{(3)} + \beta C^{(8)} \right) \sin \beta z + \left( kC^{(4)} + \beta C^{(5)} \right) \cos \beta z \right] H_1^{(2)}(k\rho). \quad (3.27)$$

З умови (3.19) при  $C^{(6)} = C^{(7)} = 0$  випливає, що:

$$\left( -kC^{(5)} + \beta C^{(4)} \right) \cos \beta z + \left( kC^{(8)} - \beta C^{(3)} \right) \sin \beta z = 0 \quad \forall z \in [-h, h]. \quad (3.28)$$

Для того, щоб виконувалася умова (3.28), яка випливає з визначення  $\operatorname{div} \vec{\Psi}(\rho, \vartheta, z) = 0$ , необхідно і достатньо встановити, що  $\beta C^{(4)} = kC^{(5)}$  і  $kC^{(8)} = \beta C^{(3)}$ , тобто  $C^{(5)} = \beta C^{(4)} / k$  і  $C^{(8)} = \beta C^{(3)} / k$ . Підставляючи отримані співвідношення у визначення дотичного напруження  $\sigma_{z\vartheta}(\rho, z)$ , приводимо його до такого вигляду:

$$\sigma_{z\vartheta}(\rho, z) = C^{(6)} \frac{\beta k_s^2}{k} \left( -C^{(3)} \sin \beta z + C^{(4)} \cos \beta z \right) H_1^{(2)}(k\rho). \quad (3.29)$$

Гранична умова  $\sigma_{z\vartheta}(\rho, \pm h) = 0$  може бути виконана двома способами. Якщо покласти константу  $C^{(3)} \neq 0$ , а  $C^{(4)} = 0$ , то  $\sigma_{z\vartheta}(\rho, \pm h) = 0$  при  $\sin \beta h = 0$ , звідки випливає, що  $\beta h = k\pi$  ( $k=0, 1, 2, \dots$ ), тобто  $\beta_k = k\pi/h$ . При цьому вектор зміщення матеріальних частинок симетричний відносно площини  $z=0$  і визначається так:

$$u_{\vartheta}^{(k)}(\rho, z) = \left( k_s^2 / k_k \right) C^{(3)}_k \cos(\beta_k z) H_1^{(2)}(k_k \rho). \quad (3.30)$$

Цілком очевидно, що кінематичні характеристики циліндричної зсувної хвилі ідентичні кінематичним характеристикам симетричних горизонтально-зсувних хвиль, про які досить докладно йдеться в монографії [21].

У тому випадку, коли  $C^{(3)} = 0$ , а  $C^{(4)} \neq 0$ , дотичне напруження  $\sigma_{z\vartheta}(\rho, \pm h) = 0$  при  $\cos \beta h = 0$ . З цієї умови існування циліндричних горизонтально-зсувних хвиль випливає, що зміщення матеріальних частинок визначається співвідношенням:

$$u_9^{(k)}(\rho, z) = \frac{k_s^2}{k_k} C_k^{(4)} \sin(\beta_k z) H_1^{(2)}(k_k \rho), \quad (3.31)$$

де  $\beta_k = \pi(1 + 2k^k)/(2h)$ ,  $k=0,1,2,\dots$

Співвідношення (3.31) визначає кінематичні характеристики циліндричної антисиметричної відносно площини  $z=0$  горизонтально-зсувної хвилі.

Тепер розглянемо випадок, коли  $(\sigma_{z\rho}(\rho, z), \sigma_{zz}(\rho, z)) \neq 0 \quad \forall z \in (-h, h)$ , а дотичне напруження  $\sigma_{z9}(\rho, z) = 0 \quad \forall z \in [-h, h]$ . Припускаючи в співвідношеннях (3.24) і (3.26), що параметр  $n=0$ , отримуємо:

$$\sigma_{z\rho}(\rho, z) = C^{(6)} \left[ \begin{array}{l} -2\alpha k (-C^{(1)} \sin \alpha z + C^{(2)} \cos \alpha z) + \\ + (k^2 - \beta^2) (C^{(5)} \cos \beta z + C^{(8)} \sin \beta z) \end{array} \right] H_1^{(2)}(k\rho), \quad (3.32)$$

$$\sigma_{zz}(\rho, z) = C^{(6)} \left[ \begin{array}{l} (k^2 - \beta^2) (C^{(1)} \cos \alpha z + C^{(2)} \sin \alpha z) + \\ + 2\beta k (C^{(5)} \sin \beta z - C^{(8)} \cos \beta z) \end{array} \right] H_0^{(2)}(k\rho). \quad (3.33)$$

Граничні умови  $\sigma_{z\rho}(\rho, \pm h) = 0$  і  $\sigma_{zz}(\rho, \pm h) = 0$  утворюють алгебраїчну систему рівнянь, нетривіальне рішення якої можливо за умови, що її головний визначник є таким:

$$\Delta_0 = \begin{vmatrix} 2\alpha k \sin \alpha h & -2\alpha k \cos \alpha h & (k^2 - \beta^2) \cos \beta h & (k^2 - \beta^2) \sin \beta h \\ -2\alpha k \sin \alpha h & -2\alpha k \cos \alpha h & (k^2 - \beta^2) \cos \beta h & -(k^2 - \beta^2) \sin \beta h \\ (k^2 - \beta^2) \cos \alpha h & (k^2 - \beta^2) \sin \alpha h & 2\beta k \sin \beta h & -2\beta k \cos \beta h \\ (k^2 - \beta^2) \cos \alpha h & -(k^2 - \beta^2) \sin \alpha h & -2\beta k \sin \beta h & -2\beta k \cos \beta h \end{vmatrix} = 0 \quad (3.34)$$

Після чотирьох кроків еквівалентних перетворень у визначнику (3.34), його без особливих зусиль можна привести до наступного вигляду:

$$\Delta_0 = 4\Delta(C^{(2)}, C^{(5)}) \cdot \Delta(C^{(1)}, C^{(8)}) = 0, \quad (3.35)$$

де

$$\Delta(C^{(2)}, C^{(5)}) = 4k^2\alpha\beta\sin\beta h\cos\alpha h + (k^2 - \beta^2)^2 \cos\beta h\sin\alpha h, \quad (3.36)$$

$$\Delta(C^{(1)}, C^{(8)}) = (k^2 - \beta^2)^2 \sin\beta h\cos\alpha h + 4k^2\alpha\beta\cos\beta h\sin\alpha h, \quad (3.37)$$

У співвідношеннях (3.36) і (3.37) нескладно побачити праві частини дисперсійних рівнянь (умов існування) антисиметричних (3.36) і симетричних хвиль Лемба [21].

Дійсно, беручи  $\Delta(C^{(2)}, C^{(5)}) = 0$  і фіксуючи тим самим, що  $C^{(2)}, C^{(5)} \neq 0$ , а константи  $C^{(1)}, C^{(8)} = 0$ , отримуємо для розрахунку компонентів вектора зміщення такі формули:

$$\begin{aligned} u_\rho(\rho, z) &= \left(-kC^{(2)}\sin\alpha z + \beta C^{(5)}\sin\beta z\right) H_1^{(2)}(k\rho), \\ u_z(\rho, z) &= \left(\alpha C^{(2)}\cos\alpha z + kC^{(5)}\cos\beta z\right) H_0^{(2)}(k\rho). \end{aligned} \quad (3.38)$$

При цьому можна визначити одну константу через іншу. Використовуючи умову  $\sigma_{z\rho}(\rho, \pm h) = 0$ , яка при  $C^{(2)}, C^{(8)} = 0$  має такий вигляд:

$$-2\alpha k C^{(2)} \cos\alpha h - (k^2 - \beta^2) C^{(5)} \cos\beta h = 0.$$

Визначаємо константу  $C^{(5)}$  через константу  $C^{(2)}$ :

$$C^{(5)} = -C^{(2)} \left( 2\alpha k \cos\alpha h / (k^2 - \beta^2) \cos\beta h \right). \quad (3.39)$$

Підставляючи співвідношення (3.39) у формули (3.38), отримуємо вираз для розрахунку компонентів вектора зміщення матеріальних частинок, які формуються циліндричною антисиметричною відносно площини  $z=0$  хвилею Лемба:

$$\begin{aligned} u_\rho(\rho, z) &= -kC^{(2)} \left[ \sin\alpha z + \frac{2\alpha\beta\cos\alpha h}{(k^2 - \beta^2)\cos\beta h} \sin\beta z \right] H_1^{(2)}(k\rho), \\ u_z(\rho, z) &= \alpha C^{(2)} \left[ \cos\alpha z - \frac{2k^2\cos\alpha h}{(k^2 - \beta^2)\cos\beta h} \cos\beta z \right] H_0^{(2)}(k\rho), \end{aligned} \quad (3.40)$$

де константа  $C^{(2)}$  визначається із загального розв'язку відповідної неоднорідною граничної задачі.

Прирівнюючи визначник  $\Delta(C^{(1)}, C^{(8)}) = 0$ , і вважаючи при цьому, що  $C^{(1)}, C^{(8)} \neq 0$ , а константи  $C^{(2)}, C^{(5)} = 0$ , отримуємо:

$$\begin{aligned} u_\rho(\rho, z) &= -k \left( C^{(1)} \cos \alpha z + \frac{\beta}{k} C^{(8)} \cos \beta z \right) H_1^{(2)}(k\rho), \\ u_z(\rho, z) &= -\alpha \left( C^{(1)} \sin \alpha z - \frac{k}{\alpha} C^{(8)} \sin \beta z \right) H_0^{(2)}(k\rho). \end{aligned} \quad (3.41)$$

Умова  $\sigma_{z\rho}(\rho, \pm h) = 0$  при цьому має наступний вигляд:

$$2\alpha k C^{(1)} \sin \alpha h - (k^2 - \beta^2) C^{(8)} \sin \beta h = 0.$$

Звідси випливає, що:

$$C^{(8)} = C^{(1)} \frac{2\alpha k \sin \alpha h}{(k^2 - \beta^2) \sin \beta h}. \quad (3.42)$$

Підставляючи визначення (3.32) у співвідношення (3.41), отримуємо формули для розрахунку зсувів матеріальних частинок ізотропного пружного шару, які формуються циліндричною симетричною відносно площини  $z=0$  хвилею Лемба:

$$\begin{aligned} u_\rho(\rho, z) &= -k C^{(1)} \left[ \cos \alpha z + \frac{2\alpha \beta \sin \alpha h}{(k^2 - \beta^2) \sin \beta h} \cos \beta z \right] H_1^{(2)}(k\rho), \\ u_z(\rho, z) &= -\alpha C^{(1)} \left[ \sin \alpha z - \frac{2k^2 \sin \alpha h}{(k^2 - \beta^2) \sin \beta h} \sin \beta z \right] H_0^{(2)}(k\rho). \end{aligned} \quad (3.43)$$

де константа  $C^{(1)}$  визначається умовами навантаження деякої обмеженої області ізотропної пластини.

Кінематичні характеристики осесиметричних циліндричних хвиль Лемба визначаються числовими значеннями хвильових чисел  $\alpha$ ,  $\beta$  і  $k$ , які на будь-якій частоті при зміні знака напружено-деформованого стану повинні відповідати умовам існування відповідних форм хвильових рухів.

Слід відмітити, що при розгляді поширення пружних коливань по периметру труби необхідно значення хвильового числа  $k$  обчислювати для ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль на основі (2.45) та (2.46).



При  $n \neq 0$  умови існування типу  $\Delta_n(C^{(1)}, \dots, C^{(8)}) = 0$  містять у своєму складі елементи, величина яких обернено пропорційна радіальній координаті  $\rho$ , тобто конструкції виду  $n/(k\rho)$ . У дальньому, по відношенню до джерела, полі  $k\rho \gg n$  кінематичні характеристики нормальних хвиль у циліндричному поперечному перерізі  $\rho = \text{const}$  ізотропної пластини нічим не відрізняються від аналогічних параметрів осесиметричних циліндричних хвиль. Цю обставину було зазначено у роботі [203].

Результати чисельного рішення (3.37) рівняння показані на рис. В.3. На рис. В.4 показані аналогічні результати, які можна отримати з дисперсійного рівняння (3.36).

Структура рисунків однакова. У правій півплощині рис. В.3 і рис. В.4 показано початкову ділянку частотного спектру хвильових чисел симетричних і антисиметричних хвиль Лемба відповідно. Номери нормальних хвиль показані на рисунках курсивом. По осі абсцис у правій півплощині відкладається безрозмірне хвильове число  $\zeta = 2hk/\pi$ ; по осі ординат - безрозмірна частота  $\Omega = 2hk_s/\pi$ , де  $2h$  - товщина пластини;  $k_s = \omega/v_s$  ( $v_s = \sqrt{G/\rho_0}$  - швидкість хвиль зсуву в матеріалі пластини). Тонкими штриховими лініями у правій півплощині показані залежності  $\zeta = \Omega$  (ця пряма виділена малою латинською літерою  $s$ ) і  $\zeta = \Omega\sqrt{\xi}$  (пряма виділена символом  $\ell$ ), де  $\xi = (1-2\nu)/[2(1-\nu)]$ ;  $\nu$  - коефіцієнт Пуассона. Прямі  $\ell$  і  $s$  визначають хвильові числа поздовжніх і зсувних хвиль, що не взаємодіють між собою.

Хвильові числа симетричних хвиль Лемба показані штриховими кривими, на які накладено відрізки суцільних кривих. Ці криволінійні відрізки виділяють частотний діапазон, в межах якого групова швидкість відповідної нормальної хвилі має найбільше значення в порівнянні з іншими модами. Графіки групових швидкостей  $\hat{v}_g = v_g/v_s$  показані в лівій півплощині рис. В.3 і рис. В.4 суцільними кривими. Штриховими кривими в лівій півплощині показані графіки фазових швидкостей  $\hat{v}_f = v_f/v_s$ . Номери нормальних хвиль, яким відповідають криві фазових і групових швидкостей показані курсивом. Групові швидкості антисиметричних хвиль Лемба мають найбільші значення, порівняно з іншими

модами, не в одному, а в декількох частотних діапазонах (ліва півплощина на рис. В.4). Це є істотною їх відмінністю від симетричних хвиль Лемба, групові швидкості яких домінують в одному частотному діапазоні. З цієї причини у правій півплощині рис. В.4 не зроблено виділення частотних діапазонів.

Легко помітити, що виділені ділянки дисперсійних кривих  $\zeta(\Omega)$  на рис. В.3, досить щільно прилягають до прямої  $\ell$ , тобто хвильові числа  $\zeta$  в межах цих ділянок незначно відрізняються від хвильового числа  $k_\ell$  поздовжньої хвилі. При цьому хвильові числа  $\alpha$  є малими, а на прямій  $\ell$  взагалі приймають нульові значення. Якщо припустити, що константи  $B$  і  $A$  в співвідношеннях (3.40) і (3.43) мають кінцеві значення в зазначеному діапазоні частот, то можна зробити висновок, що в частотному діапазоні, де симетрична хвиля Лемба домінує за значеннями групової швидкості, існують виключно поздовжні хвилі зі зміщеннями матеріальних частинок  $u_p(\rho, z) \approx -kAH_1^{(2)}(k\rho)$ . Остання наближена рівність виконується точно при  $\alpha = 0$  і при  $\zeta = \Omega\sqrt{\xi}$ . З цього факту випливає, що в цьому частотному діапазоні симетрична хвиля Лемба максимально відбирає енергію від джерела пружних збурень, якщо воно забезпечує поздовжні пульсації в області навантаження пластини зовнішніми силами. Таким чином, енергоємність і, отже, енергоперенесення, що забезпечується симетричною хвилею Лемба, яка збуджується джерелом поздовжніх зміщень, є максимальною у частотному діапазоні, де її групова швидкість стає найбільшою, порівняно з груповими швидкостями інших симетричних мод. На цю обставину звернув увагу П. Торвік в роботі [225], в якій він розглядав процес збудження хвиль Лемба в напівбезкінечній смузі, що циклічно змінюється в часі поздовжнім зусиллям.

Робочому діапазону частот пристрою контролю технічного стану металу стінок магістральних трубопроводів, який, як правило, знаходиться в межах від 1 МГц до 5 МГц, при товщині стінки  $2h=10$  мм і середньостатистичній швидкості зсувних хвиль  $v_s=3500$  м/с відповідають значення безрозмірної частоти  $\Omega=5,71f_{\text{МГц}}$ , де  $f_{\text{МГц}}$  - значення циклічної частоти в мегагерцах.

На рис. В.5 і рис. В.6 показані частотні спектри хвильових чисел (праві півплощини рисунків) хвиль Лемба, що розповсюджуються осесиметрично, які розраховані для більш широкого діапазону безрозмірних частот  $\Omega$ . Номери нормальних хвиль проставлені цифрами біля відповідних кривих. У лівих півплощинах рисунків показані графіки групових швидкостей цих хвиль. Чітко видно, що на частотах робочого діапазону пристрою контролю технічного стану металу можуть існують й існують десять - п'ятнадцять симетричних і стільки ж антисиметричних циліндричних хвиль Лемба. У цій ситуації природним чином виникає питання про те, в яких частках переноситься якими модами енергія, яка передається металевій пластині джерелом пружних збурень.

Якщо аксіальні зміщення матеріальних частинок поверхні хвилі Лемба малі або відсутні в деякому частотному діапазоні, то цю хвилю на даній частоті практично неможливо збудити в пластині зовнішніми, аксіально орієнтованими, силами, які діють на її поверхні. Та нормальна хвиля, яка на даній частоті створює інтенсивні вертикальні переміщення матеріальних частинок поверхні металевого листа, найбільш ефективно збуджується поверхневими зусиллями  $\sigma_{zz}^*$ . Таким чином, відносні рівні аксіальних зміщень на поверхні  $z=h$  є своєрідним індикатором пайової участі тієї чи іншої нормальної хвилі в процесі перенесення енергії від джерела пружних збурень у периферійні області хвилеводу.

Збудження пружних хвиль у пластині за енергетичним критерієм можна оцінити шляхом порівняння потоків потужності, які виносяться від зони навантаження різними хвилями Лемба. З цією метою був виконаний розрахунок потоків потужності, які виносяться симетричними та антисиметричними хвилями Лемба. Згідно з методикою, викладеною в монографії [21], радіальний компонент  $P_p(\omega)$  вектору потоку потужності через циліндричну поверхню довільного радіуса  $\rho = \text{const}$  визначається таким чином:

$$P_p(\omega) = \frac{i\pi\omega}{2} \rho \int_{-h}^h (\sigma_{\rho\rho} u_p^* - \sigma_{\rho\rho}^* u_p + \sigma_{\rho z} u_z^* - \sigma_{\rho z}^* u_z) dz, \quad (3.44)$$

де  $\sigma_{\rho\rho}$  і  $\sigma_{\rho z}$  - нормальні і дотичні напруження;

$u_\rho$  і  $u_z$  - радіальний і аксіальний компоненти вектора зміщення матеріальних частинок;

зірочкою позначені комплексно-спряжені величини.

При обчисленнях за формулою (3.44) було використано співвідношення [9, 37] для визначника Вронського функцій Ханкеля:

$$H_0^{(2)}(k\rho)H_1^{(1)}(k\rho) - H_0^{(1)}(k\rho)H_1^{(2)}(k\rho) = -4i/(\pi k\rho).$$

На рис. В.8 і рис. В.9 показані графіки потоків потужності, які відносять від перетворювача перші десять мод симетричних (рис. В.8) і антисиметричних (рис. В.9) хвиль Лемба.

Розрахунки потоків потужності виконувалися для п'єзоелектричного перетворювача з кераміки ЦТС 19, який знаходиться на поверхні сталевій пластині, товщина якої  $2 \cdot 10^{-2}$  м. На виході генератора електричних сигналів підтримується різниця електричних потенціалів  $U_F = 1$  В. По вертикальній осі на рис. В.8 і рис. В.9 відлічуються абсолютні значення потоків потужності в мікرواتах. По фронтальній ("фасадній") стороні горизонтальної площини на рис. В.8 і рис. В.9 відкладені значення безрозмірною частоти  $\Omega$ . При вибраних параметрах та розмірах елементів ультразвукового тракту  $\Omega = 8,28x_0$ , де  $x_0 = \omega\tau_0$  - безрозмірна частота, яка використовувалася при побудові кривих, показаних на рис. В.7. Графік потоку потужності для кожної моди побудований на окремому вертикально розташованому перерізі, основа якого розташована на горизонтальній площині рисунка. Масштаби зміни залежних ( $P_\rho$ ) і незалежних ( $\Omega$ ) змінних на всіх перерізах однакові. Номери перерізів  $n$  (рис. В.8) і  $m$  (рис. В.9), що відповідають номерам мод симетричних і антисиметричних хвиль Лемба, проставлені уздовж бічних сторін горизонтальних площин рис. В.8 і рис. В.9, і виділені жирним шрифтом.

Чітко виражені сплески рівнів виносимої потужності спостерігаються в околі частоти  $\Omega \approx 8,2$ , чому відповідає безрозмірна частота  $\omega\tau_0 \approx 1$ . На цій частоті спостерігається локальний максимум передавальної характеристики  $W(\omega, \alpha, R, \xi_{TH})$  (рис. В.7б). Цей максимум обумовлений першим радіальним резонансом п'єзокерамічного диска. Не зважаючи на те, що на частотах  $\omega\tau_0 > 1$  ( $\Omega > 8,2$ )

ультразвуковий перетворювач продовжує створювати в площині механічного контакту досить великі рівні нормальних напружень  $\sigma_{zz}^*$  (рис. В.7, б), ефективність збудження хвиль Лемба різко падає.

Це пояснюється двома причинами.

По-перше, виявляється інтегруюча дія майданчика механічного контакту – потік потужності зменшується. Це особливо помітно на графіках потоків потужності, які несуться від джерела першою симетричною і першою антисиметричною хвилями Лемба. По друге, енергоємність нормальних хвиль знижується через частотно залежну зміну їх кінематичних характеристик. В околі частот замикання (це частоти  $\Omega$ , на яких хвильові числа  $\zeta_q = 0$  і симетричні та антисиметричні вищі моди ( $q \geq 2$ ) формують значні рівні вертикальних зсувів матеріальних частинок поблизу поверхонь пластини  $z = \pm h$ . У міру збільшення частоти зміни знака напружено-деформованого стану пластини зміщення матеріальних частинок, які формуються вищими модами хвиль Лемба, все в більшій мірі локалізуються в околі серединної площини пластини. При цьому, природно, ускладнюється генерація цих хвиль зовнішніми силами, які розташовуються на поверхні пластини.

На частотах  $\Omega > 12$  статус домінуючих за рівнями переносної енергії набувають перші симетрична і антисиметрична моди Лемба. Слід підкреслити, що кінематичні, динамічні і, отже, енергетичні, характеристики цих двох хвиль стають практично ідентичними один одному в частотному діапазоні  $\Omega > 4$  (рис. В.8 і рис. В.9). Алгебраїчна сума двох перших хвиль Лемба утворює поверхневу хвилю релєєвського типу, яка за своїми характеристиками стає практично невідмінною від поверхневої хвилі Релея починаючи з частоти  $\Omega \cong 10$ .

За підсумками можна зробити висновок, що отримано аналітичні співвідношення, які дозволяють визначити амплітуди зміщень матеріальних частинок ізотропної пластини, які формуються за межами області механічного контакту симетричними та антисиметричними хвилями Лемба, що поширюються в радіальному напрямку.

Припустимо, що рух матеріальних частинок тилового акустичного навантаження у вузькому приповерхневому шарі механічного контакту з п'єзокерамічним диском можна представити наступним чином:

$$\hat{u}_z^{mn}(z^*) = C^{(4)} e^{-ik_{mn}z^*}, \quad (3.45)$$

де  $C^{(4)}$  - константа, що підлягає визначенню;

$k_{mn} = \omega \sqrt{\rho_{mn}/Y^{mn}}$  - хвильове число гармонійних коливань стиску-розтягу тилового акустичного навантаження, що примикає до мкжі області  $z^* = \alpha$ , матеріал якої має густину  $\rho_{mn}$  і модуль Юнга  $Y^{mn}$ .

Зміщення елементарних об'ємів пружного середовища п'єзокерамічного диска і тилового акустичного навантаження містить у своєму складі чотири константи, що підлягають визначенню  $C^{(1)}$ ,  $C^{(2)}$ ,  $C^{(3)}$  і  $C^{(4)}$ . Сформульовані умови утворюють чотири алгебраїчних рівняння. Ці рівняння утворюють неоднорідну систему, яка однозначно вирішується щодо шуканих констант. Визначивши константи  $C^{(1)}$ ,  $C^{(2)}$ ,  $C^{(3)}$  і  $C^{(4)}$  через вхідне збурення  $\hat{u}_z^{0nl}(z^*)$ , можна записати вирази для усереднених деформацій і після цього сформулювати співвідношення для розрахунку різниці електричних потенціалів  $U_{вих}(\omega)$  на виході приймача ультразвукових хвиль. Виконавши зазначені вище дії, приходимо до наступного результату [12, 112]:

$$U_{вих}(\omega) = \hat{u}_z^{0nl}(z^*) W^u(\omega, \Pi), \quad (3.46)$$

де  $W^u(\omega, \Pi)$  - передаточна (частотна) характеристика ультразвукового перетворювача, в режимі реєстрації хвиль Лемба, що поширюються в радіальному напрямку [12]. Розмірність функції  $W^u(\omega, \Pi)$  - вольт поділений на метр. З цієї причини функцію  $W^u(\omega, \Pi)$ , залежну від частоти  $\omega$  і набору фізико-механічних параметрів перетворювача  $\Pi$ , можна назвати чутливістю перетворювача в режимі прийому ультразвукових хвиль. Чутливість  $W^u(\omega, \Pi)$  п'єзокерамічного приймача хвиль Лемба, що поширюються в радіальному напрямку розраховується за наступною формулою враховуючи підходи, що представлені в роботах [12, 90, 5]:

$$W^u(\omega, \Pi) = -\xi_e \frac{e_{33}}{\chi_{33}^e} \left\{ 2 \frac{e_{31}\alpha}{e_{33}R} J_1(k_p R) \frac{(B_1 a_{22} - B_2 a_{12})}{(a_{11} a_{22} - a_{21} a_{12})} + \right. \\ \left. + \cos k_z \alpha - 1 + \frac{(B_2 a_{11} - B_1 a_{21})}{(a_{11} a_{22} - a_{21} a_{12})} \sin k_z \alpha \right\}. \quad (3.47)$$

У формулі (3.47) прийняті наступні позначення:

$\xi_e = i\omega C_0^e Z_H / (1 + i\omega C_0^e Z_H)$  - коефіцієнт впливу електричного навантаження  $Z_H$

перетворювача на його чутливість у режимі прийому ультразвукових хвиль;

$C_0^e$  - статична електрична ємність п'єзокерамічного диска перетворювача;

$a_{11} = -2\xi_e \beta_2 K^2 J_1(k_p R) / [(1 + K^2)(k_p R)]$ ,  $\beta_2 = e_{31} \chi_{33}^* k_p / (e_{33}^* \chi_{33}^e k_z)$ ,  $K^2 = (e_{33}^*)^2 / (c_{33} \chi_{33}^*)$  -

квадрат коефіцієнта електромеханічного зв'язку в режимі коливань по товщині

п'єзокерамічного диска;  $\beta_4 = e_{31} e_{31}^* k_p \chi_{33}^* c_{33}^E / [(e_{33}^*)^2 k_z \chi_{33}^e c_{12}]$ ;  $\beta_3 = k_p c_{11} c_{33}^E / (k_z c_{12} c_{33}^D)$

$a_{12} = \cos k_z \alpha - (1 + \beta_1 \xi_e) K^2 \sin k_z \alpha / [(1 + K^2) k_z \alpha] - i \xi_{mn} \sin k_z \alpha$ ,  $\beta_1 = e_{33} \chi_{33}^* / (e_{33}^* \chi_{33}^e)$ ,

$\xi_{mn} = \sqrt{Y^{mn} \rho_{mn}} / (c_{33}^D \rho_\partial)$  - відносний акустичний імпеданс тилового навантаження

перетворювача;  $B_1 = \sin k_z \alpha + (1 + \beta_1 \xi_e) K^2 (\cos k_z \alpha - 1) / [(1 + K^2) k_z \alpha] - i \xi_{mn} \sin k_z \alpha$ ,

$a_{21} = \beta_3 [J_0(k_p R) - (1 - k) J_1(k_p R) / (k_p R)] - 2 \xi_e (\beta_4 - \beta_2) K^2 J_1(k_p R) / [(1 + K^2)(k_p R)]$ , , ; ;

$\chi_{33}^* = \chi_{33}^e + 2e_{31}^2 / (c_{11}^E + c_{12}^E)$ ;  $\beta_5 = e_{33} e_{31}^* \chi_{33}^* c_{33}^E / [(e_{33}^*)^2 \chi_{33}^e c_{12}]$ ;  $k = c_{12} / c_{11}$ ;

$a_{22} = -1 + [1 + \xi_e (\beta_1 - \beta_5)] K^2 \sin k_z \alpha / [(1 + K^2) k_z \alpha] + i \xi_{mn} \sin k_z \alpha$ ;  $c_{11} = c_{11}^E - (c_{12}^E)^2 / c_{33}^E$ ;

$B_2 = -[1 + \xi_e (\beta_1 - \beta_5)] K^2 (\cos k_z \alpha - 1) / [(1 + K^2) k_z \alpha] - i \xi_{mn} \cos k_z \alpha$ ;  $c_{12} = c_{12}^E - (c_{12}^E)^2 / c_{33}^E$ ;

$e_{33}^* = e_{33} - 2c_{12}^E e_{31} / (c_{11}^E + c_{12}^E)$ ;  $e_{31}^* = e_{31} - e_{33} c_{12}^E / c_{33}^E$ ;

де  $\alpha$ ,  $R$  - відповідно товщина та радіус чутливого елемента;

$e_{ij}$  - компоненти тензору п'єзомодулів;

$c_{ij}^E$ ,  $c_{ij}^D$  - відповідно компоненти тензору модулів пружності при відсутності напруженості електричного поля  $E$  та електричної індукції  $D$ ;

$\chi_{ij}^{\varepsilon}$  - компоненти тензору діелектричної проникності;

$k_z$ ,  $k_p$  - відповідно хвильові числа в напрямках осей  $z$  (вісь напрямлена нормально поверхні чутливого елемента) та  $p$  (вісь лежить в площині поверхні чутливого елемента).

На рис. В.10 показані графіки модуля функції  $W^u(\omega, \Pi)$ , визначеної виразом (3.47), які розраховані у припущенні, що п'єзоелектричний диск товщиною  $\alpha = 1 \text{ мм}$  виконаний з п'єзокераміки ЦТС 19. При виконанні розрахунків було прийнято, що добротність п'єзокераміки дорівнює 100 та її значення не залежить від частоти. Електричне навантаження перетворювача представляє собою активний опір, який дорівнює 10 кОм. Радіус диска в двадцять разів перевершує його товщину. По осі ординат на рис. В.10 відкладені абсолютні значення чутливості в гігавольтах поділених на метр (ГВ/м). Цією величезною величиною не варто дивуватися оскільки зміщення матеріальних частинок поверхні металеві пластилини в рідкісних ситуаціях становлять частки нанометрів. Тому реальні зміщення матеріальних частинок формують на електричному виході приймача реальні сигнали з рівнями в одиниці мілівольт. По осі абсцис на рис. В.10 відкладаються значення безрозмірних хвильових чисел або безрозмірних частот  $k_z \alpha$ . Параметром сімейства кривих на рис. В.10 є відносний акустичний імпеданс  $\xi_{mn}$  тилового акустичного навантаження. Його значення проставлені в поле рисунка біля відповідних кривих. Числові значення функції  $|W^u(\omega, \Pi)|$  для  $\xi_{mn} = 0$  зменшені в сто разів.

Якщо не брати до уваги множинні радіальні резонанси, які особливо яскраво виявляються в області низьких частот, то з показаних на рис. В.10 графіків випливає, що зміною матеріалу тилового акустичного навантаження можна істотно впливати на форму частотної характеристики ультразвукового перетворювача. У міру зростання  $\xi_{mn}$  від нуля до одиниці відбувається зниження максимальної чутливості, але при цьому спостерігається зменшення нерівномірності частотної характеристики. Останнє можна інтерпретувати як збільшення ширини смуги робочих частот. Ті ж самі тенденції можна побачити і на рис. В.11, де показані результати розрахунків чутливості перетворювача з диском, у якого відношення



$R/\alpha=2$ . Всі інші параметри об'єкта ідентичні тим, які були використані при розрахунку кривих, які показані на рис. В.10. Числові значення чутливості при  $\xi_{mn}=0$  на рис. В.11 зменшені в десять разів. З порівняння масштабів по вертикалі рис. В.10 і рис. В.11 випливає, що максимальні значення чутливості перетворювача диском малого діаметру в кілька разів перевершують максимальні рівні чутливості перетворювача з диском великого діаметра. Це пояснюється тим, що статична електрична ємність  $C_0^e$  своїм реактивним опором на високих частотах шунтує опір навантаження  $R_n$ . Для диска малого діаметра ємність  $C_0^e$  шунтує електричне навантаження  $R_n$  в істотно меншому ступені. Якщо опір  $R_n$  буде малим, як у випадку підключення перетворювача до довгого коаксіального кабелю, відмінності в чутливості, зумовлені різними діаметрами дисків, будуть практично непомітними.

Як правило, тилове акустичне навантаження виконується з епоксидних смол які наповнюються порошками важких металів [114]. При цьому відносний акустичний імпеданс тилового акустичного навантаження рідко перевищує значення 0,3...0,4. На рис. В.12 показані графіки модуля чутливості для диска завтовшки  $\alpha=1$  мм з п'єзокераміки ЦТС - 19 зі стандартним, якщо так можна сказати значенням відносного акустичного імпедансу  $\xi_{mn} = 0,25$ . Змінними параметрами сімейства кривих на рис. В.12 є значення електричного навантаження  $R_n$  перетворювача, яке змінюється від 100 кОм до 100 Ом. Чітко видно, що збільшенням значення  $R_n$  можна істотно впливати на рівень чутливості перетворювача в області низьких частот.

У випадку підключення перетворювача до довгого коаксіального кабелю реалізується режим низькоомного електричного навантаження. На рис. В.13 показана можливість управління частотною характеристикою перетворювача, який навантажений на опір  $R_n=100$  Ом, шляхом зміни матеріалу тилового акустичного навантаження. Максимальна ширина смуги частот, перетворювача досягається при  $\xi_{mn} \approx 1$ . Такі відносні акустичні імпеданси мають тилові акустичні навантаження, виконані зі срібла або латуні. Очевидно, що тилове акустичне навантаження ультразвукових перетворювачів для дефектологічних досліджень необхідно

виготовляти з латуні. Остання тягне за собою радикальну перебудову технології виготовлення п'єзоелектричних перетворювачів для ультразвукової дефектоскопії.

На рис. В.14 наведено графіки модуля чутливості перетворювача. Для сталі з параметрами  $\rho_{cm} = 7,81 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$  та  $G_{cm} = 79 \text{ ГПа}$  швидкість зсувних хвиль  $v_S = 3180 \text{ м/с}$ , а швидкість  $v_R = 0,927 v_S$ . З наведених на рис. В.14 даних випливає, що говорити про будь-яку ширину смуги робочих частот перетворювача можна лише в тому випадку, коли виконується наближено рівність  $R/\alpha \approx 1$ . При  $R/\alpha > 1$  частотна характеристика перетворювача стає багатопелюстковою, що, природно, виявляється суттєвими спотвореннями форми імпульсних електричних сигналів на виході п'єзоелектричного перетворювача.

Таким чином, для створення широкосмугових ультразвукових перетворювачів, які в режимі прийому мінімально спотворюють форму реєстрованого ультразвукового імпульсу, необхідно прагнути до мінімально можливого розміру майданчика механічного контакту.

### **3.2 Математична модель розподілу ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в стінці магістрального трубопроводу в часовій та частотній областях**

Побудуємо модель поширення нульових мод хвиль Лемба з використанням методу кінцевих елементів [68]. Як об'єкт досліджень вибираємо прямокутну пластину довжиною 100 мм та товщиною 1 мм. Для врахування пружних властивостей більшої кількості марок трубних сталей (наприклад Х 60) приймемо, що механічні властивості пластини є ортотропними, тобто константи жорсткості відрізнятимуться у напрямках довжини та ширини пластини. Механічні властивості по товщині пластини вважатимемо однаковими. Моделювання пластини розглядатимемо у двовимірному просторі, припустивши, що ширина пластини є набагато більшою аніж інші геометричні її розміри, що не буде впливати на

параметри поширення хвиль Лемба. Метод обчислення параметрів поширення хвиль в пластині із ортотропними властивостями можна буде використати для їх аналізу при поширенні у трубах.

Для побудови моделі поширення пружних коливань в досліджуваному об'єкті застосуємо математичний опис хвильових процесів. Основним рівнянням, що описує взаємозв'язок між прикладеними зусиллями до пружного тіла та деформаціями, є закон Гука:

$$\sigma_i = C_{kl} \varepsilon_i, \quad i, k, l = 1 \dots 6, \quad (3.48)$$

де  $\sigma_i$  – компоненти матриці напруження;

$C_{kl}$  – компоненти матриці констант жорсткості;

$\varepsilon_i$  – компоненти матриці деформації;

Компоненти (3.48) із індексами 1, 2 та 3 відносяться до нормальних напружень та деформацій, більші значення індексу відповідають зсувним деформаціям.

Використовуючи другий закон Ньютона та збереження маси в будь-якому пружному тілі, можна отримати рівняння Ейлера для математичного опису коливань елементарного об'єма  $u$  [14]:

$$\rho \cdot \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}, \quad i, j = 1, 2, 3, \quad (3.49)$$

де  $x_i$  – координати;

$\rho$  – густина пружного середовища;

$t$  – час;

Враховуючи (3.48) запишемо (3.49) так:

$$C_{kl} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k \partial x_l} = \rho \cdot \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2}. \quad (3.50)$$

Моделювання проводиться у двовимірному просторі, плоска хвиля Лемба, що утворюється нормальним стиском та зсувом (рис. 3.1), (3.50), матиме такий вигляд [166]:

$$\begin{aligned} \rho \cdot \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} &= c_{11} \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1^2} + c_{12} \frac{\partial^2 u_2}{\partial x_1 \partial x_2} + c_{66} \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_2^2} + c_{66} \frac{\partial^2 u_2}{\partial x_1 \partial x_2}, \\ \rho \cdot \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} &= c_{22} \frac{\partial^2 u_2}{\partial x_2^2} + c_{12} \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1 \partial x_2} + c_{66} \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1 \partial x_2} + c_{66} \frac{\partial^2 u_2}{\partial x_1^2}. \end{aligned} \quad (3.51)$$

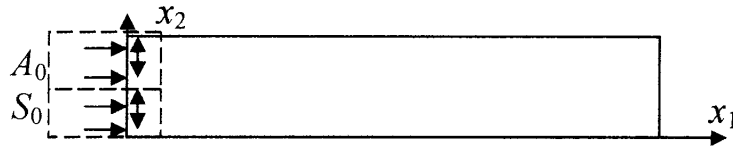


Рис. 3.1 – Геометрична побудова моделі поширення хвиль Лемба:

$A_0, S_0$  – відповідно антисиметрична та симетрична моди хвиль Лемба, що коливаються у напрямках  $x_1$  та  $x_2$

Рівняння (3.51) складно моделювати оскільки поширення хвилі здійснюється у часовому діапазоні а зміна зміщення елементарного об'єму  $u$ , в свою чергу, також залежить від часу. У часовій області складно моделювати загасання амплітуди хвилі, оскільки її значення залежить від частоти хвилі.

Більш раціональним підходом до моделювання поширення пружних коливань є використання як незалежної змінної частоти хвилі. В цьому випадку змінні, що залежать від часу необхідно перетворити у змінні, що залежні від частоти за допомогою прямого перетворення Фур'є:

$$u(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} u(t) \cdot e^{-i\omega t} dt, \quad (3.52)$$

Враховуючи (3.52), рівняння (3.51) матиме такий вигляд [166, 68]:

$$\begin{aligned} -\rho \cdot \omega^2 \cdot u_1 &= c_{11} \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1^2} + c_{12} \frac{\partial^2 u_2}{\partial x_1 \partial x_2} + c_{66} \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_2^2} + c_{66} \frac{\partial^2 u_2}{\partial x_1 \partial x_2}, \\ -\rho \cdot \omega^2 \cdot u_2 &= c_{22} \frac{\partial^2 u_2}{\partial x_2^2} + c_{12} \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1 \partial x_2} + c_{66} \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1 \partial x_2} + c_{66} \frac{\partial^2 u_2}{\partial x_1^2}, \end{aligned} \quad (3.53)$$

де  $\mathbf{u} = \{u_1, u_2\}$  – перетворення Фур'є зміщення елементарного об'єму;

$\hat{c}_{ij} = \text{Re}(\hat{c}_{ij}) + j \text{Im}(\hat{c}_{ij})$  - комплексне число, дійсна частина якого відповідає константі жорсткості пружного середовища, а уявна частина відповідає загасанню амплітуди.

Рівняння руху хвилі в пружному просторі (3.53) приведемо до параметрів коду кінцевих елементів, що має такий вигляд [27, 166]:

$$\nabla \cdot (\mathbf{c} \nabla \mathbf{u}) - \mathbf{a} \mathbf{u} = 0, \quad (3.54)$$

де  $\nabla = \left( \frac{\partial}{\partial x_1}, \frac{\partial}{\partial x_2} \right)$  - градієнт,

$$c_{11} = \begin{pmatrix} C_{11} & 0 \\ 0 & C_{66} \end{pmatrix}, \quad c_{12} = \begin{pmatrix} 0 & C_{12} \\ C_{66} & 0 \end{pmatrix}, \quad c_{21} = \begin{pmatrix} 0 & C_{66} \\ C_{12} & 0 \end{pmatrix}, \quad c_{22} = \begin{pmatrix} C_{66} & 0 \\ 0 & C_{22} \end{pmatrix},$$

$C_{ij}$  - комплексне число визначене в (3.53),

$$\mathbf{a} = \begin{pmatrix} -\rho\omega^2 & 0 \\ 0 & -\rho\omega^2 \end{pmatrix},$$

$$\nabla \cdot (\mathbf{c} \nabla \mathbf{u}) = \frac{\partial}{\partial x_1} \left( \mathbf{c} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x_1} \right) + \frac{\partial}{\partial x_2} \left( \mathbf{c} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x_2} \right).$$

Прирівнюючи (3.54) до (3.53), можна побачити, що коефіцієнти матриці жорсткості  $c_{kl}$  залишаються без змін, вони точно відповідають місцеположенню у (3.54). Матриця  $\mathbf{a}$  у (3.54) повинна складатись із компонентів лівої частини (3.53).

Після зв'язку коду програмного забезпечення реалізації кінцевих елементів із (3.53), необхідно провести процедуру визначення граничних умов та створити необхідну сітку у побудованій геометрії. Граничні умови задамо у вигляді рівняння Неймана [195, 27]:

$$n_i \cdot (C_{ij} \nabla u_i + \alpha_{ij} u_i - \gamma_{ij}) + q_{ij} u_i = g_i, \quad (3.55)$$

де  $n_i$  - елементи вектору нормалі до границь розділу пружного середовища;

$\alpha_{ij}, \gamma_{ij}, q_{ij}, g_i$  - елементи матриць коефіцієнтів рівняння Неймана.

У випадку моделювання поширення симетричної та антисиметричної мод хвиль Лемба у пластині елементи матриць  $\alpha_{ij}$  та  $\gamma_{ij}$  у (3.55) дорівнюватимуть нулю, оскільки ці множники входять у (3.55) для опису інших фізичних процесів, що

реалізовані у пакеті кінцевих елементів COMSOL, і не відповідають загальному рівнянню опису поширення хвилі [27]. Не нульові елементи матриць  $q_{ij}$  будуть присутніми на всіх границях розділу середовища, оскільки вони визначають, що хвиля може поширюватись у їх околі. Елементи вектору  $g_i$  будуть визначені на лівій границі розділу середовищ, оскільки вона вказує на джерело коливань. На всіх інших границях розділу  $g_i$  дорівнюватимуть нулю. Вказані граничні умови є достатніми для проведення моделювання поширення хвиль Лемба в пластині із певними геометричними розмірами.

Для моделювання загасання хвилі при поширенні вздовж пластини необхідно побудувати рівняння, що описуватиме збільшення уявної частини  $C_{ij}$  із збільшенням координати  $x$ . Фізичний зміст збільшення величини уявної частини  $C_{ij}$  визначає зменшення коливної енергії симетричної та асиметричної мод хвиль Лемба. Рівняння загасання хвилі має бути побудоване за експериментальними дослідженнями, оскільки математичний опис процесу загасання амплітуди хвилі не враховує неоднорідностей, що є присутніми у всіх реальних матеріалах, зокрема сталі:

$$\text{Im}(c_{ij}) = \left( \frac{A_1 - A_0}{x_0^2} - \frac{b}{x_0} \right) x^2 + bx + A_0, \quad (3.56)$$

де  $A_0, A_1$  – відповідно значення амплітуди моди хвилі Лемба визначені у точках  $x_0$  та  $x_1$ ;

$x$  – вісь напрямку поширення хвиль Лемба;

$$b = \frac{x_2^2(A_2 - A_0) - x_1^2(A_1 - A_0)}{x_1^2 x_2 - x_2^2 x_1} - \text{коефіцієнт};$$

$A_2$  – значення амплітуди моди хвилі Лемба визначені у точці  $x_2$ .

Для практичного використання (3.56) необхідно в лабораторних умовах визначити амплітуди симетричної та антисиметричної мод хвиль Лемба відповідно у двох точках  $x_1$  та  $x_2$  пластини, вважаючи, що амплітуда у точці  $x_0$  відповідає хвилі без загасання.

Математичний опис поширення мод хвиль Лемба (3.52)-(3.56) є достатнім для створення моделі методом кінцевих елементів. Першим кроком створення такої

моделі поряд із побудовою форми середовища поширення хвиль є розбиття середовища поширення на кінцеві елементи.

Створення сітки досліджуваної геометричної фігури, що визначає пружне середовище поширення хвилі, повинно проводитись із дотриманням умови оптимальності використання обчислювальних ресурсів, оскільки розбиття на кінцеві елементи з великим кроком дискретизації не дасть в результаті проведених обчислень необхідної точності та сходження результатів. З іншої сторони, занадто малий крок розбиття на кінцеві елементи побудованої геометричної фігури значно підвищить об'єм проведених обчислень та вимоги до ресурсу комп'ютера, що в свою чергу обмежить використання методу тільки до простих геометричних фігур. Визначення оптимального розміру кінцевих елементів проводиться шляхом кількох обчислень із перевіркою сходження результатів. Одним із оптимальних варіантів максимального розміру кінцевих елементів є такий [143]:

$$\Delta x \leq \frac{\lambda_{\min}}{7}, \quad (3.57)$$

де  $\Delta x$  – максимальний розмір кінцевого елемента,

$\lambda_{\min}$  – мінімальна довжина хвилі.

Мінімальний розмір хвилі необхідно вибирати із фізичних вимог до поширення симетричної та антисиметричної мод хвиль Лемба [143]:

$$h \leq \frac{\lambda_{\min}}{2\pi}, \quad (3.58)$$

де  $h$  – висота пружного середовища у якому поширюються хвилі Лемба.

Розбиття геометрії середовища поширення симетричної та антисиметричної мод хвиль Лемба на сітку кінцевих елементів прямокутної форми представлено на рис. 3.2.

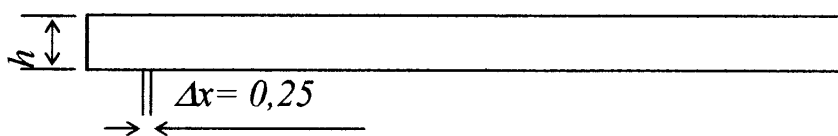


Рис. 3.2 – Сітка кінцевих елементів

В результаті проведених обчислень, отримано числові значення параметрів поширення нульових мод симетричної та антисиметричної мод хвиль Лемба у двох вимірному середовищі, рис. 3.3. Результати представлені у вигляді поверхневого зображення розподілу амплітуд коливань змодельованих мод у частотному діапазоні при  $\omega = 2\pi \cdot 1,02 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$ . З рисунка видно, що моди  $u_1$  та  $u_2$  мають різний характер розподілу по товщині пластини і зміщення елементарного об'єму відбувається із зсувом фази.

Оскільки одночасно поширюються дві моди (симетрична  $u_1$  та антисиметрична  $u_2$ ) то подальша обробка повинна буди поділена на дві частини.

Для отримання параметрів поширення хвилі із змодельованих результатів необхідно обчислити зворотне перетворення Фур'є для однієї точки досліджуваного пружного середовища. Для нашого моделювання вибрано точку з координатами (0.025; 0). Отримані числові дані передаються в математичний пакет для подальшої обробки, рис. Г.3. Як можна побачити із рис. Г.3, результатом зворотного перетворення Фур'є є дві хвилі.

Аналізуючи отримані внаслідок моделювання кінцевими елементами форми хвиль Лемба, рис. Г.3, можна побачити присутності збурень як в початку і в кінці часової шкали. Такий результат отриманий внаслідок застосування алгоритму Фур'є до обмеженого в часі сигналу хвилі Лемба.

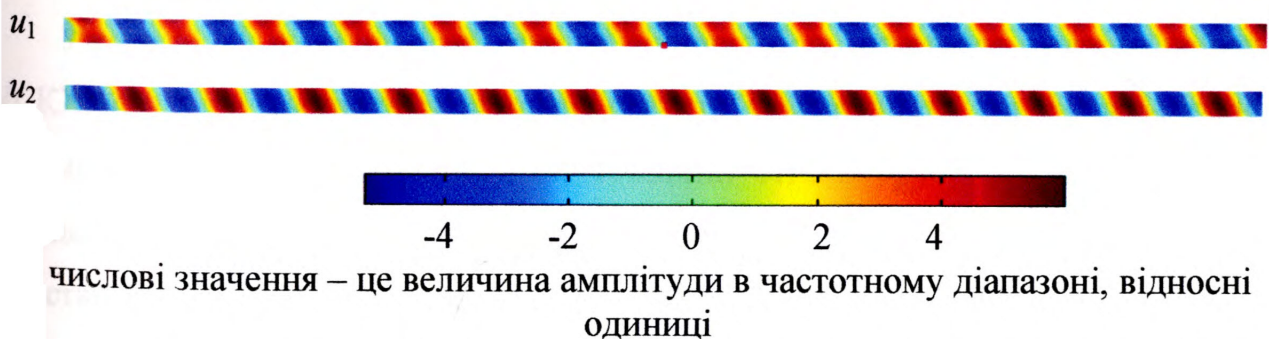


Рис. 3.3 – Моделювання поширення пластинчастої хвилі в ортотропному пружному середовищі:

$u_1$ ,  $u_2$  – відповідно симетрична та асиметрична моди хвиль Лемба

В результаті проведення розрахунків можна відмітити, що підхід моделювання хвильових властивостей спрямованих хвиль в частотній області має переваги при



швидкості обчислення та визначенні спектральних параметрів. Це пояснюється тим, що реалізований алгоритм в програмі скінченних елементів дозволяє регулювати величину кроку приросту частоти.

Розглянемо підхід до опису хвильових властивостей ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль, що поширюються по околу труби.

Спільними параметрами моделі із поширення спрямованих хвиль є пружні властивості матеріалу стінки труби. Це дозволяє залишити без змін рівняння, що опису хвильові властивості у диференційній формі. Другою спільною ознакою є початкові умови щодо розв'язку диференційних рівнянь. Відмінними параметрами моделі опису властивостей УСКХ є граничні умови та відповідно форма середовища поширення, що задається цими умовами.

Форма середовища поширення УСКХ задається розподілом ненульових значень густини та констант матриці жорсткості у Декартовій системі координат так:

$$\begin{cases} \rho(x_1, x_2) = \rho_{cm}, & r_1 \leq CR(x_1, x_2) \leq r_2, \\ \rho(x_1, x_2) = 0, & r_2 < CR(x_1, x_2) < r_1, \\ C_{ij}(x_1, x_2) = C_{ijcm}, & r_1 \leq CR(x_1, x_2) \leq r_2, \\ C_{ij}(x_1, x_2) = 0, & r_2 < CR(x_1, x_2) < r_1, \end{cases} \quad (3.59)$$

де  $CR(x_1, x_2) = \sqrt{x_1^2 + x_2^2}$  - функціонал визначення профілю стінки труби;

$r_1, r_2$  - відповідно внутрішній та зовнішній радіуси труби.

Умова (3.59) повністю забезпечує відповідність основним ознакам поширення УСКХ, оскільки хвильові параметри ставить у залежність від фізико-механічних параметрів середовища поширення, товщини стінки труби та радіусу кривизни. Товщина стінки труби визначається ненульовими значеннями густини та констант жорсткості середовища поширення хвиль. Радіус кривизни визначається функціоналом  $CR$ .

Для визначення переміщень елементарного об'єму необхідно задавати тільки граничні умови, оскільки отримання розв'язку для них передбачається в тому місці середовища де є ненульові значення густини та жорсткості. Граничні умови для ультразвукових хвиль на внутрішній та зовнішній границях стінки труби будуть вільними:

$$\begin{cases} u_i|_{CR=r_1} \Rightarrow n_i \cdot (C_{ij} \nabla u_i) - \rho \cdot \omega \cdot u_i = 0, \\ u_i|_{CR=r_2} \Rightarrow n_i \cdot (C_{ij} \nabla u_i) - \rho \cdot \omega \cdot u_i = 0, \end{cases} \quad (3.60)$$

де  $CR = r_1 -$ ,  $CR = r_1 +$  - відповідно координата середовища на границі розділу метал-повітря за межами стінки труби та в стінці.

Граничні умови у місці генерування хвилі визначатимуться умовами Неймана із (3.55):

$$n_i \cdot (C_{ij} \nabla u_i) - \rho \cdot \omega \cdot u_i = g, \quad (3.61)$$

Для збільшення швидкості обчислення та зменшення ресурсів, наприклад, розміру виділеної оперативної пам'яті комп'ютера розглядатимемо сегмент стінки труби визначений сектором  $\theta_1$  радіан. З метою уникнення впливу нового розділу середовища метал-повітря на поширення УСКХ забезпечимо такі граничні умови:

$$u_i|_{\theta=\theta_1} \Rightarrow n_i \cdot (C_{ij} \nabla u_i) + \rho \cdot \omega \cdot u_i = 0. \quad (3.62)$$

Розглянуті граничні умови є необхідним та достатнім набором рівнянь для проведення розрахунку методом скінченних елементів поширення УСКХ в стінці труби.

### **3.3 Результати обчислення параметрів розподілу ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в стінці магістрального трубопроводу**

Обчислення поширення УСКХ проведемо для трубопроводу діаметром 273 мм та товщиною стінки 16 мм. Як матеріал стінки труби виберемо середні значення пружності, що характерні для трубних сталей (табл. 3.1).

Величини фізико-механічних параметрів сталі магістрального трубопроводу

Фізико-механічний параметр сталі	Значення
Густина, кг / м <sup>3</sup>	7850
Модуль Юнга, Па	210·10 <sup>9</sup>
Коефіцієнт Пуассона	0.3
Коефіцієнт жорсткості C <sub>11</sub> , Па	283·10 <sup>9</sup>
Коефіцієнт жорсткості C <sub>12</sub> , Па	121·10 <sup>9</sup>
Коефіцієнт жорсткості C <sub>22</sub> , Па	283·10 <sup>9</sup>
Коефіцієнт жорсткості C <sub>44</sub> , Па	81·10 <sup>9</sup>
Швидкість ультразвукової поздовжньої хвилі, м/с	6000
Швидкість ультразвукової поперечної хвилі, м/с	3207

Збуджуючий імпульс первинного перетворювача  $A$  апроксимувався поліномом 4-го степеня так:

$$A(\omega) = 2.393 \cdot 10^{-22} \omega^4 - 9.567 \cdot 10^{-16} \omega^3 + 1.39 \cdot 10^{-9} \omega^2 - 8.667 \cdot 10^{-4} \omega + 196.4. \quad (3.63)$$

З метою збільшення ефективності проведення обчислення збуджуючий імпульс обчислювався дискретно, як результат хвиля генерування у частотній області складалась із 21-го значення, (рис. Г.4, рис. Г.20).

Збуджуючий імпульс відповідає за формою типовому ультразвуковому первинному перетворювачу. У первинного перетворювача після надходження електричного імпульсу на поверхню чутливого елемента вимушені коливання доходять до максимальної амплітуди не відразу, а поступово, через кілька періодів, в силу інерційних процесів в його механічній частині.

Математичне значення збуджуючого імпульсу можна отримати з аналізу однієї з важливих властивостей перетворення Фур'є, яка полягає в тому, що згортка сигналу в одній області дорівнює множенню в другій області [220]. У випадку генерування ультразвукової хвилі сигнал в часовій області описувався як множення двох синусоїд. Частота першої синусоїди дорівнює робочій частоті ультразвукового

перетворювача, а частота другої синусоїди є в 10-ть разів більшою. Фактично, в математичній моделі обчислюється два окремих сигнали із різною частотою. Якщо розглядати поширення УСКХ як створення власних частот стінки труби, ми отримуємо ряд окремих дискретних коливань, відносна амплітуда яких залежатиме від того, наскільки близько один із сигналів в частотній області є біля відповідного власного коливання. В залежності від діаграми направленості ультразвукового перетворювача можна отримувати дві ділянки на частотній осі де генеруватимуться окремі моди. Це може бути важливо для товстостінних труб, при яких розподіл поля по товщині стінки труби для двох груп мод УСКХ відрізнятиметься в такий спосіб, щоб перекривати різні ділянки. Це дозволить збільшити інформативність луно-імпульсів цих мод. При цьому необхідно враховувати, що генерування мод більшої частоти вимагає і відповідно більшої енергії збуджуючого імпульсу. Для аналізу УСКХ мод вищих частот їх можна розглядати як мультиплексований сигнал в частотній області де в якості несучого буде сигнал основної частоти первинного перетворювача.

Першими були проведені розрахунки поширення УСКХ в області нижчих ультразвукових частот, (рис. Г.5, рис. Г.21), з метою збільшення наочності зображення їх хвильових властивостей. Результати розрахунків показують нерівномірний розподіл енергії хвилі по товщині стінки труби. Для моди  $u_1$  максимуми амплітуди на першій ділянці шляху проходження сконцентровані на двох краях. Це відповідає поширенню антисиметричної спрямованої ультразвукової хвилі. Проте на другій ділянці ця мода перерозподіляє свою енергію в середину стінки і далі по всій товщині. Мода  $u_2$  починає поширюватись аналогічно симетричній моді спрямованої хвилі, але в кінці представленого сегменту перерізу труби також перерозподіляє енергію коливань.

Перерозподіл хвильової енергії по товщині стінки не властивий спрямованим ультразвуковим хвилям, тому можна стверджувати, що він викликаний кривизною середовища поширення.

З точки зору неруйнівного контролю нерівномірний розподіл хвильового поля УСКХ по товщині стінки труби створює необхідність одночасного генерування двох

хвиль. Це дозволить, наприклад, збільшити достовірність виявлення неоднорідностей тощо.

З приведених розрахунків чисельного моделювання поширення УСКХ видно, що дві хвилі генеруються на одній частоті. Це дозволяє реалізувати їх одночасне генерування первинним перетворювачем. Єдиною вимогою до таких перетворювачів має бути достатня ширина спектру згенерованого сигналу на механічній частині чутливого елемента, оскільки на дисперсній кривій дві розглянуті типи мод є завжди один біля одного.

Для подальшого аналізу хвильових параметрів УСКХ, що реєструються первинним перетворювачем розраховано спектр сигналу в довільно вибраній точці на поверхні труби (рис. 3.4, рис. Г.22). З приведених кривих видно, що у вибраній точці труби є яскраво виражена тільки одна хвиля, що має дві частоти відповідно до способу її генерування. Присутність другої хвилі є незначна оскільки точка спостереження попала у мінімум її амплітуди.

Для оцінки форми двох хвиль проведено зворотне перетворення Фур'є спектру УСКХ (рис. Г.6). Як видно із представлених кривих більша частота моди  $u_1$  не значно спотворює форму сигналу. Присутність другої моди  $u_2$  виражена у високочастотній складовій хвилі амплітуда якої змінюється з часом.

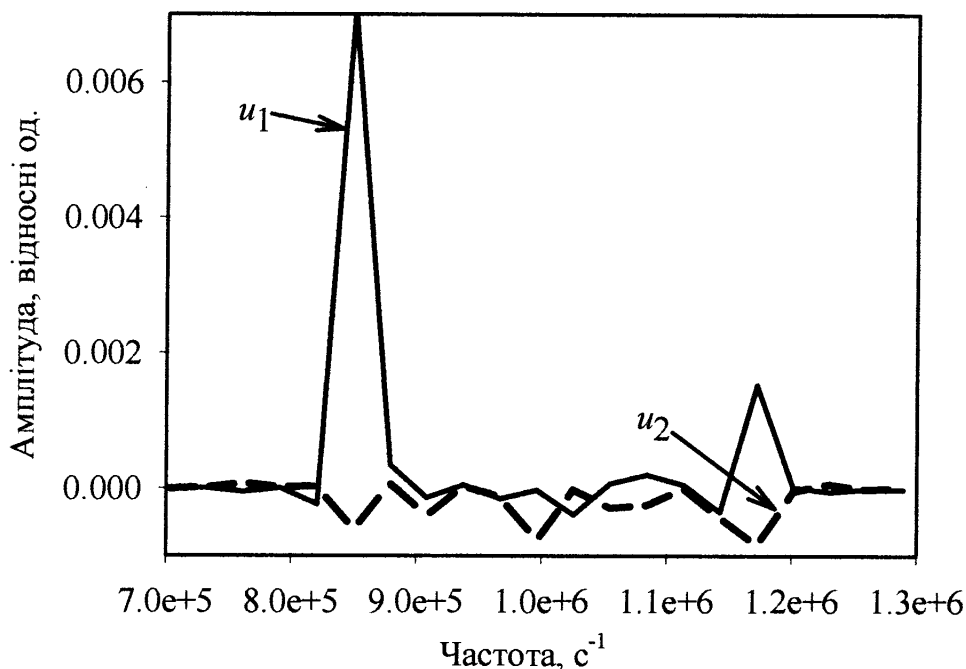


Рис. 3.4 – Спектр сигналу УСКХ на поверхні труби на віддалі  $\pi/2$  по околу труби діаметром 720 мм від місця генерування

Реальний сигнал, отриманий первинним перетворювачем протягом певного періоду часу містить окремі періодичні коливання, проте розглянутий цілісно не може бути періодичним. Тому представлення сукупно різних частот УСКХ, які можуть поширюватись із різними швидкостями, на часовій шкалі у періодичній формі повинно бути лише для оцінки відносних впливів від суперпозиції хвиль.

Зворотне перетворення Фур'є здійснювалось 1024 вибірками з метою більш чіткої роздільної здатності сигналу.

Для оцінки форми моди  $u_2$  та порівняння із  $u_1$  було розраховано спектр сигналу УСКХ всередині стінки труби (рис. Г.1, рис. Г.2, рис. Г.14 – рис. Г.19, рис. Г.23). З представлених кривих видно, що спектри двох мод міняються місцями у порівнянні із формою хвилі на поверхні.

Для більш повного розуміння властивостей УСКХ було проведено обчислення форми фронту двох хвиль  $u_1$  та  $u_2$  (рис. Г.7, рис. Г.24). Розподіл амплітуд УСКХ по товщині стінки та форма фронту є важливими при оцінці луно-імпульсу від дефекту, можливості виявлення окремих типів неоднорідностей тощо. Для хвилі  $u_2$  фронт має більш рівномірно розподілену по товщині стінки амплітуду. Можна вважати її плоскою хвилею для якої існує математичний опис. Це твердження не стосується хвилі  $u_1$ , у якої є значне відхилення значень амплітуди по товщині стінки. Хвилю  $u_1$  не можна вважати плоскою без додаткових умов, оскільки такий перепад амплітуди по товщині свідчить про нелінійне поширення пружних коливань по відношенню до напрямку визначеного дотичною до поверхні стінки труби в точці спостереження. Виходячи із обчисленого розподілу амплітуд УСКХ хвиль, рис. Г.5, можна стверджувати, що фронт цих хвиль не є однаковий на протязі всього шляху їх поширення, а змінюється в такий спосіб, що форма фронтів через певний відрізок шляху міняються з  $u_1$  на  $u_2$ .

Порівняємо зміну у розподілі амплітуд УСКХ по товщині стінки при максимальному значенні амплітуди як функції частоти (рис. Г.12) із розподілом в кінці спектру (рис. Г.5). При максимальному значенні амплітуди як функції частоти:

- видно більш рівномірний розподіл величини коливань по товщині стінки;
- мода має більш рівномірний розподіл по товщині;
- менша різниця між хвилями  $u_1$  та  $u_2$  по всьому шляху поширення.

В результаті аналізу видно, що на максимальній амплітуді в частотній шкалі більш ефективно розробляти методи неруйнівного контролю пружних властивостей металу стінки магістральних трубопроводів, оскільки реєстрований приймальним перетворювачем сигнал такої хвилі буде містити більш достовірну інформацію по всій товщині стінки.

### **3.4 Модель загасання амплітуди при поширенні ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в стінках магістральних трубопроводів**

#### **3.4.1 Загасання амплітуди при поширенні однієї ультразвукової спрямованої кільцевої моди у стінці магістрального трубопроводу**

Для визначення ефективної ділянки контролю по околу стінки магістральних трубопроводів необхідно отримати інформацію про характер загасання амплітуди спрямованих кільцевих хвиль, обчислити основні тенденції, тренди, форму кривих загасання УСКХ.

Рівень згасання амплітуди будь-якої ультразвукової хвилі залежить від ряду чинників, зокрема вхідного імпедансу, текстури сталі, шорсткості поверхні, частоти, форми фронту хвилі тощо [78]. Для повного врахування всіх чинників, що впливають на загасання амплітуди необхідно проводити окремі ґрунтовні дослідження. Обмежимо розглядом математичного опису кривої загасання, що базується на теорії власних коливань системи, за допомогою якої описується поширення УСКХ. Отриманий математичний опис процесу загасання, поряд із описом форми кривої дасть і фізичне обґрунтування коефіцієнтам, що визначатимуть зміну амплітуди коливання при поширенні УСКХ.

Запишемо рівняння руху елементарного об'єму пружного середовища для однієї ступені свободи [40]:

$$m \cdot u'' + r \cdot u' + s \cdot u = \Psi(t), \quad (3.64)$$

де  $m$  – маса елементарного об'єму середовища,

$r$  – постійна опору коливань,

$s$  – коефіцієнт пружності,

$\Psi(t)$  – зовнішнє зусилля.

Рівняння (3.64) визначає поведінку середовища збуреного зовнішнім зусиллям, що на початку виходить від первинного перетворювача, а потім передається від збуреного елементарного об'єму до незбуреного. Початкові умови для (3.64) можуть бути довільними, оскільки  $m$ ,  $r$  та  $s$  залишаються постійними. На практиці це означає, що координата зміщення не може бути занадто великою, оскільки в тому випадку не буде дотримано зони пружності металу і результати теоретичних обчислень будуть відрізнятися від дійсності [78]. У випадку розходження результатів потрібно мати на увазі не те, що (3.64) є неправильним, а що представлене рівняння є занадто простим і не враховує всіх явищ. Для випадку загасання амплітуди обмежимося нульовими початковими умовами.

При розгляді поширення УСКХ вважатимемо, що до стінки труби вже приклали зовнішню силу після чого об'єкт залишається в стані рівноваги. В цьому випадку розглянемо (3.64) при  $\Psi(t) = 0$ , а відхилення та швидкість елементарного об'єму  $u$  матимуть ненульове значення.

Вирішення такого типу диференційного рівняння знаходиться за допомогою перетворення Лапласа так:

$$u = Ae^{\lambda_1 t} + Be^{\lambda_2 t}, \quad (3.65)$$

де  $\lambda_1, \lambda_2$  – шукані корені;

$A, B$  – амплітуди зміщень елементарного об'єму.

Рівняння (3.65) відповідає гармонійному закону поширення коливань. Корені  $\lambda_1, \lambda_2$  запишемо так [40]:

$$\lambda_1 = -\Delta + i\sqrt{n^2 - \Delta^2}, \quad \lambda_2 = -\Delta - i\sqrt{n^2 - \Delta^2}, \quad \Delta = \frac{r}{2m}, \quad n^2 = \frac{s}{m}. \quad (3.66)$$

Враховуючи (3.66) та (3.65) запишемо вирази для переміщення та коливальної швидкості [40]:



$$\begin{aligned}
 u &= e^{-\Delta t} \left( A e^{i\sqrt{n^2 - \Delta^2} t} + B e^{-i\sqrt{n^2 - \Delta^2} t} \right) = A_s e^{-\Delta t} \sin\left(\sqrt{n^2 - \Delta^2} t + \varphi\right), \\
 u' &= n A e^{-\Delta t} \cos\left(\sqrt{n^2 - \Delta^2} t + \varphi + \varepsilon\right), \quad \varepsilon = \operatorname{tg}^{-1} \frac{\Delta}{\sqrt{n^2 - \Delta^2}},
 \end{aligned}
 \tag{3.67}$$

де  $A_s$  – амплітуда коливань є функцією амплітуд  $A$  та  $B$ ,

$\varphi$  - фаза зміщень коливань.

Змінні  $A_s$  та  $\varphi$  визначаються із початкових умов.

З аналізу (3.67) видно, що форма хвилі УСКХ є загасаючою в часі синусоїдою. Рівень зменшення амплітуди описує змінна  $\Delta$ , яка називатиметься показником загасання. Показник загасання залежить від відношення постійної опору коливань до маси елементарного об'єму. Оскільки маса деякого об'єму середовища не може безпосередньо впливати на зменшення енергії коливань, то розсіювання енергії описується константою  $r$ :

$$E_r = r u'' , \tag{3.68}$$

де  $E_r$  – розсіяна енергія коливань.

Якщо середовищі не було б розсіювання енергії, частота коливань  $f_0$  мала б дорівнювати  $n/2\pi$  [40]. Це частота, при якій середовище намагається коливатись, якщо його збудити зовнішнім зусиллям і називається власними коливаннями. Звідси випливає, частота коливань залежить від маси елементарного об'єму та коефіцієнта пружності. Внаслідок процесу загасання амплітуди чи розсіювання енергії власна частота коливань  $f_{0\Delta}$  зменшується так:

$$f_{0\Delta} = \sqrt{n^2 - \Delta^2} / 2\pi . \tag{3.69}$$

Із (3.69) можна зробити висновок, що при значній деградації сталі стінок магістральних трубопроводів загасання амплітуди збільшується та частота коливання елементарного об'єму середовища зсувається при незмінній частоті зовнішнього зусилля. Тому для забезпечення необхідних параметрів генерування ультразвукової спрямованої хвилі необхідно правильно вибрати первинний давач за такими параметрами як діаграма направленості та ширина смуги робочої частоти.

Очевидно, що константа опору коливань має складну структуру. Розглянемо більш детально її складові. При поширенні ультразвукових спрямованих хвиль частина енергії коливань розсіюється через внутрішнє тертя, неідеальну пружність середовища, нерівномірностями на мікро- та макрорівнях, мікрровключеннями (рис. Г.8) [226]. Нерівномірності та мікрровключення вносять замітний вплив тільки при співрозмірному їх геометричному розмірі із довжиною хвилі, при менших розмірах хвилі огинають нерівномірності без перерозподілу коливної енергії. Величина загасання амплітуди прямо пропорційна геометричному розміру неоднорідності в кубі, і починає проявлятися при  $1/10$  довжини хвилі. Як результат наявності неоднорідностей, утворюється значна кількість відбиттів, що утворюють псевдо хвилю. Така псевдо хвиля створює завади несучій хвилі і може повністю її поглинути при наявності відповідної кількості неоднорідностей. Особливо значна вираженість завад спостерігається у анізотропних матеріалах. Таке джерело розсіювання є спільним для всіх ультразвукових хвиль опишемо його константою  $r_{вн}$ .

Оскільки константа  $r_{вн}$  складається із констант зменшення коливної енергії УСКХ від адсорбування та розсіювання, то розкладемо її на два доданки:  $r_{вна}$  – загасання від адсорбування та  $r_{внр}$  – загасання від розсіювання:

$$r_{вн} = r_{вна} + r_{внр} . \quad (3.70)$$

Адсорбування це процес перетворення акустичної енергії в теплову внаслідок таких явищ як внутрішнє тертя, що викликане дислокацією та термопружність. Розсіювання залежить від розміру границь зерен, присутності різних фаз. Визначити коефіцієнт  $r_{внр}$  можна так:

$$r_{внр} = S_r d_z^3 f^4 , \quad (3.71)$$

де  $S_r$  – константа, що визначається як величина втрати коливної енергії при переході через різні фази сталі за допомогою різниці акустичних імпедансів;

$d_z$  – величина зерен;

$f$  – частота.

Можна стверджувати, що при однаковій частоті ультразвукової хвилі для різних сталей величина загасання залежатиме від коефіцієнту  $r_{внр}$ .

Спрямовані кільцеві хвилі можуть поширюватись виключно при наявності границь розділу середовищ. В залежності від хвильового імпедансу суміжних середовищ деяка кількість хвильової енергії УСКХ входить в них. Втрату енергії через присутність зовнішніх границь розділу середовищ назвемо імпедансом випромінювання  $r_{ен}$ . В розглянутій моделі поширення УСКХ по околу в стінці труби зроблено спрощення, що дозволяє розглядати їх в двовимірному просторі. В дійсності, в стінці труби частина енергії спрямованої кільцевої хвилі розходитьсь в дві сторони в напрямку осі труби, що позначимо через  $r_{роз}$ . Сумарне значення постійної опору коливань буде таким:

$$r = r_{вна} + r_{внр} + r_{ен} + r_{роз} . \quad (3.72)$$

Коефіцієнт загасання амплітуди хвилі повинен бути пропорційним коливній енергії, тому:

$$r \sim \Delta u^2 \sim \Delta P , \quad (3.73)$$

де  $P$  – тиск хвилі.

Рівність (3.73) дозволяє визначати експериментально параметри хвильового поля, припускаючи середовище поширення ідеалізованим, а саме однаковість всіх фізико-механічних величин. Відношення амплітуд УСКХ визначених в двох різних місцях представлено на рис. Г.9. Спосіб визначення загасання амплітуди представлений на рис. Г.10. Визначення загасання амплітуди між генеруючим та приймальним перетворювачем є недоцільним, оскільки не враховується рівень її загасання від розширення пучка акустичних хвиль.

Розглянута модель загасання амплітуди УСКХ є достатньою повною для визначення фізичної суті цього процесу. Це дозволяє стверджувати, що введення уявної складової в матрицю констант жорсткості з метою опису процесу загасання є обґрунтованим, оскільки із (3.72) видно, що постійна опору коливань однієї хвилі буде константою.

В основі представленого підходу визначення загасання амплітуди УСКХ, (3.73) лежить припущення, що коефіцієнт загасання буде константою. Це дозволяє поставити відповідність між лабораторними вимірюваннями коефіцієнта загасання амплітуди та обчисленими параметрами математичної моделі, оскільки в розробленій моделі загасання описується також константою.

### 3.4.2 Загасання амплітуди при поширенні двох і більше ультразвукових спрямованих кільцевих мод в стінці магістрального трубопроводу

На практиці неруйнівного контролю ультразвуковим первинним перетворювачем збуджується певна кількість мод УСКХ. Їх кількість залежить від ширини частотної області давача.

При розгляді поширення двох і більше мод УСКХ для точного опису коливання елементарного об'єму середовища описуються необхідно більше ніж одна незалежна змінна ( $u_1, u_2, \dots$ ) [40]. В цьому випадку виведення рівняння коливання елементарного об'єму на основі закону збереження енергії, як це зроблено для однієї хвилі, є надзвичайно складною задачею. Причиною цього є те, що принцип збереження енергії не враховує обміну енергіями між окремими хвилями всередині розглядуваного об'єкту, які не піддаються безпосередній дії зовнішніх сил. Такі рівняння повинні враховувати не тільки зовнішні сили, але й взаємні реакції всередині системи.

Розглянемо одночасне поширення двох спрямованих кільцевих хвиль в стінці трубопроводу  $u_1$  та  $u_2$ . Матимемо на увазі, що збільшення кількості хвиль впливатиме на збільшення незалежних змінних але не на принцип побудови моделі.

Якщо шукати розв'язок базуючись на підході Ньютона, як це було зроблено для представлення аналітичної математичної моделі поширення УСКХ в розділі 2, необхідно розкласти зовнішні зусилля за координатними осями на перпендикулярні один до одного компоненти. В цьому випадку отримується три звичайні рівняння механіки для руху елементарного об'єму. Це не дозволяє проводити аналіз для одночасного поширення більше ніж трьох хвиль, оскільки існує три рівняння. З

другої сторони, розв'язок такої системи не дає можливості визначити яка із компонент переміщень належить тій чи іншій хвилі.

Інший підхід полягає в тому, що рівняння коливання елементарного об'єму середовища записується для кожного напрямку прикладеного зовнішнього зусилля. В цьому випадку незалежні змінні переміщення будуть співпадати за напрямком із зовнішніми зусиллями. Відповідно компоненти маси, пружних констант, опір коливань, який визначається на основі внутрішніх релаксацій елементарних об'ємів середовища, будуть враховувати напрямки зміщень. Це дозволяє застосувати загальний принцип динаміки, наприклад, д'Аламбера для отримання необхідної кількості незалежних рівнянь, що описують рух елементарного об'єму середовища у відповідності до кількості окремих мод УСКХ одночасно присутніх в об'єкті.

Для застосування вказаного підходу найбільш поширеним є метод Лагнаржа. Згідно цього методу спрощені координати називаються узагальненими координатами, а сили, що збурюють середовище називаються узагальненими силами.

Модель поширення двох мод УСКХ в стінці труби будемо будувати за аналогією до опису коливання струни, що представлений І. Б. Крендалом [40].

Для елементарного об'єму середовища дві моди будуть створювати два зміщення  $u_1$  та  $u_2$ . Вважатимемо, що величини елементарних об'ємів середовища задіяних модами будуть дорівнювати одна одній. Це твердження має місце, оскільки частоти цих хвиль є однаковими. Відповідно маса середовища  $m$ , задіяна в коливаннях двох мод буде однаковою. Вважатимемо, що зовнішні сили що відповідають двом модам будуть відрізнятись,  $\Psi_1 \neq \Psi_2$ . Рівняння руху елементарного об'єму середовища для двох мод УСКХ буде таким:

$$\begin{cases} m \cdot u_1'' + r \cdot u_1' + 2s_c \cdot u_1 - s_c \cdot u_2 = \Psi_1(t), \\ m \cdot u_2'' + r \cdot u_2' + 2s_c \cdot u_2 - s_c \cdot u_1 = \Psi_2(t), \end{cases} \quad (3.74)$$

де  $s_c$  – еквівалентна пружність середовища при поширенні двох мод УСКХ.

Основною відмінністю (3.74) від опису поширення однієї моди спрямованої кільцевої хвилі є зв'язок між двома коливаннями. Рівняння (3.74) розв'язується через перетворення Лапласа. В результаті отримуємо [40]:

$$\begin{cases} u_1 = e^{-\Delta t} \left[ A_1 \sin\left(\sqrt{n^2 - \Delta^2} \cdot t + \varphi_1\right) + A_2 \sin\left(\sqrt{3n^2 - \Delta^2} \cdot t + \varphi_2\right) \right], \\ u_2 = e^{-\Delta t} \left[ A_1 \sin\left(\sqrt{n^2 - \Delta^2} \cdot t + \varphi_1\right) - A_2 \sin\left(\sqrt{3n^2 - \Delta^2} \cdot t + \varphi_2\right) \right], \end{cases} \quad (3.75)$$

де  $A_1, A_2, \varphi_1, \varphi_2$  – відповідно амплітуди та фази коливань мод, які можна виразити через початкові умови.

Рівність амплітуд та фаз в двох рівняннях (3.75) пояснюється фізичною симетричністю коливань одного елементарного об'єму середовища. Загасання амплітуд окремих мод визначається підкореневим виразом. Як можна побачити, що при навіть початковому припущенні про однаковість коефіцієнту опору середовища для двох мод, їх частоти відрізняються на  $\sqrt{3}$ . Це означає, що амплітуди загасання двох мод УСКХ також будуть відрізнятись виходячи із (3.71). Очевидно, що при однаковій частоті спрямованих кільцевих хвиль, для забезпечення рівності (3.75) має відрізнятись коефіцієнт загасання  $\Delta$ . Фізично це можна пояснити різними значеннями пружності середовища як до напрямку, так і до амплітуди зміщення елементарного об'єму.

Узагальнюючи розв'язок поширення двох мод УСКХ до довільної їх кількості можна зробити такі висновки:

- $m$  власним частотам стінки трубопроводу, що відповідає  $m$  модам УСКХ, що одночасно поширюються, відповідає  $m$  різних значень коефіцієнтів загасання амплітуди цих мод. Величини коефіцієнтів загасання можна визначити із системи із  $m$  диференціальних рівнянь  $m$ -го порядку;

- в кожному із  $m$  видів коливань елементарного об'єму середовища, що відповідає  $m$  модам УСКХ, цей об'єм коливається в точності так, ніби є присутньою одна мода. Величина зміщення для всіх мод є постійною, відмінними є амплітуди та фази коливань.

В результаті розв'язку моделі поширення УСКХ було отримано криві загасання амплітуди по довжині стінки труби (рис. Г.11). Можна побачити, що загасання амплітуди має нелінійний характер. Це можна пояснити зміною способу поширення моди по довжині труби. Так на початку і в кінці розглянутого сегменту стінки труби моди змінюють розподіл амплітуд по товщині стінки труби на приблизно

протилежні значення. В ділянках перетворення розподілу амплітуд змінюється і коефіцієнт загасання цих мод.

Оскільки обчислення проводяться в частотній області, а на практиці сигнал спрямованих кільцевих хвиль визначається в часовій області необхідно визначити відношення амплітуд сигналів представлених в цих двох областях.

Найбільш точним співвідношенням між двома представленнями одного сигналу має бути його енергія. Для дискретного перетворення Фур'є співвідношення енергій сигналів обчислюється за допомогою формули Парсерваля [220]:

$$\sum_{i=0}^{N-1} x[i]^2 = \frac{2}{N} \sum_{k=0}^{N/2} \text{Mag}X[k]^2, \quad (3.76)$$

де  $x[i]$  – сигналу у часовій області представлений масивом вибірок,

$\text{Mag}X[k]$  – модифікований спектр сигналу в часовій області.

Модифікований спектр сигналу знаходиться через дискретне перетворення Фур'є та діленням амплітуд першої та останньої частоти на корінь з двох. Це дозволяє представляти середньоквадратичне значення амплітуди. Амплітуда сигналу в двох областях піднесена до квадрату через те, що згідно законів фізики енергія пропорційна квадрату амплітуди.

За допомогою (3.76) можна представити загасання амплітуди УСКХ в часовій області обчислену розробленою математичною моделлю в частотній області. Також формула Парсерваля дає можливість обчислити коефіцієнт загасання для використання в розробленій математичній моделі за результатами експериментальних вимірювань сигналу УСКХ в часовій області.

Для уточнення величини уявної складової модуля констант жорсткості в розробленій математичній моделі із експериментальними дослідженнями проведемо обчислення вказаних констант в широкому діапазоні значень (рис. Г.13). Як видно із представлених кривих характер зміни коефіцієнта загасання амплітуди для двох мод УСКХ є однаковим, відрізняються тільки величини. Це пояснюється поляризацією коливань цих хвиль. Мода  $u_1$  має більше загасання амплітуди оскільки її поляризація більше подібна до поперечної об'ємної хвилі а мода  $u_2$  більше містить поздовжню складову коливань.

Різке загасання амплітуди при малих значеннях уявної складової констант жорсткості пояснюється тим, що визначена ними в'язкість середовища значно впливає на коливання елементарного об'єму середовища на вибраних довжинах хвиль УСКХ [78].

Із проведеного аналізу видно, що моди УСКХ при одночасному поширенні в стінці труби будуть відрізнятися фазами. Проведені обчислення розробленою математичною моделлю для двох мод УСКХ також вказують на присутність різниці у фазах, табл. Г.2.

Із теорії обробки сигналів відомо, що у фазі сигналу міститься також інформація про зсув сигналу в часовій області. Інформація, що міститься у фазі сигналу не залежить від зміни амплітуди. Це дозволяє підвищити достовірність та точність контролю. З цією метою було проведено порівняльний аналіз зміни фаз у двох модах УСКХ при зміні величини констант жорсткості.

Із результатів приведених табл. Г.2 видно, що при зміні величини констант жорсткості на 5 %, зміна фази є дуже значною і її важко інтерпретувати, оскільки зміна фази сигналу є циклічною. Можна зробити твердження, що підхід вимірювання фази повинен бути застосований для малих значень зміни констант жорсткості, (рис. Г.27). Фаза сигналу при незмінних значеннях констант жорсткості прирівнялись до нуля. Із представленого графіка видно, що у різних модах УСКХ зміна фази від зміни констант жорсткості відрізняється для різних хвиль не тільки по амплітуді, але і за знаком.

Значна зміна фази сигналу при зміні констант жорсткості тільки на 1 % свідчить про перспективність побудови методу неруйнівного контролю спрямованими кільцевими хвилями.

Для порівняння із представленими результатами обчислення зміни фази спрямованих кільцевих хвиль при частоті 205 кГц обчислимо зміну фази двох мод  $u_1$  та  $u_2$  з частотою 2.5 МГц від зміни значення модуля Юнга на 1 % (рис. Г.25, рис. Г.26). Із представлених кривих видно, що при вищих частотах УСКХ також відбувається зміна фази сигналу. Додатково розраховано зміну фази УСКХ мод при зміні констант жорсткості на 5 %, табл. Г.1.



Значна зміна фази при частоті 2.5 МГц дозволяє застосовувати промислові первинні ультразвукові давачі для генерування та прийому УСКХ.

Для реалізації неруйнівного контролю за допомогою УСКХ необхідно розглянути метод генерування та детектування таких хвиль в стінці магістральних трубопроводів.

### **3.5 Розроблення математичної моделі генерування ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в стінці магістрального трубопроводу з використанням проміжного шару**

#### **3.5.1 Модель роботи чутливого елемента ультразвукового первинного перетворювача**

Найбільш поширеним способом генерування ультразвукових коливань, що використовується в неруйнівному контролі, є використання ультразвукового первинного перетворювача чутливий елемент якого працює на основі п'єзоефекту. Побудуємо модель коливання чутливого елемента з метою кількісної оцінки параметрів ультразвукових коливань, що входять в стінку магістрального трубопроводу.

В п'єзоматеріалах центр позитивного заряду атомів не співпадає із центром негативного заряду. При прикладанні зовнішнього електричного поля напруженістю  $E$  до такого матеріалу зміщення позитивних та негативних зарядів внаслідок кулонівської взаємодії буде різним. Це створює деформацію  $S$  (розтяг або стиск) п'єзоматеріалу. Величина деформації п'єзоматеріалу  $D$  при прикладанні до нього зовнішнього електричного поля з напруженістю  $E$  буде такою [191]:

$$D = \epsilon^S E + eS, \quad (3.77)$$

де  $\epsilon^S$  – діелектрична проникність п'єзоматеріалу без деформацій,

$e$  – п'єзоелектрична константа механічних напружень при відсутності зовнішнього електричного поля.

Деформація п'єзоматеріалу створює механічні напруження  $T$  [191]:

$$T = c^E S - eE, \quad (3.78)$$

де  $c^E$  – пружна константа п'єзоматеріалу при відсутності прикладеного зовнішнього електричного поля.

Для спрощення обчислень (3.78) та (3.77) розглянемо осесиметричну роботу п'єзопластини (рис. 3.5).

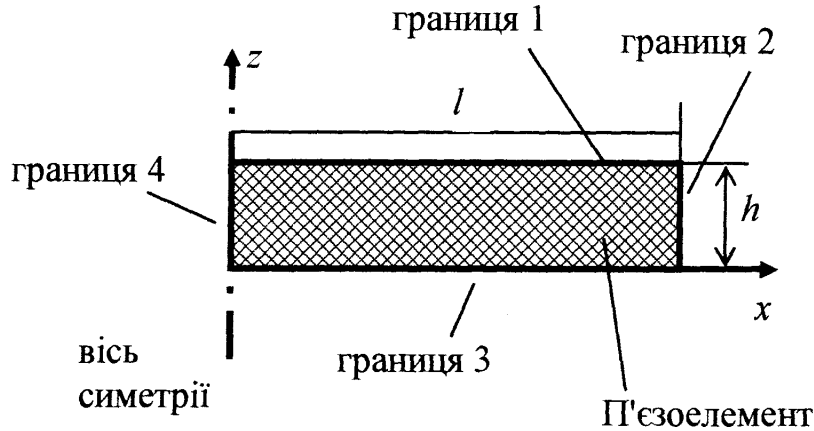


Рис. 3.5 – Осесиметрична модель чутливого елемента ультразвукового первинного перетворювача

У цьому випадку члени (3.78) та (3.77) представимо у матричній формі для визначення структури окремих компонентів рівнянь п'єзоефекту:

$$\begin{pmatrix} T_x \\ T_z \\ T_{xz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{xx}^E & c_{xz}^E & 0 \\ c_{xz}^E & c_{zz}^E & 0 \\ 0 & 0 & c_{\tau xz}^E \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} S_x \\ S_z \\ S_{\tau xz} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 0 & e_1 \\ 0 & e_2 \\ e_3 & 0 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} E_x \\ E_z \end{pmatrix}, \quad (3.79)$$

$$\begin{pmatrix} D_x \\ D_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_x^S & 0 \\ 0 & \varepsilon_z^S \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} E_x \\ E_z \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & e_3 \\ e_1 & e_2 & 0 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} S_x \\ S_z \\ S_{\tau xz} \end{pmatrix},$$

де індекс  $\tau$  – зсувні деформації та напруження.

Як видно із (3.79) структура компонентів п'єзоконстант є складною. Це пояснюється симетрією матеріалу та спрощеним представленням осесиметричної моделі.

Для побудови математичної моделі розглянемо граничні умови роботи чутливого елемента. Оскільки робота п'єзоелемента полягає в перетворення

електричної енергії в механічну розглянемо спершу механічні граничні умови а потім електричні [58].

На границі розділу середовищ 1 та 2 не має переносу механічної енергії з одного середовища в інше. Вважаємо, що на цих границях розділу середовищ напруження контакту є відсутнім:

$$T_{|z=h} = 0, \quad T_{|x=l} = 0. \quad (3.80)$$

Границя розділу середовищ 4 співпадає з віссю симетрії. Це означає, що всі розраховані параметри та константи матеріалу не мають розривів та стрибків значень при переході через цю границю розділу.

На границі розділу 3 відбувається передача механічної енергії. Вважаємо, що на цій границі розділу середовищ є контакт із середовищем проміжного шару. В цьому випадку в залежності від фази середовища проміжного шару будемо мати такі граничні умови побудовані на основі законів Ньютона:

– фаза проміжного шару тверда:

$$T_{x|z=-0} = -T_{x|z=+0}, \quad T_{\tau_{xz}|z=-0} = -T_{\tau_{xz}|z=+0}. \quad (3.81)$$

– фаза проміжного шару рідка чи газоподібна:

$$T_{x|z=-0} = -T_{x|z=+0}, \quad T_{\tau_{xz}|z=0} = 0. \quad (3.82)$$

Зсувний компонент напруження дорівнює нулю у випадку рідкої фази проміжного шару тому, що в рідині не поширюється поперечна ультразвукова хвиля.

Граничні умови для електричного поля п'єзопластини на границях розділу середовищ 1 та 3 визначаються параметрами прикладеної зовнішньої напруги  $V$ . Відповідно візьмемо:

$$V_{|z=h} = 0, \quad V_{|z=0} = V_1 \neq 0, \quad (3.83)$$

де  $V_1$  – деяке значення потенціалу електричного поля.

На границі розділу середовищ 2 не має механічних зусиль чи контакту іншого середовища, тому прийmemo нульове значення нормальної складової електричного зміщення:

$$D_{z|x=l} = 0. \quad (3.84)$$

На границі розділу середовищ 4 є вісь симетрії. Це означає, що електричне зміщення також є постійним:

$$D_{z|x=0} = 0. \quad (3.85)$$

Розроблена математична модель має достатні умови для проведення обчислення. Як п'єзоматеріал виберемо ЦТС-5Н, який має сильно виражені п'єзоелектричні властивості у порівнянні із традиційним матеріалом кварцом. Параметри ЦТС-5Н є такими [27]:

$$c^E = \begin{pmatrix} 12,72 & 84,67 & 0 \\ 84,67 & 11,74 & 0 \\ 0 & 0 & 2,30 \end{pmatrix} \times 10^{10} \text{ Па}, \quad e = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 17,04 \\ -6,62 & 23,40 & 0 \end{pmatrix} \frac{\text{Кл}}{\text{м}^2},$$

$$\varepsilon^S = \begin{pmatrix} 1704,4 & 0 \\ 0 & 1433,6 \end{pmatrix}.$$

Геометричні розміри п'єзопластини складають довжина 5 мм, товщина 1 мм. Електричний імпульс напругою 400 В прикладений із частотою 100 кГц. Обчислена деформація п'єзопластини має максимум на стороні прикладання потенціалу (рис. Г.28). Вільна сторона п'єзопластини також піддається найбільшим деформаціям.

На частоті 1 МГц п'єзопластина деформується в інший спосіб. Максимальні деформації є розділеними, одна частина вверху пластини складає одну четверту довжини, а в місці прикладання потенціалу спостерігається вузька смуга з великими і частими перепадами амплітуди деформації. Така нерівномірність деформації свідчить про те, що товщина п'єзопластини в 1 мм є занадто великою для частоти 1 МГц. Проведений розрахунок отриманого розподілу деформацій п'єзопластини дозволяє правильно підібрати форму імпульсу генератора зондуючих імпульсів у вторинному пристрої.

Для оцінки параметрів збудження та прийому ультразвукових коливань необхідно отримати інформацію про переміщення границі розділу 3 у напрямку  $x$  та  $z$ . Як можна побачити із рис. 3.6 деформація є практично однаковою та рівномірною по всій довжині п'єзоелементу. Незначне та різке наростання амплітуди деформації на кінці п'єзопластини пояснюється граничними умовами і може бути скоректоване конструкцією первинного перетворювача.



Рис. 3.6 – Деформація п'єзоелементу товщиною 1 мм, яка збуджена імпульсом на частоті 100 кГц на границі розділу середовищ із проміжним шаром

Зсувні деформації п'єзопластини (рис. Г.31) є на порядок меншими за нормальні. Це означає, що енергія поперечної ультразвукової хвилі є пропорційно меншою за поздовжню. В цьому випадку поперечні деформації не можуть нести інформаційної складової сигналу, а будуть трактуватись як завади. Щоб уникнути таких завад на етапі генерування ультразвукової хвилі необхідно як проміжний шар застосовувати речовину у рідкій фазі для якої поперечних коливань не має.

Обчислимо деформації п'єзопластини, що збуджується на частоті 1 МГц, але має товщину 0.2 мм. При такій товщині п'єзопластини розподіл деформацій є подібним до розподілу на частоті збудження 100 кГц елементу товщиною 1 мм. Розподіл деформацій з максимумом на границі розділу п'єзопластина – проміжний шар вказує на те, що товщина 0.2 мм є ефективною при частоті збудження. Проте обчислені значення розподілу зусиль в напрямку осей  $X$  та  $Z$  є малими у порівнянні

із зусиллями п'єзопластини товщиною 1 мм (рис. Г.29 та рис. Г.30). Малі значення зусиль тонкої п'єзопластини будуть збуджувати ультразвукові коливання меншої інтенсивності, що впливатиме на довжину ділянки контролю спрямованими кільцевими хвилями.

Розроблена математична модель роботи чутливого елемента п'єзоперетворювача дозволяє обчислити величину механічних зусиль, їх вид (нормальні, зсувні). Отримана інформація може бути використана для оцінки інтенсивності згенерованого ультразвукового сигналу, просторового розподілу амплітуд ультразвукових коливань та ефективності реєстрації луно-імпульсу. Це дозволяє більш ефективно проводити неруйнівний контроль існуючими первинними перетворювачами та розробляти нові.

### 3.5.2 Модель утворення ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в стінці магістральних трубопроводів з використанням проміжного шару

Зусилля на границі розділу середовищ п'єзопластина – проміжний шар створюють пружні коливання, що поширюються в проміжному шарі та стінці трубопроводу.

Акустичні коливання в проміжному шарі, який представляє собою рідку фазу визначається так [177, 27, 40]:

$$\nabla \left[ -\frac{1}{\rho} \nabla p \right] - \left( \frac{\omega}{c_l} \right)^2 \frac{p}{\rho} = 0, \quad (3.86)$$

де  $\nabla$  - оператор Лапласа в координатах  $z$  та  $x$ ,

$p$  – акустичний тиск.

На границі розділу середовищ проміжний шар – стінка трубопроводу умови передачі пружних коливань визначатимуться так [177, 27]:

$$\frac{\partial p}{\partial n} - \frac{i\omega p}{Z} = 0, \quad (3.87)$$

де  $n$  – вектор нормалі до границі розділу середовищ проміжний шар – стінка трубопроводу

$Z$  – вхідний імпеданс стінки трубопроводу.

Граничні умови на вільних сторонах проміжного шару та стінок трубопроводу визначатимуться із умови вільних коливань:

$$p = 0. \quad (3.88)$$

Граничні умови на осі симетрії визначатимуться з умови постійності хвильового поля та параметрів матеріалу середовища поширення ультразвукових коливань.

В стінці трубопроводу є присутніми як поздовжні, так і поперечні коливання, тому ультразвукова хвиля описуватиметься за допомогою (3.50).

Як проміжний шар було вибрано оливу, інші параметри моделі приведені в табл. 3.2.

Таблиця 3.2

## Властивості проміжного шару

Назва параметру	Значення
Густина, кг / м <sup>3</sup>	1400
Швидкість ультразвукової поздовжньої хвилі, м/с	1800
Частота ультразвукової хвилі, Гц	10 <sup>6</sup>
Зовнішній радіус труби, мм	1020
Товщина стінки, мм	16
Різниця потенціалів прикладена до п'єзоелементу, В	400

Для проведення моделювання п'єзоелемент був розташований паралельно дотичній до стінки трубопроводу, рис. 3.7.

Проведені розрахунки для передачі поздовжніх пружних коливань від п'єзоелемента до стінки трубопроводу показують заповнення енергією ультразвукової хвилі всього об'єму цієї стінки, рис. 3.8.

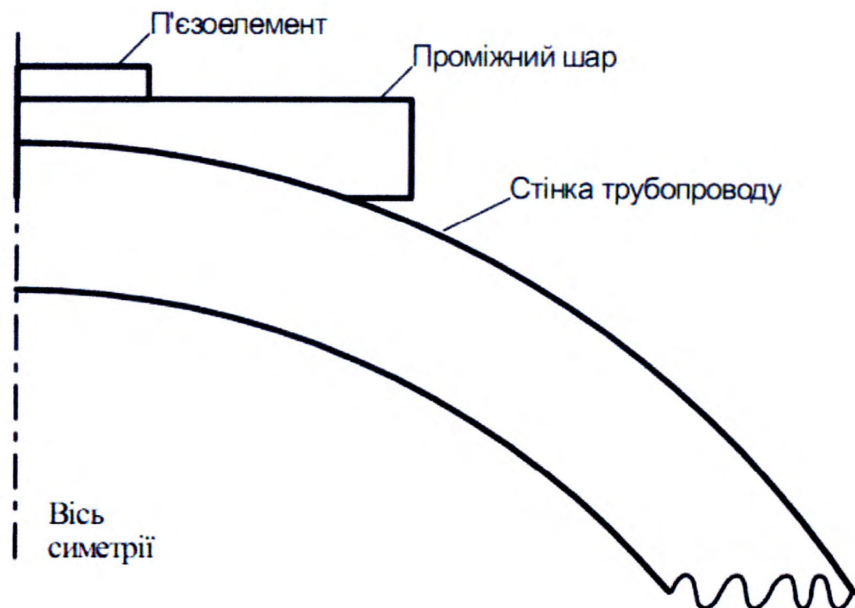


Рис. 3.7 – Геометрична побудова моделі утворення УСКХ в стінці магістрального трубопроводу

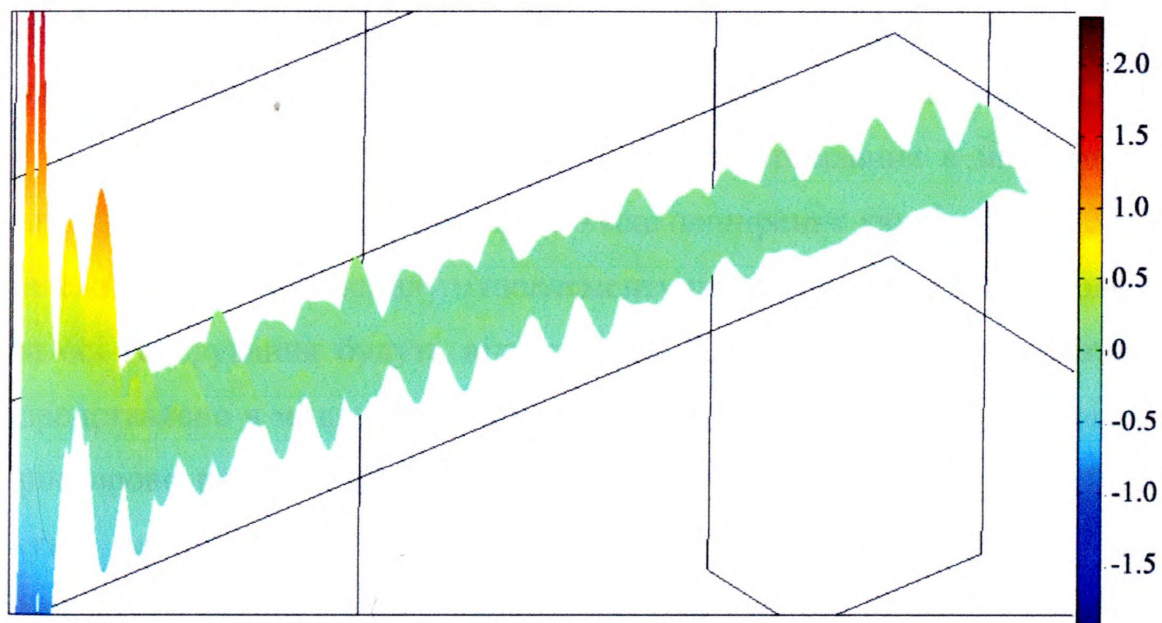


Рис. 3.8 – Утворення УСКХ від поздовжньої хвилі згенерованої п'єзопластиною

Розрахований розподіл поздовжніх та поперечних коливань по товщині стінки труби через певні проміжки часу показує механізм утворення ультразвукової спрямованої кільцевої моди, рис. Г.32. Ультразвукові коливання в стінці труби, що розташовані просторово по осі їх генерування п'єзопластиною мають найбільшу



амплітуду. Поляризація таких коливань в основному складається із поляризації коливань п'єзоелементу. В разі використання проміжного шару з рідкою фазою поляризація коливань буде виключно поздовжньою. Присутність поперечних коливань в стінці трубопроводу на осі генерування п'єзоперетворювачем буде на кілька порядків меншою. Коливання з максимальною амплітудою по осі генерування п'єзоперетворювачем проходять всю товщину стінки труби і відбиваються від нижньої границі розділу середовищ. Як результат утворюється одне стабілізоване коливання по товщині стінки труби. В подальшому коливання по товщині стінки труби починають поширюватись по периметру труби. Параметри цих коливань описуються моделлю ультразвукової спрямованої кільцевої моди. В залежності від ширини частотної смуги збудження в стінці трубопроводу може бути присутніми кілька мод УСКХ.

Необхідно відмітити, що фронт ультразвукових коливань в стінці трубопроводу в околі осі генерування п'єзоперетворювача на початку входження хвилі формується не кільцевими хвилями, а вертикально поляризованими поперечними. Це відбувається внаслідок великої амплітуди поздовжніх коливань що поширюються від верхньої до нижньої границь стінок трубопроводу. Максимальні зміщення створені цими коливаннями утворюють поперечні коливання в напрямку  $90^\circ$  від своєї поляризації, що яскраво видно при 20 мкс поширення хвилі, рис. Г.32.

В залежності від кута нахилу п'єзоелементу параметри хвильового поля в стінці труби на осі генерування будуть відрізнятись. Так при розміщенні п'єзоелементу так, як представлено в моделі, максимум коливальної енергії спрямованої кільцевої хвилі просторово розміщений біля верхньої стінки трубопроводу (рис. Г.33). При інших кутах нахилу п'єзоелементу чи частоти генерування коливань просторовий розподіл енергії коливань УСКХ буде відрізнятись.

Розподіл амплітуд по товщині стінки труби обчислений для різного часу на одній лінії перерізу показує тільки незначні зміни локальних максимумів. При цьому характер хвильового поля в цілому залишається однаковим. Це різко контрастує із обчисленими змінами розподілу хвильового поля по товщині стінки труби обчисленого в різних перерізах. Можна зробити висновок, що зміна розподілу

поля по товщині стінки труби в набагато більшій ступені залежить від кута по околу труби ніж від часу поширення коливань.

Отримані результати моделювання утворення УСКХ в стінці магістрального трубопроводу дозволять визначити розподіл поля мод цих хвиль в залежності від кута нахилу первинного перетворювача. Це дозволить оптимізувати проведення контролю шляхом встановлення максимальної амплітуди луно-сигналу УСКХ отриманого від дефекту розміщеного в певній області по товщині стінки труби.

## Висновки до розділу

1. Розроблено математичну модель поширення ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в стінці магістральних трубопроводів, яка дозволяє отримувати рішення як в часовій так і в частотній області. Математична модель складається із системи диференційних рівнянь другого порядку в часткових похідних. Кожне диференційне рівняння описує поширення однієї моди спрямованої кільцевої хвилі. Це дозволяє отримати рішення для одночасного поширення кількох мод ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі, що має місце на практиці при генеруванні їх широкосмуговим первинним перетворювачем. Рішення математичної моделі можна отримати як для хвильового поля від однієї окремо взятої моди так і для результуючого поля утвореного від взаємодії всіх мод. Це дозволяє проводити аналіз ефективності тієї чи іншої моди ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі для вибраного методу та параметру неруйнівного контролю в стінці магістрального трубопроводу. Показано, що розроблений алгоритм проведення обчислення параметрів ультразвукових кільцевих хвиль в частотній області є ресурсозаощадливим, швидким та інформативним, що дозволяє ефективно застосовувати його для обчислення при частотах хвиль 2.5 ... 10 МГц, що найбільш поширені в неруйнівному контролі, та для товщин стінок труб більше 10 мм, що в переважно стосується магістральних трубопроводів.

2. Представлено результати обчислення математичної моделі поширення ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль для низьких та середніх частот ультразвукового діапазону. Показано характер зміни розподілу амплітуд окремих

мод кільцевих хвиль по товщині стінки труби та по її околу. При аналізі результатів обчислень встановлено, що характер зміни суміжних на осі хвильових чисел мод по околу стінок трубопроводу може змінюватись на протилежний. Тому для ефективного застосування мод ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль для контролю дефектів необхідно проводити аналіз їх хвильового поля як в частотній області так і його розподіл по довжині шляху поширення цих мод. Із збільшенням частоти коливань структура ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль по товщині стінки труби ускладнюється, що необхідно враховувати при аналізі луно-сигналу, зокрема його рівня завад.

3. Розроблено математичну модель загасання амплітуди ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль від пройденої відстані, що дозволяє визначати оптимальну відстань ділянки контролю. Проаналізовано чинники, що найбільше впливають на загасання амплітуди. Представлено спосіб отримання значення коефіцієнтів, що описують загасання амплітуди ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі в математичній моделі від результуючої дії всіх проаналізованих чинників, що дозволяє визначати мінімальні параметри контролю.

4. В результаті обчислень встановлено, що від зміни величини пружних констант змінюється як швидкість поширення ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі так і її фаза, що дозволяє збільшити точність контролю деградації матеріалу стінки магістрального трубопроводу.

5. Розроблено математичну модель, що описує процес утворення ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі в стінці магістрального трубопроводу. Модель складається із системи диференційних рівнянь, що описує перетворення електричної енергії в акустичну внаслідок п'єзоефекту, ультразвукових коливань в проміжному шарі утворених внаслідок коливання поверхні п'єзопластини та поширення коливань в стінці трубопроводу. В залежності від фази проміжного шару (твердої чи рідкої) застосовуються різні рівняння, для опису ультразвукових коливань в ньому. При аналізі результатів обчислень встановлено, що розподіл хвильового поля по товщині стінки труби на осі генерування п'єзоперетворювача є нерівномірний. Це нерівномірність розподілу максимумів хвильової енергії є причиною нерівномірного розподілу енергії ультразвукової спрямованої кільцевої

хвилі по товщині стінки труби. За допомогою розробленої математичної моделі можна обчислити необхідний розподіл хвильового поля ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі в залежності від кута нахилу п'єзопластини, що дозволить зменшити завади в реєстрованому сигналі приймальним первинним перетворювачем. Встановлено, що при генеруванні п'єзопластиною поздовжніх коливань в стінці трубопроводу будуть присутні також і поперечні ультразвукові хвилі але меншої амплітуди. Поперечні хвилі внаслідок суперпозиції взаємодіють із поздовжніми при утворенні спрямованих кільцевих хвиль. Частина хвильової енергії поперечних та поздовжніх хвиль розсіюється при взаємному перетворенні і утворюють загальні завади інформаційному сигналу, що необхідно враховувати при обробці сигналів.

6. Побудовано математичну модель ультразвукового тракту пристрою контролю пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів, що становить теоретичну основу для створення процедур обробки експериментальних сигналів з метою виключення з результатів вимірювання швидкості поширення ультразвукових хвиль систематичних і випадкових похибок.

## РОЗДІЛ 4

### РОЗРОБЛЕННЯ МЕТОДІВ КОНТРОЛЮ СТІНОК МАГІСТРАЛЬНИХ ТРУБОПРОВОДІВ УЛЬТРАЗВУКОВИМИ СПРЯМОВАНИМИ КІЛЬЦЕВИМИ ХВИЛЯМИ

#### 4.1 Розроблення методу контролю наявності дефектів в стінках магістральних трубопроводів

##### 4.1.1 Дослідження взаємодії ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль із дефектом в стінці магістрального трубопроводу

Дослідження спрямоване на розроблення підходу для оцінки поля луно-імпульсу від дефекту УСКХ в стінках труб великого діаметру, з яких складаються магістральні трубопроводи, для побудови ефективного методу контролю наявності неоднорідностей. Розроблення методу, який визначає параметри ультразвукової хвилі при взаємодії із неоднорідністю представлено в праці [74].

Для математичного опису генерування УСКХ застосуємо підхід представлений І. Вікторовим, у якому описується співвідношення між довжиною об'ємної ультразвукової хвилі та товщиною середовища поширення. Хоча І. Вікторовим описано утворення хвиль Лемба в пластині, базове визначення моди ультразвукової хвилі стосується також і всіх ультразвукових спрямованих хвиль, в тому числі і кільцевих спрямованих хвиль. Застосування підходу І. Вікторова будемо здійснювати для мод УСКХ. Умова утворення моди УСКХ визначається із (2.60), хвильові параметри моди обчислюються на основі (2.44) - (2.46) або (3.53), (3.59) - (3.62) в залежності від кількості збуджених мод та геометричних розмірів досліджуваного трубопроводу.

Для утворення УСКХ в моделі стінці сегмента труби застосуємо умову (2.60) до границі розділу 6, (рис. 4.1).

Для математичного опису поширення УСКХ в стінці труби скористаємось методом скінченних елементів реалізованих в пакеті програм Abaqus [25]. Даний

пакет програм реалізує рішення таких диференціальних рівнянь поширення пружних коливань:

$$[M] \times \{u''\} + [C] \times \{u'\} + [K] \times \{u\} = F(t), \quad (4.1)$$

де  $\{u''\}$ ,  $\{u'\}$ ,  $\{u\}$  – відповідно вектори прискорення, швидкості та переміщення вузлів скінченних елементів пластини;

$[M]$  – матриця маси;

$[C]$  – матриця демпфування;

$[K]$  – матриця жорсткості;

$F(t)$  – вектор навантаження.

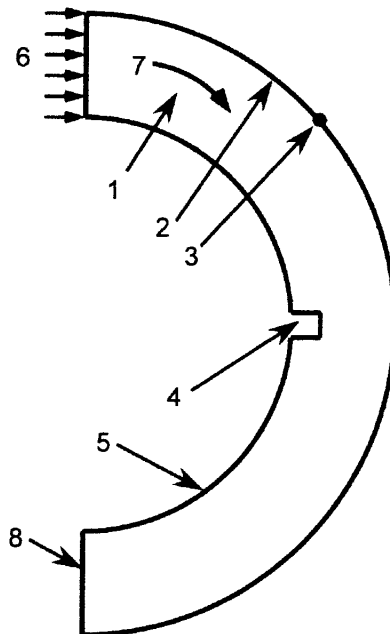


Рис. 4.1 – Сегмент труби для проведення моделювання поширення ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі:

1 – сегмент труби;

2 – зовнішній радіус;

3 – місце реєстрації луно-імпульсу УСКХ;

4 – дефект;

5 – внутрішній радіус;

6 – збуджуючий сигнал  $F(t)$ , ( $t$  – час);

7 – напрям поширення УСКХ;

8 – кінець сегменту труби.

Рівняння (4.1) описує поширення будь-якого пружного коливання, в тому числі і УСКХ при відповідних умовах. Першою умовою для опису УСКХ є побудова форми середовища поширення, що на площині має форму перерізу стінки труби січною площиною перпендикулярною до осі трубопроводу. Граничні умови задаються вільними, компонент напруження нормальний до границі розділу середовищ дорівнює нулю.

У рівнянні (4.1) матриця маси фактично описує розподіл матеріалу у відповідності до заданої форми досліджуваного об'єкту і додатково залежить від його густини. Матриці демпфування та жорсткості описують фізико-механічні властивості матеріалу. Розв'язок (4.1) отримуємо з розділенням окремих компонент векторів прискорення, переміщення та напруження, що дозволяє уникнути додаткових математичних перетворень для розділення полів поздовжньої та поперечної хвиль. Це робить можливим дослідження параметрів УСКХ як суперпозиції об'ємних хвиль [63].

Для застосування (4.1) до опису поширення УСКХ необхідно побудувати відповідний до профілю труби об'єкт і задати необхідні параметри матеріалу. Обчислення проведемо на сегменті труби діаметром 1020 мм та товщиною стінки 16 мм, (рис. 4.1). Розміри дефекта є такими ширина 2 мм, глибина 7.2 мм. Форма дефекту вибрана прямокутною на основі підходу Ч. Жанга для забезпечення відносної простоти моделювання та твердження, що взаємодія такого типу дефекту із ультразвуковою хвилею дає достатню інформацію про луно-сигнал, яку можна використати для реальних дефектів [136].

Збуджуючий сигнал  $F(t)$  змодельуємо як коливання чутливого елемента п'єзоперетворювача за гармонійним законом так:

$$F(t) = A \sin(\omega_0 t), \quad (4.2)$$

де  $A$  – амплітуда сигналу,

$\omega_0$  – кутова частота сигналу.

В силу інерційних процесів ультразвуковий первинний перетворювач максимальну амплітуду коливань дає через певний час, який відповідає кільком періодам. Для врахування інерційних процесів в рівнянні (4.2) амплітуду сигналу  $A$

визначимо як функцію  $A = A(t)$ , при цьому гармонійна складова коливання  $\sin(\omega_0 t)$  змінюватись не буде. Збуджуючий сигнал складається із 5-ти періодів з максимальною амплітудою в третьому періоді, що властиво для типового збудження УСКХ представленого, наприклад, в праці [241].

Для збудження УСКХ широкосмуговим первинним перетворювачем із центральною частотою 2.5 МГц із врахуванням, що амплітуда  $A$  в (4.2) збуджуючого сигналу плавно наростає до максимального значення та плавно загасає до нуля, запишемо таке рівняння:

$$F(t) = \begin{cases} A_0 \sin(\omega_0 t/10) \sin(\omega_0 t), & 0 < t \leq 1.8E-6, \\ 0, & 1.8E-6 < t \leq 2.0E-6, \end{cases} \quad (4.3)$$

де  $A_0$  – максимальна амплітуда.

Частота дискретизації  $F(t)$  залежить від результатів сходження алгоритму обчислення поширення ультразвукових коливань. Тривалість кроку обчислення була вибрана змінною для зменшення часу розрахунків. З метою забезпечення рівномірної дискретизації результатів на виході алгоритму було застосовано згладжуючий фільтр.

Амплітуда сигналу на відрізку між заданими точками дискретизованого збуджуючого сигналу розраховувалась так [25]:

$$a = A_i + (A_{i+1} - A_i) \xi^3 (10 - 15\xi + 6\xi^2), \quad \xi = (t - t_i) / (t_{i+1} - t_i), \quad (4.4)$$

де  $t_i, t_{i+1}$  – відповідно час точок дискретизації;

$t$  – час у проміжку  $[t_i, t_{i+1}]$ ;

$A_i, A_{i+1}, a$  – відповідно амплітуди збуджуючого сигналу у точках часу  $t_i, t_{i+1}, t$ .

Рівняння (4.4) апроксимує результати тільки між двома точками в часі. Тому для точного представлення збуджуючого сигналу необхідно забезпечити більш щільну дискретизацію сигналу, ніж визначено з теорії обробки сингалів. Час  $t$  вибирається на апроксимованому інтервалі часу виходячи із умови сходження результатів розрахунку. При збільшенні похибки розрахунку за задану величину час  $t$  зменшується.



Для врахування демпфувальних характеристик ультразвукової хвилі, що поширюється в сталі вибрано модель Релея із коефіцієнтом демпфування за масою  $\alpha_R = 0.001 \text{ с}^{-1}$  та демпфуванням за жорсткістю  $\beta_R = 1 \cdot 10^{-9} \text{ с}$  [151, 181]. Коефіцієнт демпфування за масою впливає на значення абсолютних швидкостей і пропорційний масі елемента. Коефіцієнт  $\beta_R$  впливає на швидкість зміни деформації в системі і характеризує тип матеріалу. Фактично демпфування за жорсткістю обчислюється шляхом додавання додаткових напружень [25, 52]:

$$\sigma_{\partial} = \beta_R [K] \varepsilon, \quad (4.5)$$

де  $\sigma_{\partial}$  – додаткове напруження від демпфування,  
 $\varepsilon$  - деформації.

Напруження  $\sigma_{\partial}$  враховуються тільки на етапі обчислення пружного відгуку системи в точках інтегрування при формуванні рівнянь динамічного балансу і не вносяться до результатів обчислення сумарного напруження в скінченних елементах.

Проведення розрахунку поширення УСКХ в стінці труби. Параметри сталі сегменту труби є такими: густина  $7850 \text{ кг/м}^3$ , модуль Юнга  $2.1 \cdot 10^{11} \text{ Па}$ , коефіцієнт Пуассона 0.3. У зв'язку з тим, що генеруються коливання малої амплітуди параметри сталі в зоні пластичності не задавались. На верхніх гранях досліджуваного сегменту труби записувались зміни компонентів прискорень при проходженні УСКХ. Експеримент проводився для двох випадків. У першому випадку моделювалось поширення ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі в досліджуваному сегменті без дефекту. У другому випадку з дефектом, (рис. 4.1).

Результати обчислення поширення нульової моди в стінці труби з дефектом, (рис. 4.2) показують, що після закінчення зондуючого імпульсу поверхня контакту п'єзоперетворювач – метал в силу інерційних процесів може відтворювати загасаючі коливання, які інтерпретуються як завади, що яскраво видно на сигналі в період часу  $2.2 \cdot 10^{-4} \text{ с} \dots 3.6 \cdot 10^{-4} \text{ с}$ .

Амплітуда сигналу (рис. Д.2) нормалізувалась шляхом ділення сигналу на своє максимальне значення. Місце реєстрації коливань розташоване на куті  $45^\circ$  по околу

труби на її поверхні. В цьому випадку відстань від місця генерування УСКХ та від дефекту є однаковою.

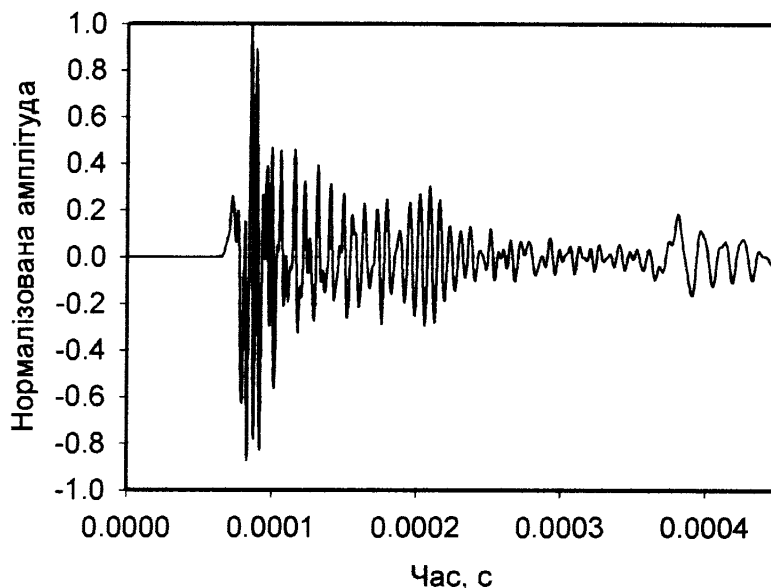


Рис. 4.2 –Сигнал нульової моди ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі у зразку з дефектом

З рис. 4.2, видно, що найбільше енергії коливань зосереджено у тій частині хвилі, що йде за фронтом. Після максимуму коливань енергія хвилі поступово зменшується з часом. Проте, в кінці генеруючого імпульсу (0.2 мс) спостерігається збільшення амплітуди, що може відповідати додатковому джерелу коливань. В кінці розглянутого часового проміжку (0.38 мс) спостерігається збільшення амплітуди, що утворюється відбитою УСКХ від кінця сегменту 8, (рис. 4.1).

При порівнянні розрахованих форм хвиль, що поширюються в досліджуваному зразку з дефектом та без нього у діапазоні часу приведенного на рис. Д.2, спостерігається значна різниця в амплітудах. Деякі частини сигналу є в протифазі, що може бути пояснено генерування таких хвиль коливаннями берегами дефекту.

Для подальшого аналізу сигналу УСКХ, що поширюється в зразку з дефектом, його було розділено на три частини. Перша частина розділеного сигналу формувалась із тієї частини загального, що відповідає часу поширення УСКХ від місця генерування до дефекту та зворотного шляху до місця реєстрації. Решта розділеного сигналу заповнювалась нулями таким чином, щоб довжина розділеного сигналу містила таку ж кількість точок вибірки, що і загальний сигнал. Другий розділений сигнал формувався із загального на час проходження луно-імпульсу від

дефекту через місце запису до початку відбитого сигналу від кінця зразка. Початок та кінець другого розділеного сигналу заповнювався нулями. Третій розділений сигнал містить частину УСКХ, що відбита від другого кінця зразка. Початок цього сигналу заповнений нулями. Це дозволяє порівнювати результати аналізу в частотній області трьох розділених сигналів (рис. Д.3).

У результаті порівняння величин спектрів (рис. Д.3) трьох частин сигналу УСКХ можна зробити висновок про значну амплітуду тієї частини сигналу, яка формувалась хвилею, що утворена дефектом. Це вказує на перспективність застосування цих хвиль для контролю дефектів в стінках магістральних трубопроводів.

Із частотного аналізу (рис. Д.3) можна побачити, що луно-імпульс від дефекту відрізняється від іншої частини сигналу УСКХ своїм частотним діапазоном, він має пікову форму. Це дозволяє стверджувати, УСКХ розподілена по товщині стінки неоднорідно в частотному діапазоні, а тому донний дефект впливає не однаково на всі частини сигналу УСКХ. Для підтвердження припущення порівняємо спектральні параметри такої ж частини сигналу УСКХ, що поширюється без дефекту (рис. 4.3). Амплітуди приведених спектрів нормалізувались по відношенню до максимального значення спектру частини сигналу УСКХ, що поширювалась в зразку до взаємодії з дефектом, оскільки цей спектр має найбільший максимум амплітуди. Із рис. 4.3 можна побачити, що луно-сигнал УСКХ має значно більшу амплітуду ніж у хвилі, що поширюється без дефекту в стінці труби. Ще однією відмінністю цих двох спектрів є те, що та частина спектру, що є більшою за другий має вузьку пікову форму. Це підтверджує припущення зроблені раніше про те, що із донним дефектом взаємодіє лише частина сигналу УСКХ [143].

Для наочної ілюстрації зроблених припущень приведемо розподіл амплітуд прискорень ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль по товщині стінки труби у досліджуваному сегменті (рис. Д.4) [62]. На цьому рисунку чітко спостерігається нерівномірність розподілу амплітуд прискорень двох ультразвукових хвиль по товщині стінки. У взаємодії з дефектом бере участь лише частина хвилі із певними амплітудно-частотними параметрами фронт якої падає на його береги. При достатній амплітуді падаючої на береги дефекту ультразвукової спрямованої

кільцевої хвилі утворюється відбита хвиля внаслідок вимушених коливань цих берегів [64].

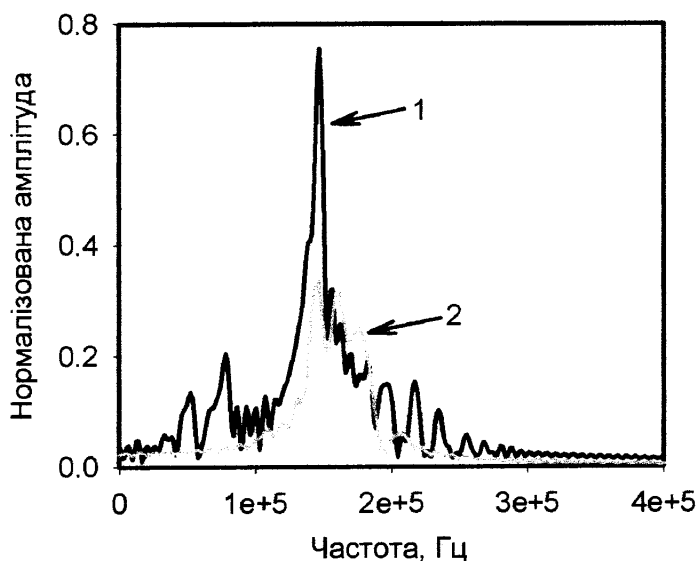


Рис. 4.3 –Порівняльний аналіз поширення ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в стінці труби з дефектом (1) та без нього (2)

При детальнішому аналізі розподілу амплітуди по товщині стінки труби можна простежити, що частина хвиль має більшу концентрацію енергії по середині стінки, інша – по краях. Тому на дефекти, розташовані в різних місцях товщини стінки труби будуть реагувати різні частини кільцевої хвилі. Повністю всі моди ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль будуть взаємодіяти тільки із наскрізними дефектами.

Проведені дослідження взаємодії ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль із донними дефектами в стінках магістральних трубопроводів показали їх дієвість при застосуванні у неруйнівному контролі.

#### 4.1.2 Метод визначення місцеположення та розміру дефекта в стінці магістрального трубопроводу за результатами аналізу параметрів луно-імпульсу ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль

Луно-імпульс УСКХ, що взаємодіє з дефектом поширюється так як і прями моди із сталою швидкістю. Це є підставою до розроблення способу визначення місцеположення дефекту по околу труби.

Для реалізації способу визначення місцеположення неоднорідності по околу труби необхідно виконати умови, що дозволятимуть спростити структуру сигналу УСКХ:

- за один підхід вимірювання збуджують тільки один тип мод УСКХ, після чого, на тому самому місці труби збуджують інші типи мод;
- за відбитим від дефекта в стінці труби ультразвуковим луно-сигналом УСКХ визначають місцеположення, форму та еквівалентну площу дефекту.

Місцеположення дефекту в стінці труби по її околу визначається шляхом аналізу часу приходження відбитого від дефекту ультразвукового луно-сигналу УСКХ. Для збільшення точності визначення місцеположення дефекту в стінці труби по її околу його результуюче розташування  $L_{рез}$  обчислюють як середнє арифметичне допомоги трьох окремих вимірювань різними модами. Моди УСКХ вибираються таким чином, щоб їх параметри максимально відрізнялись. З цією метою вибираємо одну моду, фазова швидкість якої буде близькою до швидкості поширення поперечної хвилі  $C_{nn}$ , другу моду вибираємо із фазовою швидкістю поширення близькою до швидкості поздовжньої хвилі  $C_{nz}$ , третю моду утворюємо як горизонтально-поляризовану  $C_{zn}$ . Вибір мод ґрунтується на тому, щоб енергія мод була зосереджена або посередині стінки труби, або по краях або рівномірно по товщині. Відстань до неоднорідності за результатами визначення часу приходження луно-імпульсу мод УСКХ відбитого від неї визначаємо так:

$$L_{рез} = \frac{C_{nn} \cdot T_{nn} + C_{nz} \cdot T_{nz} + C_{zn} \cdot T_{zn}}{3}, \quad (4.6)$$

де  $T_{nn}$ ,  $T_{nz}$ ,  $T_{zn}$  – відповідно вимірний час приходження відбитого від дефекту ультразвукового луно-сигналу УСКХ, що відповідає швидкостям поширення мод  $C_{nn}$ ,  $C_{nz}$ ,  $C_{zn}$ .

Збільшення точності визначення місцеположення дефекту в стінці труби по її околу пояснюється тим, що в залежності від форми границі розділу дефекту та матеріалу стінки труби дисперсія швидкості поширення луно-сигналів від трьох типів мод може змінюватись на різну величину, яка наперед невідома.

Місцеположення дефекту в стінці труби по її товщині визначається шляхом аналізу відношення приведених амплітуд відбитого від дефекту ультразвукового луно-сигналу мод так:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{A_c}{A_k} \geq K, \text{ дефект міститься переважно посередині} \\ \text{товщини стінки труби,} \\ \frac{A_c}{A_k} \leq \frac{1}{K}, \text{ дефект міститься переважно біля зовнішньої} \\ \text{або внутрішньої стінки труби,} \\ \frac{A_c}{A_k} \approx 1, \text{ дефект однаково поширений як в зоні} \\ \text{середини, так і біля стінки труби,} \\ K \in (1,5 \dots 2), \end{array} \right. \quad (4.7)$$

де  $A_c$ ,  $A_k$  – відповідно амплітуди луно-імпульсу УСКХ моди хвильова енергія якої розташована всередині та по краях стінки труби,

$K$  – коефіцієнт.

В інших випадках неоднорідність не однаково поширена як в зоні середини, так і в зоні біля границь розділу.

Для застосування (4.7) амплітуди луно-сигналів мод УСКХ необхідно приводити до рівнозначних величин, якщо вони збуджуються різними давачами із різними амплітудно-частотними характеристиками, що ускладнює безпосереднє порівняння їх вимірних амплітуд [48]. Приведена амплітуда відбитого від дефекту ультразвукового луно-сигналу УСКХ обчислюється так:

$$A_{nn} = \frac{A_{лпн}}{A_{прпн}}, \quad A_{nz} = \frac{A_{лпз}}{A_{прпз}}, \quad A_{zn} = \frac{A_{лзн}}{A_{прзн}}, \quad (4.8)$$

де  $A_{лпн}$ ,  $A_{лпз}$ ,  $A_{лзн}$  – відповідно амплітуди відбитого від неоднорідності ультразвукового луно-сигналу УСКХ мод із швидкостями  $C_{пн}$ ,  $C_{пз}$ ,  $C_{пн}$ ;

$A_{прпн}$ ,  $A_{прпз}$ ,  $A_{прзн}$  – відповідно амплітуди ультразвукового сигналу УСКХ мод із швидкостями  $C_{пн}$ ,  $C_{пз}$ ,  $C_{пн}$ , виміряні на відстані  $1/4$  довжини околу труби від їх місця збудження первинним перетворювачем.

Визначення форми неоднорідності в стінці труби по її товщині пояснюється тим, що величина амплітуди відбитого від неї ультразвукового луно-сигналу залежить від ступеня її розкриття, величина якого, в свою чергу, залежить від співпадання направленості берегів неоднорідності із площиною поляризації коливань ультразвукової хвилі УСКХ [187]. Це дозволяє виявити такі форми неоднорідностей в стінці труби геометричний розмір яких в напрямку однієї осі є набагато більшим ніж в напрямку іншої, оскільки різні типи мод УСКХ мають різну поляризацію.

Для визначення технічного стану магістрального трубопроводу необхідно отримати інформацію про розміри неоднорідності.

Структура форми луно-імпульсу моди УСКХ від неоднорідності є складною для її аналітичного опису, тому для визначення розміру неоднорідності необхідно застосувати підхід в якому порівнюється амплітуда моди отримана від неоднорідності визначеного розміру із еквівалентною площею  $S_{еквзр}$ , що відповідає максимальній амплітуді  $A_{зр}$ . Місцеположення неоднорідності від приймального ультразвукового перетворювача  $L_{зр}$  [82].

При переміщенні первинного перетворювача від неоднорідності на деяку відстань по околу труби  $L_n$  амплітуда луно-сигналу  $A_n$  моди УСКХ буде такою:

$$A_n = \alpha(L_n/L_{зр})A_{зр}, \quad (4.9)$$

де  $\alpha$  - функція загасання амплітуди моди УСКХ, що вимірюється по відношенню до розміру відстані до зразкової неоднорідності від ультразвукового перетворювача.

Загасання амплітуди визначається експериментально. Це дозволяє отримати інформацію про амплітуду луно-імпульсу моди УСКХ зразкової неоднорідності визначеного розміру при різних відстанях по околу труби від ультразвукового первинного перетворювача.

Рівняння (4.9) можна записати у формі часу реєстрації луно-імпульсу УСКХ так:

$$A_n = \alpha(T_n/T_{zp})A_{zp}, \quad (4.10)$$

де  $T_n$ ,  $T_{zp}$  – відповідно часи приходження луно-імпульсу від переміщеного та не переміщеного первинного перетворювача від неоднорідності по околу труби.

Амплітуда луно-імпульсу визначена за (4.10) є зручнішою за форму запису (4.9), оскільки на практиці вимірюється час поширення а не відстань. Особливістю (4.10) є те, що за її допомогою визначається амплітуда луно-імпульсу УСКХ від неоднорідності відомих геометричних розмірів незалежно від місця розташування її по околу труби.

Подальші дослідження (4.10) дозволяють стверджувати, що оскільки коефіцієнт загасання та  $A_{zp}$  визначається експериментально, то  $A_n$  враховує фізико-механічні параметри сталі стінки труби, отже зміна величини  $A_n$  може бути виключно від зміни еквівалентної площі неоднорідності.

Визначення розміру неоднорідності на основі (4.10) є таким:

$$\begin{aligned} A_{вн}/A_n > 1, S_{вн} > S_{еквзр}, \\ A_{вн}/A_n < 1, S_{вн} < S_{еквзр}, \\ A_{вн}/A_n \approx 1, S_{вн} \approx S_{еквзр}, \end{aligned} \quad (4.11)$$

де  $A_{вн}$ ,  $S_{вн}$  – відповідно амплітуда та еквівалентна площа луно-імпульсу моди УСКХ від неоднорідності невідомих геометричних розмірів.

З практичної точки зору розміри зразкової неоднорідності слід вибирати такими, що її перевищення в досліджуваному магістральному трубопроводі є ознакою його аварійного стану. Це дозволить проводити експрес-контроль стінок магістральних трубопроводів, що значно зменшить як складність застосування запропонованого методу так і час його проведення.



Приведемо обчислення форми луно-імпульсів УСКХ з частотою 602020 Гц для труб товщиною стінки 10 мм та діаметром 270 мм при неоднорідностях, що розташовані в середині та по краях стінки, (рис. 4.4).

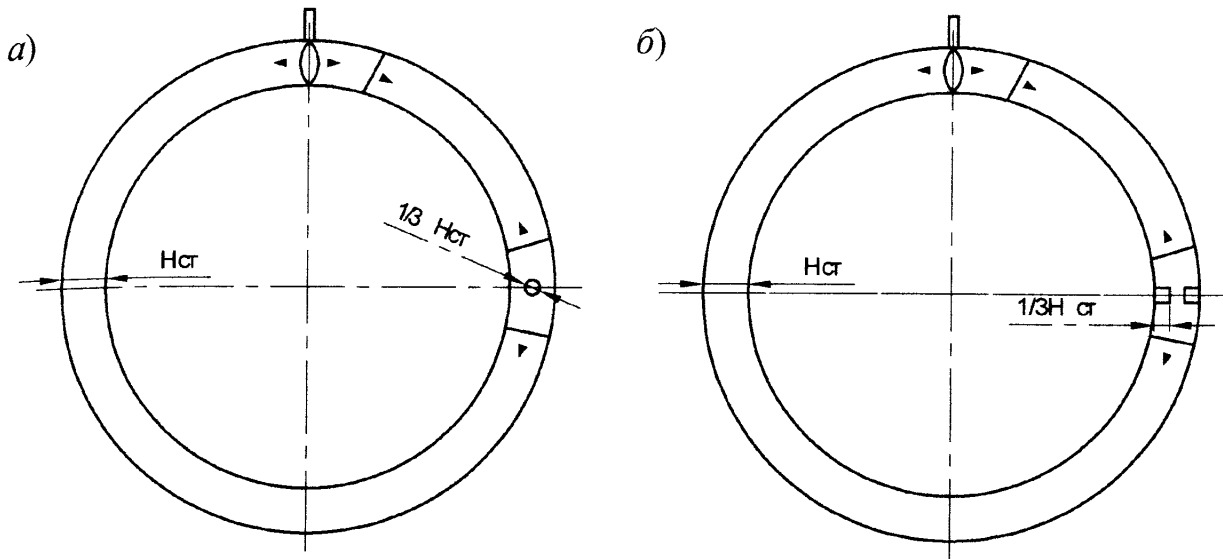


Рис. 4.4 – Модель трубопроводу діаметром 270 мм із неоднорідністю в стінці

Параметри об'ємних ультразвукових хвиль, за якими можна також визначити механічні параметри сталі стінки труби, є такими:

- довжина поздовжньої хвилі 10 мм;
- швидкість поздовжньої хвилі 6020,2 м/с;
- швидкість поперечної хвилі 3217 м/с.

На рис. Д.5 сигнал УСКХ містить як поздовжню хвилю (фронт), моди, що близькі за швидкістю поширення до поздовжньої об'ємної хвилі 5490 м/с ( $3.2 \cdot 10^{-5}$  с... $3.8 \cdot 10^{-5}$  с), а також і моди меншої амплітуди, швидкість яких близька до поперечних хвиль 3090 м/с ( $6.9 \cdot 10^{-5}$  с... $7.1 \cdot 10^{-5}$  с). Така яскрава розділеність мод пояснюється способом збудження (прямим давачем з поздовжніми коливаннями). Ці розділені моди присутні також і на тих формах сигналу УСКХ де міститься неоднорідність всередині стінки труби (рис. Д.6) та на краях (рис. Д.7). Відмінністю форм сигналу УСКХ з дефектом є наявність луно-імпульсу зареєстрованого на  $45^\circ$  по околу труби.

Як можна побачити із луно-імпульсів утворених взаємодією УСКХ із неоднорідностями різного місцеположення та форми по товщині стінки труби, їх

структура відрізняється. Це підтверджує приведені залежності згідно яких можна визначати форму неоднорідності.

Виявлення неоднорідностей можна проводити також і за аналізом пройденого сигналу УСКХ (рис. Д.1). Як можна побачити із представленої форми сигналу його амплітуда значно падає у порівнянні із рівнем зменшення амплітуди до дефекту.

Представлений підхід визначення місцеположення та розміру неоднорідності дозволяє підвищити ефективність застосування УСКХ для неруйнівного контролю.

### **4.1.3 Використання запропонованого методу контролю для оцінки технічного стану магістрального трубопроводу**

Магістральні газопроводи експлуатуються в Україні тривалий термін, що для основної їх частини перевершує нормативний. Тому застосування достовірних методів оцінки залишкового ресурсу роботи газопроводів за результатами неруйнівного контролю є актуальною задачею.

Для застосування методу визначення залишкового ресурсу газопроводів необхідно враховувати умови експлуатації газопроводів, а також зміни параметрів металу з якого вони виготовлені. На матеріал газопроводу під час експлуатації вносять вплив такі чинники:

– метал газопроводу працює при високому тиску і відповідно при високих номінальних напруженнях. Номінальне напруження є двоосним, коли обидва компоненти є розтягом [103];

– часто газопровід піддається циклічним навантаженням, що створюють динамічне навантаження;

– в основному металі газопроводу та зварних з'єднаннях практично завжди присутні неоднорідності та дефекти різного походження (тріщини, подряпини, вм'ятини, розшарування металу тощо);

– газопроводи акумулюють значну кількість потенціальної енергії у вигляді деформації металу та кінетичної, що міститься у газі. Ця енергія може викликати протяжні в'язкі та крихкі руйнування;

– метал газопроводу піддається корозійному впливу.

Перераховані деструктивні чинники носять випадковий характер, тому можна стверджувати, що поряд із традиційними методиками визначення залишкового ресурсу газопроводу, які базуються на коефіцієнтах запасу міцності, необхідно розробляти новітні напрямки моніторингу технічного стану в реальному часі для оцінки впливу та запобігання появи випадкових чинників що дасть можливість обчислення залишкового ресурсу газопроводу на основі отриманих даних. З іншого боку, впровадження моніторингу та визначення залишкового ресурсу залежить від існуючих правил експлуатації газопроводу.

Вченими сформульовані окремі підходи для врахування умов експлуатації технологічних об'єктів [174, 236]:

– реакційний, при якому характерно проводити ремонти після відмов та аварій. Його найкраще використовувати для маловартісних об'єктів для яких не має ймовірності людських та значних матеріальних збитків при аваріях. Реакційний підхід економічно в три рази більш ефективніший за інші [192]. Недоліком такого підходу є висока вартість матеріально-виробничих запасів технологічного ресурсу та збільшення оплати поза нормованого часу роботи ремонтних бригад. У випадку експлуатації магістральних газопроводів, такий підхід можна використати тільки для та засобів їх ремонту;

– превентивний підхід базується на регулярних, або окремо визначених періодах часу перевірки технічного стану технологічного об'єкту. Мета цього підходу полягає у запобіганні чи зменшенні ймовірності появи пошкоджень об'єкту для збільшення часу його експлуатації. Такий підхід широко використовується на магістральних трубопроводах із залученням поршневого інспекційного снаряду. До переваг підходу можна віднести ефективне використання капіталоемних коштів, збільшення часу роботи, зменшення вартості матеріально-виробничих запасів. Недоліками є збільшення рівня оплати праці інспекційним компаніям та працівникам, існування можливості виникнення відмов та аварій при контролі, проведення надлишкового технічного обслуговування та ремонту (заміни частини обладнання), випадкові пошкодження пов'язані із проведенням непотрібного технічного обслуговування [54];

– прогножуючий підхід полягає в частому або постійному моніторингу критичних, найменш надійних частин технологічного об'єкту з метою продовжити термін його експлуатації. До переваг підходу можна віднести можливість збільшення терміну експлуатації, зменшення часу простою об'єкту через відмови та аварії, зменшення часу через непотрібне технологічне обслуговування, зменшення коштів на 8...12 % [192]. До недоліків можна віднести значну затрату коштів на розробку та впровадження конкретної системи моніторингу технічного стану об'єкта, оскільки неможливо розробити типову універсальну модель моніторингу.

Переваги та недоліки того чи іншого підходу залежать від способу експлуатації, вартості експлуатації, оціночної вартості ремонту об'єкту [174].

На даний час для магістральних трубопроводів не має систем моніторингу технічного стану, оскільки ці системи достатньо дорогі для впровадження через велику протяжність трубопроводів. Значно знизити вартість впровадження системи моніторингу можна шляхом використання УСКХ. Це дозволяє відносно малою кількістю давачів покривати значну площу магістральних трубопроводів. Найбільш важливою ланкою технічних засобів системи моніторингу є ультразвукові первинні перетворювачі. Тому до конструкції давача ставляться такі вимоги:

- висока чутливість;
- низька собівартість;
- простота конструкції;
- тривалий термін експлуатації;
- висока якість ультразвукового сигналу, що генерується давачем.

Система моніторингу технічного стану магістральних трубопроводів на основі УСКХ установлена стаціонарно має такі переваги:

- дозволяє здійснювати моніторинг технічного стану магістральних трубопроводів в реальному часі (виявлення неоднорідностей як основного металу так і зварних з'єднань та зміни товщини стінки);
- забезпечує визначення координат неоднорідностей по довжині магістральних трубопроводів;

– на відміну від акустоемісійних систем моніторингу технічного стану може експлуатуватись у середовищах із значними вібраціями та завадами (що має місце на компресорних станціях для магістральних газопроводів);

– результати моніторингу технічного стану магістральних трубопроводів можна використовувати для визначення їх залишкового ресурсу;

– є недорогою у реалізації і дає можливість автоматизувати процес оцінки технічного стану;

– може використовуватися на магістральних трубопроводів різного діаметру без додаткових доопрацювань.

При виявленні неоднорідностей запропонованою системою в стінці магістральних трубопроводів необхідно визначити їх вплив на залишковий ресурс. Найбільш точним підходом до визначення залишкового ресурсу трубопроводу під навантаженням із неоднорідністю є застосування теорії механіки руйнування. Причому, в ряді країн існують методики по визначенню критичних та допустимих дефектів у відповідальних конструкціях [103]. Як результат сумування основних положень існуючих методик та стандартів визначимо алгоритм розрахунку залишкового ресурсу магістральних трубопроводів [15, 111, 109, 86, 84, 85, 83, 103]:

– розрахунок залишкового ресурсу проводиться для труб із неоднорідностями, які виявлені в процесі проведення періодичного неруйнівного контролю чи системою моніторингу технічного стану в реальному часі. Неоднорідності повинні бути охарактеризованими (математично описаними) необхідними параметрами і уніфікованими і всі неоднорідності виявлені в результаті неруйнівного контролю повинні бути приведені до типових [185];

– неоднорідності, розміри яких не виходять за параметри допустимих згідно правил контролю зварних з'єднань і нормативним документам по оцінці якості основного металу після його виготовлення розрахунку не підлягають і вважаються допустимими;

– допустимими можна вважати такі неоднорідності, розміри яких з врахуванням кінетики їх розвитку до кінця експлуатації трубопроводу чи визначеного періоду не будуть перевищувати критичних значень;

– розрахунок критичних та допустимих розмів неоднорідностей проводиться методами механіки руйнування з врахуванням пластичних станів;

– в крихкій області величин зусилля-деформація розрахунок проводиться методами лінійної механіки руйнування з використанням значень коефіцієнтів інтенсивності напруження  $K_I$  та температурної залежності руйнування від приведеної температури  $T - T_{кр}$ , де  $T_{кр}$  – критична температура крихкості;

– в квазікрихкій та в'язкій областях розрахунок проводиться методами нелінійної механіки руйнування з використанням коефіцієнтів інтенсивності деформацій  $K_{Ie}$ . Допустимі розміри неоднорідностей визначаються в такий же порядок як і критичні але при врахуванні коефіцієнтів запасу міцності, встановлених відповідно до значущості об'єктів;

– оцінка пластичних граничних станів проводиться при розрахунках у квазікрихкій та в'язкій областях;

– розрахунок кінетики неоднорідностей при циклічному навантаженні проводиться методами лінійної механіки руйнування. Умови навантаження визначаються розмахом значень коефіцієнта інтенсивності напружень, коефіцієнтом асиметрії циклу та числом циклів навантаження. Опір руйнуванню визначається діаграмами втомного руйнування, що встановлюють залежність швидкості росту неоднорідності від існуючих умов навантаження, що прикладено до трубопроводу.

Приведені положення є достатньо повними для визначення процедури розрахунку залишкового ресурсу магістральних трубопроводів при наявності в них неоднорідностей.

Визначимо опір магістрального трубопроводу крихкому руйнуванню. Умовою функціонування газопроводу із неоднорідністю є:

$$K_I < K_{Ic}, \quad (4.12)$$

де  $K_{Ic}$  – критичне значення коефіцієнта неоднорідності при руйнуванні металу.

Умовою руйнування матеріалу є співвідношення  $K_I = K_{Ic}$ . Розрахунок критичних розмірів неоднорідності необхідно проводити в два етапи. Першим етапом необхідно визначити співвідношення для обчислення коефіцієнта інтенсивності для неоднорідності в магістральному трубопроводі, що

експлуатується у певних умовах навантажень. Другим етапом необхідно визначити параметр тріщиностійкості металу стінки трубопроводу  $K_{Ic}$ . Проте при розрахунках допустимих довжин тріщин необхідно використовувати допустиме значення коефіцієнта в'язкості руйнування  $K_{Id}$ :

$$K_{Id} = K_{Ic} / n_d, \quad (4.13)$$

де  $n_d$  – коефіцієнт запасу, який регламентується нормами експлуатації відповідальних конструкцій.

Обчислення коефіцієнта  $K_{Ic}$  проводиться у відповідності до ГОСТ 25.506 – 85 "Розрахунки та випробування на міцність. Методи механічних випробувань металів. Визначення характеристик тріщиностійкості (в'язкості руйнування) при статичному навантаженні" як мінімально гарантоване значення для даної марки сталі. Обчислення проводиться з урахуванням експериментів на зразках сталі, причому для виконання умов необхідно вибрати зразок з такими розмірами, щоб було більше значення пластичності металу.

Важливим параметром для оцінки залишкового ресурсу металу з неоднорідностями є обчислення коефіцієнта інтенсивності напруження  $K_I$ . Для простих геометричних об'єктів, таких як пластина, визначення коефіцієнта є доволі однозначним процесом, оскільки кожному типу навантаження відповідає однозначний вираз обчислення  $K_I$ . Для трубопроводів будь-яке просте навантаження викликає появу різних видів коефіцієнтів інтенсивності напружень. Тому коефіцієнт інтенсивності напружень для трубопроводів визначають так [38]:

$$K_I = K_{IM} \pm K_{IZ}, \quad (4.14)$$

де  $K_{IM}$  – коефіцієнт інтенсивності мембранних чи розтягуючих напружень, що відповідає середині фронту неоднорідності;

$K_{IZ}$  – коефіцієнт зумовлений згинними напруженнями.

Знак "+" використовується при визначенні коефіцієнтів (4.14) при розташуванні неоднорідності на зовнішній поверхні, а знак "-" – на внутрішній.

Виходячи із вищесказаного і враховуючи (4.14) розрахунок коефіцієнта інтенсивності напружень є складною та неоднозначно вирішеною задачею на даний

час. Існують ряд підходів, що дозволяють обчислити  $K_I$  проте вони є складними для практичного використання, вимагають багато вхідних даних та є ресурсоемними при проведенні обчислень. Одним із найбільш практичних підходів для визначення  $K_I$  у газопроводі під навантаженням із неоднорідністю напівеліптичної форми є така залежність [91]:

$$K_I = k_\sigma \left( \sigma_p \left( 1 + 0,12 \left[ 1 - \frac{a}{c} \right] \right) + \sigma_z \left( 1 - 0,64 \frac{a}{h} \right) \right) \cdot \sqrt{\frac{\pi \cdot a}{10^3 \left( 1 + 1,464 \left( \frac{a}{c} \right)^{1,65} \right)}}, \quad (4.15)$$

де  $k_\sigma$  - коефіцієнт, що враховує вплив концентрації напружень в околі неоднорідності;

$\sigma_p$  та  $\sigma_z$  – відповідно напруження розтягу та згину трубопроводу;

$a$  та  $2c$  – відповідно глибина та довжина неоднорідності;

$h$  – довжина зони в межах якої згинне напруження  $\sigma_z$  зберігає додатне значення.

Формула (4.15) може бути використана при умові, що глибина неоднорідності менше однієї четвертої товщини стінки магістрального трубопроводу.

Інтеграція (4.12) та (4.15) в запропоновану систему моніторингу в реальному часі технічного стану магістрального трубопроводу дозволить отримувати інформацію в автоматизованому режимі про інтенсивність росту неоднорідності та відповідно про можливість подальшої експлуатації його досліджуваної ділянки. Така система дозволить значно збільшити надійність експлуатації критичних або відповідальних ділянок магістрального трубопроводу з однієї сторони та зменшить вартість визначення їх технічного стану у порівнянні з існуючими методами і дасть можливість визначити їх залишковий ресурс.



## 4.2 Розроблення математичної моделі акустопружності та методів контролю величини напружено-деформованого стану металу стінок магістральних трубопроводів ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями

### 4.2.1 Математична модель акустопружності ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль

Модель акустопружності будемо розглядати на основі підходу Мурнагана до опису НДС в пружних середовищах, зокрема сталі. На основі моделі пружності Мурнагана науковці Хагес та Келлі описали явище акустопружності для об'ємних ультразвукових хвиль [141]:

$$\begin{aligned} \rho c_{11}^2 &= \lambda + 2\mu + (2l + \lambda)\theta + (4m + 4\lambda + 10\mu)\alpha_1, \\ \rho c_{12}^2 &= \mu + (\lambda + m)\theta + 4\mu\alpha_1 + 2\mu\alpha_2 - \frac{n\alpha_3}{2}, \\ \rho c_{13}^2 &= \mu + (\lambda + m)\theta + 4\mu\alpha_1 + 2\mu\alpha_3 - \frac{n\alpha_2}{2}, \end{aligned} \quad (4.16)$$

де  $\rho$  - густина;

індекси 1, 2, 3 – осі декартової системи координат;

$c_{11}$ ,  $c_{12}$ ,  $c_{13}$  – швидкість ультразвукових об'ємних хвиль із напрямком поширення вздовж осі вказаної першим індексом та поляризацією коливань вказаних другим індексом;

$\lambda$ ,  $\mu$  - пружні константи Ляме;

$l$ ,  $m$ ,  $n$  – пружні константи Мурнагана третього порядку;

$\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $\alpha_3$  – компоненти головних деформацій;  $\theta = \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3$ .

Рівняння (4.16) дозволяє описувати явище акустопружності при будь-яких формах НДС, оскільки це явище виражене для компонентів головних деформацій. На основі (4.16) науковці Д. Ігл та Д. Брей описали явище акустопружності для об'ємних ультразвукових хвиль, що поширюються паралельно та перпендикулярно до величини деформацій [141]:

$$\begin{aligned}
\rho c_{11}^2 &= \lambda + 2\mu + [4(\lambda + 2\mu) + 2(\mu + 2m) + \nu\mu(1 + 2l/\lambda)]\varepsilon, \\
\rho c_{12}^2 &= \rho c_{13}^2 = \mu + [4\mu + \nu(n/2) + m(1 - 2\nu)]\varepsilon, \\
\rho c_{22}^2 &= \lambda + 2\mu + [2l(1 - 2\nu) - 4\nu(m + \lambda + 2\mu)]\varepsilon, \\
\rho c_{21}^2 &= \rho c_{31}^2 = \mu + [(\lambda + 2\mu + m)(1 - 2\nu) + \nu n/2]\varepsilon, \\
\rho c_{23}^2 &= \rho c_{32}^2 = \mu + [(\lambda + m)(1 - 2\nu) - 6\nu\mu - n/2]\varepsilon,
\end{aligned}
\tag{4.17}$$

де  $\varepsilon$  - деформація у напрямку 1,

$\nu$  - коефіцієнт Пуассона.

Співвідношення між головними деформаціями представленими в (4.16) та  $\varepsilon$  в напрямку осі 1 є таким [141]:

$$\alpha_1 = \varepsilon, \alpha_2 = \alpha_3 = -\nu\varepsilon. \tag{4.18}$$

Рівняння (4.17) та (4.18) дозволяють проводити контроль НДС об'ємними ультразвуковими хвилями.

В працях [206, 235] розглянуто формування УСКХ. Показано, що УСКХ складаються із суперпозиції об'ємних та поперечних ультразвукових хвиль. В залежності від взаємного напрямку поширення поздовжньої та поперечної хвилі, поляризації поперечної хвилі утворюються окремі моди УСКХ. Моди УСКХ відрізняються фазовою та груповою швидкостями поширення. Особливістю мод УСКХ у порівнянні із ультразвуковими спрямованими хвилями є залежність їх хвильових властивостей від величини радіусу труби, оскільки вони поширюються по її околу. В загальному випадку УСКХ мода формується чотирма об'ємними хвилями падаючою і відбитою від верхньої та нижньої границь розділу середовищ. Оскільки УСКХ поширюється у середовищі із криволінійними границями розділу то по довжині цього середовища взаємна пропорція коливань поздовжньої та поперечної хвиль буде змінюватись. Розглянемо поширення УСКХ по околу труби, (рис. 1) [47].

В залежності від типу ультразвукового давача (коливання чутливого елемента поздовжні чи поперечні) акустопружний ефект буде описуватись різним набором рівнянь (4.17). Є три випадки збудження УСКХ. Розглянемо кожний окремо та визначимо рівняння із (4.17):

– збудження УСКХ відбувається прямим ультразвуковим давачем із поздовжніми коливаннями чутливого елемента. Явище акустопружності описується такими компонентами об'ємних хвиль  $\{c_{11}, c_{22}, c_{12}, c_{21}\}$ ;

– збудження УСКХ відбувається прямим ультразвуковим давачем із поперечними коливаннями чутливого елемента поляризованими у напрямку осі 1. Явище акустопружності описується такими компонентами об'ємних хвиль  $\{c_{11}, c_{12}, c_{21}\}$ ;

– збудження УСКХ відбувається прямим ультразвуковим давачем із поперечними коливаннями чутливого елемента поляризованими у напрямку осі 3. Явище акустопружності описується такими компонентами об'ємних хвиль  $\{c_{23}, c_{13}\}$ .

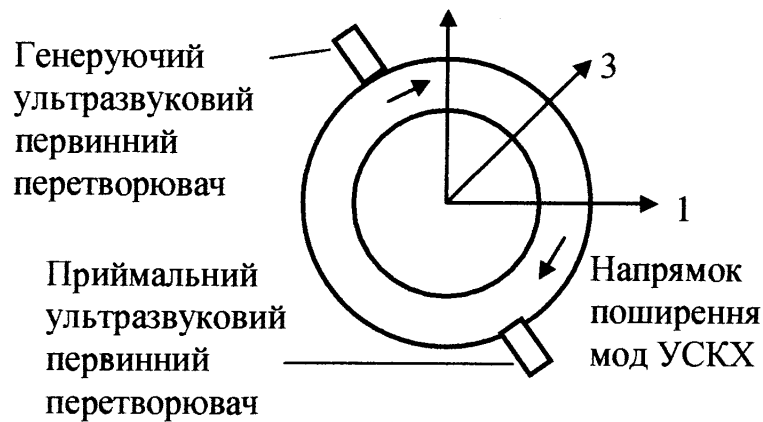


Рис. 4.5 – Поширення УСКХ в стінці труби

Визначення впливу окремих компонентів об'ємних хвиль на ефект акустопружності спрямованих кільцевих хвиль є складною задачею. Ефективним підходом для опису акустопружності УСКХ є застосування поняття енергії деформації  $W_s$  виражене на основі теорії Лагранжа [132, 27]:

$$W_s = W_s(CK) = W_s(F \cdot F^T), \quad (4.19)$$

де  $CK$  – тензор деформацій Коші-Гріна,

$F$  – градієнт деформацій.

Використання тензору деформацій Коші-Гріна дозволяє описувати зміщення в пружному середовищі викликані зовнішнім зусиллям без врахування зміщення

початку системи координат. Визначення градієнту деформацій та його залежність від тензору деформацій Коші-Гріна є такими [132, 27]:

$$F = dx/dX, CK = F^T F, \quad (4.20)$$

де  $X, x$  – відповідно вектори-орти системи координат в недеформованому та деформованому зовнішніми зусиллями середовищі.

Градiєнт деформацій а відповідно і тензор Коші-Гріна містить повну інформацію про локальні зміщення та поворот пружного середовища. Оскільки поворот середовища згідно (4.20) викликає деформації  $\epsilon$ , що не загально прийнято із інженерної точки зору, приведемо взаємозв'язок між цими величинами [132, 27]:

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2}(CK_{ij} - I_i) = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial u_k}{\partial x_j} \right), \quad (4.21)$$

де  $I_i$  – головні деформації;

$u$  – зміщення елементарного об'єму середовища;

$i, j, k = 1, 2, 3$  – індекси координатних осей.

Для ізотропного матеріалу головні деформації можна виразити через тензор деформацій Коші-Гріна так [132, 27]:

$$I_1 = CK_{11} + CK_{22} + CK_{33}, \quad I_2 = (I_1^2 - CK_{11}^2 - CK_{22}^2 - CK_{33}^2)/2, \quad (4.22)$$

$$I_3 = \det(CK) = \det(F)^2.$$

Рівняння (4.19)-(4.22) повністю описують залежність між деформаціями в пружному середовищі та енергією. Очевидно, що обчислення краще проводити використовуючи тензор деформацій Коші-Гріна, оскільки при цьому не потрібно розглядати всі процеси у двох системах координат (недеформованій і зміщеній та повернутій внаслідок дії зовнішньої сили) [70]. Градієнт деформацій  $F$  явно представляє зміщення точки середовища внаслідок дії зовнішнього зусилля. Це більш повно відповідає інженерному представленню деформації середовища і може бути визначено в лабораторних умовах, наприклад, на розривній машині.

Енергія деформації може бути описана у різний спосіб в залежності від вибраної теорії еластичності. Опис енергії деформації з використанням коефіцієнтів пружності третього порядку є таким [132, 27]:

$$W_s = \frac{1}{2}(\lambda + 2\mu)(I_1^e)^2 - 2\mu I_2^e + \frac{1}{3}(l + 2m)(I_1^e)^3 - 2mI_1^e I_2^e + nI_3^e, \quad (4.23)$$

$$I_1^e = (I_1 - 3)/2, \quad I_2^e = (I_2 - 2I_1 + 3)/4, \quad I_3^e = (I_3 - I_2 + I_1 - 1)/8.$$

Визначення енергії деформації (4.23) дозволяє застосовувати рівняння акустопружності для багатосного випадку деформації пружного середовища в тому числі для деформації стінки трубопроводу. Раніше було визначено які компоненти об'ємних хвиль беруть участь у формуванні УСКХ при поширенні в стінці трубопроводу, це дає можливість стверджувати, що за допомогою (4.23) можна обчислювати ефект акустопружності для ультразвукової спрямованої кільцеві хвилі.

Для опису визначення НДС за допомогою акустопружного ефекту спрямованих кільцевих хвиль необхідно пов'язати енергію деформації із величиною напружень в пружному середовищі. Для цього визначимо перший тензор (несиметричний) напружень Піоли-Кірхгофа  $\sigma^{(k)}$  так [132, 27]:

$$\sigma^{(k)} = \partial W_s / \partial \nabla u, \quad (4.24)$$

де  $\nabla u$  – градієнт зміщення елементарного об'єму пружного середовища.

Тензор Піоли-Кірхгофа  $\sigma^{(k)}$  можна виразити через тензор напружень Коші  $\sigma$ , який використовується в інженерних розрахунках так [132, 27]:

$$\sigma = \det(F)^{-1} \cdot \sigma^{(k)} \cdot F^T. \quad (4.25)$$

На основі (4.24), (4.25) визначимо енергію деформацій пружного середовища через тензор напружень:

$$W_s = \sigma^{(k)} \iiint_V \det(F)^{-1} F^T \nabla u du, \quad (4.26)$$

де  $V$  – об'єм середовища.

Рівняння (4.26) дозволяє поєднати напруження та пов'язані із ними деформації пружного середовища при обчисленні акустопружності від поширення УСКХ в

стінці труби. Зв'язок через енергію деформації між величиною прикладених зовнішніх зусиль, деформацією пружного середовища, зміною швидкості поширення ультразвукових об'ємних хвиль, явищем акустопружності кільцевих хвиль є універсальним проте складним для безпосереднього обчислення [59]. Оскільки на відміну від простих коливань об'ємних хвиль кільцеві ультразвукові хвилі мають нелінійний розподіл зміщень елементарного об'єму пружного середовища по ширині стінки та по довжині околу труби необхідно розробити підхід для обчислення розробленої моделі акустопружності УСКХ.

Метод обчислення представлений для двовимірного простору базується на підході факторизації функції, що описує деформації [206, 235, 155].

Рівняння руху отримуємо для опису поширення коливань в площині  $x_1x_2$  (рис. 4.5) застосовуючи принцип Гамільтона до хвилеводу [155]:

$$\begin{aligned} u_1(x_1, x_2, x_3, t) &= u_1(x_1, x_2) e^{-j(kx_3 - \omega t)}, & u_2(x_1, x_2, x_3, t) &= u_2(x_1, x_2) e^{-j(kx_3 - \omega t)}, \\ u_3(x_1, x_2, x_3, t) &= u_3(x_1, x_2) e^{-j(kx_3 - \omega t - \pi/2)}, \end{aligned} \quad (4.27)$$

де  $j$  – комплексне хвильове число,

$k$  – хвильове число,

$\omega$  – частота,

$t$  – час.

Будь-яка точка хвилеводу згідно (4.27) піддається гармонічним коливанням із частотою  $\omega$ . Пружні коливання поширюються вздовж осі 3 із хвильовим числом  $k$  із зміщенням по фазі відносно коливань в одній площині поперечного перерізу стінки трубопроводу. Виразимо енергію скінченного елемента через Гамільтоніан так [155]:

$$\Pi(x_1, x_2, k) = [k^2 \text{КП}_2(x_1, x_2) + k \text{КП}_1(x_1, x_2) + \text{КП}_0(x_1, x_2) - \text{КК}(x_1, x_2)] / 2, \quad (4.28)$$

де  $\Pi$  – Гамільтоніан, що описує енергію скінченного елемента;

$\text{КП}$  – потенціальна енергія пружних сил,

$\text{КК}$  – кінетична енергія.

Вираз (4.28) є доволі простим, оскільки в ньому відсутні члени, що описують енергію скінчених елементів вздовж осі 3. Ці члени були вилучені, оскільки

вважаємо, що вздовж осі 3 енергія дорівнює деякій константі. Це відповідає поширенню УСКХ по периметру труби.

Члени (4.28) визначаються так [155]:

$$\begin{aligned}
 КП_0(x_1, x_2) &= \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left[ \left( \frac{\partial u_1}{\partial x_1} \right)^2 + \left( \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \right)^2 - \nu \left( \frac{\partial u_1}{\partial x_1} - \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \right)^2 \right] + \frac{E}{2(1+\nu)} \times \\
 &\times \left[ \left( \frac{\partial u_1}{\partial x_1} \right)^2 + \left( \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \right)^2 + \nu \left( \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \right)^2 \right], \\
 КП_1(x_1, x_2) &= \frac{2\nu E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left( \frac{\partial u_1}{\partial x_1} u_3 + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} u_3 \right) - \frac{E}{1+\nu} \left( \frac{\partial u_3}{\partial x_2} u_2 + \frac{\partial u_3}{\partial x_1} u_1 \right), \quad (4.29) \\
 КП_2(x_1, x_2) &= \frac{E}{2(1+\nu)} (u_1^2 + u_2^2) + \frac{(1-\nu)E}{(1+\nu)(1-2\nu)} u_3^2, \\
 КК(x_1, x_2) &= \omega^2 \rho (u_1^2 + u_2^2 + u_3^2),
 \end{aligned}$$

де  $E$  – модуль Юнга.

Для опису розподілу енергії по всьому об'єму досліджуваного середовища необхідно провести сумування всіх елементів так [155]:

$$(k^2 [КП_2] + k [КП_1] + [КП_0] - \omega^2 [M]) \{u\} = \{0\}, \quad (4.30)$$

де  $M$  – матриця маси.

В результаті проведення обчислення необхідно віднайти скалярні значення хвильових чисел  $k_1, k_2, \dots, k_i$ , та відповідні їм вектори переміщень  $\{u\}_1, \{u\}_2, \dots, \{u\}_i$  для одного значення частоти  $\omega$ . Кількість знайдених значень  $\epsilon$  в два рази більшою ступенів свободи розглядуваного пружного середовища.

Запропонований Л. Гавричем метод обчислення поширення спрямованих хвиль було удосконалено П. Вілкоксом для використання у комерційних пакетах скінченних елементів [235]. Недоліком цієї роботи є те, що дисперсні властивості обчислюються осесиметричною моделлю у двовимірному просторі. Це не дозволяє моделювати деформації викликані зовнішніми зусиллями. Для обчислення ефекту акустопружності необхідно розробити метод обчислення дисперсних властивостей у тривимірному просторі для довільної геометрії розглядуваного об'єкту.

Рівняння (4.30) відповідає рівнянню реалізованому в існуючому програмному забезпеченні скінченних елементів при обчисленні власних коливань механічної системи. Єдиною умовою для проведення обчислення явища акустопружності вибраним пакетом прикладних програм, що реалізує метод власних коливань є необхідність підтримки моделі матеріалу на основі теорії пружності третього порядку (Ф. Мурнагана).

Для побудови моделі поширення УСКХ по периметру труби у тривимірному просторі необхідно задати умови симетрії для двох площин перерізів, що перпендикулярні осі труби:

$$u(x_3)|_{x_3=0} = u(x_3)|_{x_3=h} = 0, \{x_1, x_2\} \in A, \quad (4.31)$$

де  $h$  – товщина моделі трубопроводу у напрямку осі 3,

$A$  – простір в площині  $\{x_1, x_2\}$  де визначений матеріал стінки труби.

Із приведеного аналізу слід зазначити ще одну умову застосування сітки скінченних елементів:

$$h = LE, \quad (4.32)$$

де  $LE$  – геометричні розміри скінченного елемента.

Граничні умови на зовнішній ній стінці труби повинні бути нульовими:

$$\sigma|_{\sqrt{x_1^2+x_2^2}=r_2} = 0, \quad (4.33)$$

де  $r_2$  – зовнішній радіус трубопроводу.

НДС в стінці трубопроводу визначимо через зусилля, які діють на внутрішню стінку труби:

$$d\epsilon|_{\sqrt{x_1^2+x_2^2}=r_1} = L_\epsilon, \quad (4.34)$$

де  $L_\epsilon$  - деяка константа,

$d\epsilon$  - відносні деформації.

При побудові сегменту стінки труби для його границь по периметру труби граничні умови повинні бути симетричними:



$$u(x_1, x_2)|_{\theta=\theta_1-} = -u(x_1, x_2)|_{\theta=\theta_1+}, \quad (4.35)$$

де  $\theta=\theta_1$  – деяке значення кута по околу труби.

Співвідношення між різницею швидкостей внаслідок явища акустопружності отриманих в результаті розв'язку представленої моделі можна обчислити так [144, 27]:

$$\frac{c-c_0}{d\varepsilon \cdot c_0} = 1 + \frac{f-f_0}{d\varepsilon \cdot f_0} + \frac{f-f_0}{f_0}, \quad (4.36)$$

де  $c, c_0$  – відповідно швидкості ультразвуку в деформованому та недеформованому середовищах

$f, f_0$  – відповідно частоти отримані внаслідок розв'язку (4.30) в деформованому та недеформованому середовищах.

Представлений метод обчислення акустопружності УСКХ дозволяє проводити аналіз для будь-яких діаметрів трубопроводів без обмежень за значенням діаметру.

#### **4.2.2 Визначення достовірності результатів розрахунку величини явища акустопружності ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль отриманих на основі розробленої математичної моделі**

Оцінка точності обчислень акустопружності моделлю із теорією пружності третього порядку проведемо для експериментальних результатів представлених Д. Іглом [141]. Параметри матеріалу сталі є такими: густина  $7800 \text{ кг/м}^3$ , константи Ляме  $\lambda = 11.58 \cdot 10^{10} \text{ Па}$ ,  $\mu = 7.99 \cdot 10^{10} \text{ Па}$ , константи Мурнагана  $l = -24.8 \cdot 10^{10} \text{ Па}$ ,  $m = -62.3 \cdot 10^{10} \text{ Па}$ ,  $n = -71.4 \cdot 10^{10} \text{ Па}$ . Відносні деформації дорівнюють  $5 \cdot 10^{-4}$ . Форма об'єкту дослідження прямокутна пластина, що відповідає зразку використаному в праці [141].

Результати розрахунків було отримано  $-2.61$ , що відповідає експериментальним даним  $-2.52$  [27]. Це показує правильність моделі акустопружності. Похибка в результатах є похибкою проведених експериментальних досліджень.

Проведення натурних вимірювань величини НДС вимагає попереднього знання про величини пружних констант матеріалу стінки трубопроводу. З цією метою необхідно провести лабораторні дослідження на зразках сталі на розривній машині. Зв'язок між константами Ляме та модулем Юнга та коефіцієнтом Пуассона, що отримуються при лабораторних дослідженнях є таким:

$$E = \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + \mu}, \quad \nu = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)}. \quad (4.37)$$

Визначення коефіцієнтів пружності третього порядку можна із лабораторних досліджень зразків виготовлених із трубних сталей так [141]:

$$\begin{aligned} l &= \frac{\lambda}{1 - 2\nu} \left[ \frac{1 - \nu}{\nu} \frac{dc_{22}}{d\varepsilon} + \frac{2}{1 + \nu} \left( \frac{dc_{21}}{d\varepsilon} + \nu \frac{dc_{23}}{d\varepsilon} \right) + 2\nu \right], \\ m &= 2(\lambda + \mu) \left( \frac{\nu}{1 + \nu} \frac{dc_{23}}{d\varepsilon} + \frac{1}{1 + \nu} \frac{dc_{21}}{d\varepsilon} + 2\nu - 1 \right), \\ n &= \frac{4\mu}{1 + \nu} \left( \frac{dc_{21}}{d\varepsilon} - \frac{dc_{23}}{d\varepsilon} - 1 - \nu \right). \end{aligned} \quad (4.38)$$

Відносні переміщення можна обчислити в умовах лабораторних досліджень виходячи із закону Гука так:

$$d\varepsilon = F/SE, \quad (4.39)$$

де  $F$  – сила прикладена до зразка сталі,

$S$  – площа поперечного перерізу,

$E$  – модуль Юнга.

За допомогою (4.37)-(4.39) отримуємо значення констант пружності. Для проведення неруйнівного контролю величини напружень в стінках трубопроводів необхідно отримати залежності зміни швидкості поширення мод УСКХ від величини НДС. З цією метою представимо спосіб розрахунку ефекту акустопружності для трубопроводу.

### 4.2.3 Результати розрахунків акустопружності ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль отриманих на основі розробленої математичної моделі

Для обчислення акустопружного ефекту як матеріал труби виберемо сталь із параметрами, що приведені при верифікації результатів. Геометричні розміри труби є такими, діаметр 273 мм, товщина стінки 10 мм. Акустопружний ефект будемо обчислювати для 8-и мод за двома частотними діапазонами 1 МГц та 2.5 МГц. У зв'язку із тим, що при збільшенні частоти необхідно збільшення скінченних елементів на частоті 2.5 Гц обчислення проводитимуться тільки із половиною околу труби. Граничні умови на розділі частини труби будуть симетричними. Це дозволить моделювати частину труби як одне ціле.

Розрахунки проводитимуться у три етапи. У першому етапі розраховуються власні частоти труби без напружень [55]. В другому етапі до трубопроводу прикладаються зовнішні навантаження та розраховуються величини напружень та деформацій. На третьому етапі розраховуються власні частоти трубопроводу після прикладання навантажень при цьому він знаходиться у напружено-деформованому стані (табл. Д.1).

Як можна побачити із представлених результатів розрахунків власні частоти змінюються від величини НДС. Залежність мод від величини НДС на всій зоні пружності із врахуванням напружень стиску представлено на рис. Д.8 та рис. Д.9. Як можна побачити, що від величини частоти величина акустопружного коефіцієнту змінюється рис. Д.8 та рис. Д.9.

Для оцінки відмінності зміни швидкості поширення окремих мод УСКХ від величини НДС в стінці труби представимо для великих значень напружень (але для пружної зони) графічні залежності, рис. 4.6, рис. Д.10. Як можна побачити із представлених кривих акустопружний ефект більш яскраво виражений для вищих мод на частоті 2.5 МГц. Для вказаного частотного діапазону найбільший коефіцієнт акустопружності є присутнім для 7-ї та 8-ї мод.

Необхідно відмітити, що розподіл напружень по товщині стінки трубопроводу є нерівномірний, рис. Д.11. Врахування нерівномірного розподілу при аналітичному визначенні акустопружного ефекту є складною задачею. Методом скінченних

елементів ця задача вирішується, що дозволяє стверджувати, що акустопружний ефект розрахований для реальних значень напружень та їх розподілу по товщині стінки та по периметру труби.

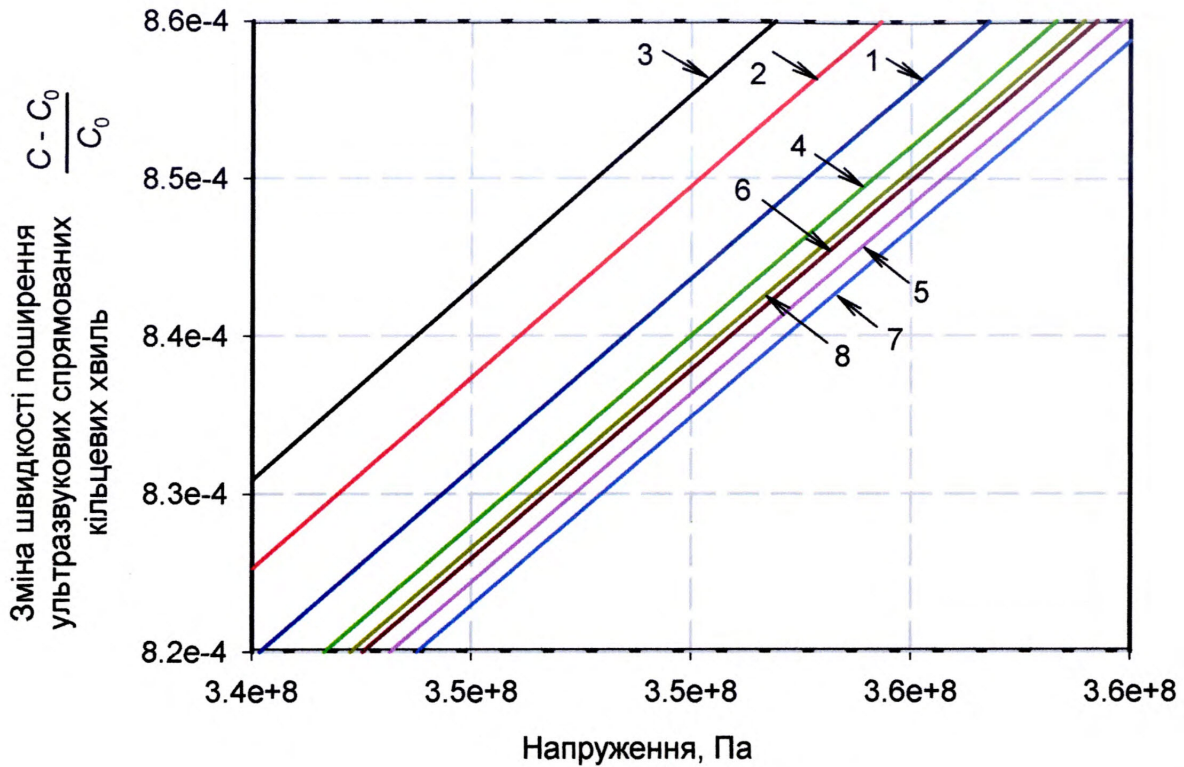


Рис. 4.6 – Акустопружність восьми мод ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі в стінці труби діаметром 273 мм, товщиною стінки 10 мм в околі частот 2.5 МГц в діапазоні високих напружень:

номери 1-8 відповідають частотам ультразвукових коливань 1-8 (табл. Д.1)

Для визначення швидкості поширення окремих мод УСКХ в стінці трубопроводу проведено розрахунок їх дисперсних властивостей розробленим алгоритмом, рис. Д.12, рис. Д.13. Групова швидкість визначалась із апроксимованого лінійного рівняння тому криві мають форму прямої лінії. Вищі моди апроксимувались поліномом вищого порядку, тому форма кривих має складнішу форму. Для проведення натурних вимірювань апроксимація кривих лінійним рівнянням є достатньою.

Представлений підхід визначення величини напружено-деформованого стану в стінці трубопроводу за допомогою явища акустопружності ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями є перспективним та таким, що підвищує час, точність та достовірність контролю. Представлені дослідження різних мод кільцевих

хвиль дозволяють оптимально вибирати необхідні параметри генеруючого та приймального ультразвукових перетворювачів з метою використання необхідної моди.

#### 4.2.4 Метод контролю дійсних значень напружень ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями

Отримання знання про дійсні значення напружень металу магістральних трубопроводів в експлуатаційних умовах є важливою складовою задачі контролю пружних властивостей.

На основі розробленої математичної моделі опису явища акустопружності УСКХ можна застосувати безпосереднє вимірювання швидкості поширення вибраних мод в стінці магістрального трубопроводу, що є в напружено-деформованому стані. Отримані швидкості необхідно порівняти із розрахованими залежностями зміни швидкостей мод УСКХ від напружень металу. Недоліком такого підходу є необхідність попереднього знання про величини пружних констант третього порядку (Мурнагана). На практиці, отримати точну інформацію про величини пружних констант Мурнагана для сталі магістральних трубопроводів є дуже складно, оскільки такі дослідження проводились несистематично, не можуть вважатись повними та достовірними зважаючи на довгий час їх експлуатації.

Для компенсації значення пружних констант сталі магістральних трубопроводів в методі контролю напружень модами УСКХ необхідно отримати інформацію про швидкості поширення мод в їх стінках в ненапруженому стані. Таку інформацію можна отримати для магістральних трубопроводів в період їх ремонту, за результатами визначення швидкості поширення мод в стінках труб, що є в запасі, (рис. 4.7).

Напруження в стінках магістральних трубопроводів складається як із тиску та ваги продукту, металу стінок, так і випадковими зусиллями, що виникають в процесі їх експлуатації  $F$ .

Різниця швидкостей поширення мод УСКХ в напружено-деформованому стані  $C$  та ненапружено-деформованому стані  $C_0$  металу стінки магістрального

трубопроводу відповідає певній величині напружень  $\sigma_d$ , що отримується із розрахунку математичної моделі, що описує явище акустопружності УСКХ:

$$C - C_0 \sim \sigma_d . \quad (4.40)$$

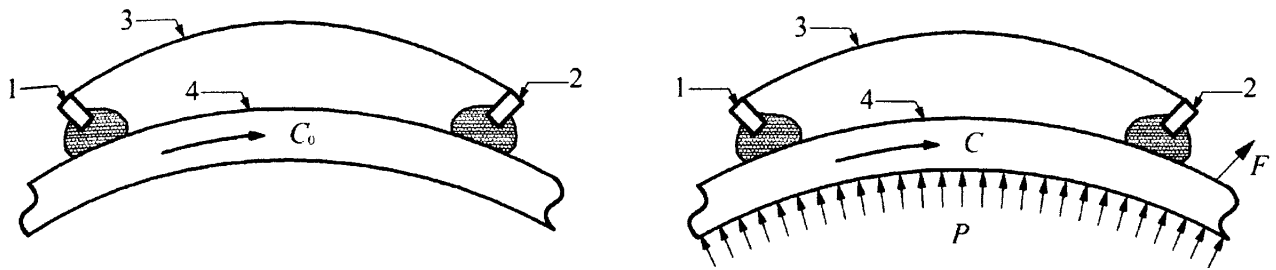


Рис. 4.7 –Метод компенсації пружних констант при контролі величини напружено-деформованого стану металу магістральних трубопроводів:

1 – генеруючий, 2 – приймальний ультразвукові первинні перетворювачі, 3 – жорстке кріплення, 4 – стінка трубопроводу,  $C$ ,  $C_0$  – відповідно швидкості поширення в напружено-деформованому стані та в ненапружено-деформованому стані металу стінки труби,  $P$  – тиск,  $F$  – прикладене зусилля

Для оцінки ефективності застосування УСКХ по відношенню до існуючих методів акустичного контролю величини напружено-деформованого стану поздовжньою хвилею поляризованою вздовж вектору прикладених зусиль було проведено розрахунок при напруженнях 200 МПа, товщині стінки труби 16 мм і відстані між первинними перетворювачами для методу на основі УСКХ 300 мм. Розрахунок проводився для поздовжньої хвилі на основі рівнянь Мурнагана, для першої моди УСКХ на частоті 2.5 МГц на основі розробленої математичної моделі. В результаті розрахунку було виявлено збільшення чутливості мод УСКХ на присутність напружень в стінці труби по відношенню до поздовжньої хвилі більш ніж в 10-ть разів. Причиною вибору поздовжньої ультразвукової хвилі, що поширюється вздовж прикладених зовнішніх зусиль полягає в тому, що вона має найбільшу величину акустопружності.

Для магістральних трубопроводів великих діаметрів (більше 1000 мм) відстань між первинними перетворювачами можна збільшити до 600 мм, це дозволяє збільшити чутливість методу контролю величини напружено-деформованого стану

у порівнянні із застосуванням поздовжньої ультразвукової хвилі більш ніж в 20-ть разів.

Жорсткість кріплення 3 (рис. 4.7) між генеруючим та приймальним первинними перетворювачами необхідна через складність реалізації точної відстані між перетворювачами в умовах експлуатації магістральних трубопроводів. Використання одного кріплення визначеної довжини в ненапружених трубах та діючому магістральному трубопроводі забезпечує точність визначення зміни швидкості мод УСКХ.

#### **4.2.5 Методи контролю перерозподілу величини напружено-деформованого стану металу стінок магістрального трубопроводу ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями**

На практиці, в умовах експлуатації магістральних трубопроводів, виникає необхідність отримати знання про відносний розподіл напружень металу стінок як по околу труби, так і по довжині трубопроводу. Проведення контролю відносного перерозподілу напружень магістрального трубопроводу є простішим у порівнянні із отриманням інформації про дійсну величину. Це пов'язано із тим, що при контролі відносного перерозподілу напружень не має необхідності отримувати інформацію про швидкості поширення мод УСКХ в ненапруженому металі труб. Фактично метод контролю напружень передбачає необхідність мати деякий реперний сигнал, що служитиме за основу для порівняння. У випадку контролю відносних значень НДС за реперний сигнал необхідно вибрати сигнал поширення мод УСКХ у найбільш ненапруженому місці трубопроводу. На практиці, при проведенні контролю відносних значень НДС та при обмеженому доступі до стінок трубопроводу (наприклад, у випадку шурфування) за реперний сигнал доцільно вибрати такий при якому швидкість поширення мод УСКХ є найбільшою, або найменшою (це залежить від практичного досвіду фахівця).

Контроль відносних значень НДС металу трубопроводу по околу його стінок.

У випадках гину трубопроводу в процесі експлуатації виникає необхідність визначити ступінь концентрації напружень по околу труби для встановлення рівня

небезпеки. У цьому випадку контроль здійснюється в 4-х місцях по околу труби, рис. 4.8.

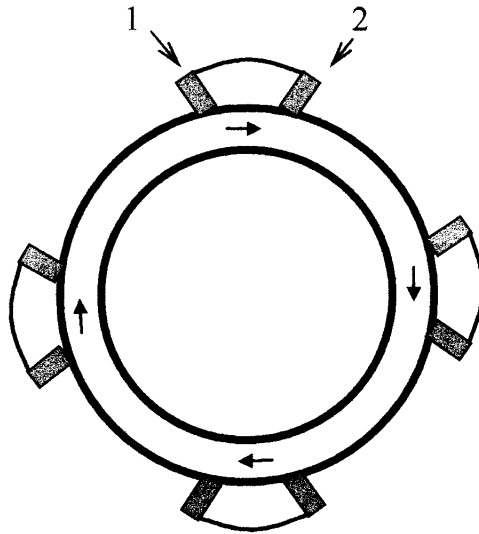


Рис. 4.8 –Метод контролю відносних значень НДС металу трубопроводу по околу його стінок із застосуванням мод УСКХ:

1 – генеруючий, 2 – приймальний ультразвукові первинні перетворювачі

Проведення контролю величини НДС металу по околу труби в двох місцях можливе при наявності інформації про форму згину магістрального трубопроводу в площині.

Особливо важливим застосування приведенного методу контролю відносних значень НДС по околу труби у випадку наявності опор під трубопроводом. В такому разі можливі зміщення осі трубопроводу, особливо у вертикальній площині, створюватимуть перерозподіл напружень.

Контроль відносних значень НДС металу трубопроводу по його довжині, рис 4.9.

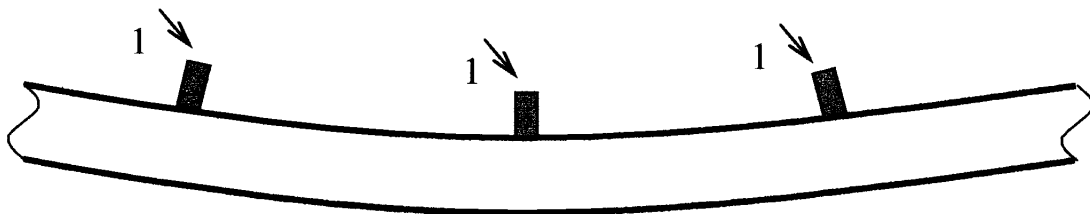


Рис. 4.9 –Метод контролю відносних значень НДС металу трубопроводу по його довжині із застосуванням мод УСКХ:

1 – генеруючий та приймальний первинні перетворювачі, розтвшовані в площині перпендикулярній осі трубопроводу



У випадку необхідності оцінки розподілу напружень по довжині трубопроводу, наприклад, при шурфуванні ділянки магістрального трубопроводу із доступом до верхньої поверхні, можна проводити контроль напружень в одній місці по околу труби, але в різних місцях по його довжині, апроксимуючи розподіл напружень квадратичним рівнянням. В такому разі мінімальна кількість місць контролю повинна дорівнювати трьом.

Критерій вибору оптимальної довжини ділянки магістрального трубопроводу між двома місцями контролю приведений у праці [105].

Приведені методи контролю відносних значень НДС металу магістрального трубопроводу мають також і деяку обмеженість у застосуванні, оскільки для аналізу технічного стану трубопроводу при їх застосуванні, необхідно проводити додаткові обчислення дійсних значень напружень теоретичним методом.

#### **4.3 Метод контролю пружних констант металу стінок магістральних трубопроводів спрямованими кільцевими ультразвуковими хвилями**

Знання про дійсні значення пружних констант металу стінок магістральних трубопроводів є основою для ряду неруйнівних методів контролю та методик визначення їх залишкового ресурсу.

Контроль величин пружних констант металу стінок магістральних трубопроводів на момент їх спорудження не проводились, оскільки вважалось, що вони є в межах нормативних значень, що регламентувалось заводом - виробником. За тривалий час експлуатації під дією деструктивних чинників сталь змінює свої механічні властивості, тому контроль величин пружних констант стінок магістральних трубопроводів є актуальною задачею.

### 4.3.1 Аналіз зміни механічних властивостей стінок трубопроводів

За даними досліджень, можна виділити такі деструктивні фактори, що впливають на зміну пружних властивостей сталі (рис. 4.10) [128, 231, 212, 163, 222, 199]:



Рис. 4.10 – Деструктивні фактори, що призводять до зміни механічних властивостей сталі протягом тривалого часу експлуатації.

Як видно з рис. 4.10, на деградацію механічних властивостей сталі нафтогазопроводів вносять вплив окрім величини напружено-деформованого стану металевої конструкції, ряд чинників.

В США проведені дослідження аналізу деградації пружних властивостей металоконструкцій та їх відмов протягом 12-и років показують важливість врахування структурних змін для запобігання аварій (рис. Д.14) [128]. З рис. Д.14 видно, що у агресивному середовищі найбільш значного деструктивного впливу зазнають трубопроводи. Це можна пояснити тим, що, на відміну від інших об'єктів, що аналізувались, на них діє більша кількість деструктивних факторів.

Ряд науковців зауважують, що на даний час, не має єдиної теорії, що може описати механізм деградації механічних властивостей матеріалів [231].

З аналізу наукових досліджень видно, що знання про величину пружних констант (механічних властивостей) сталі магістральних трубопроводів, що експлуатуються є важливою інформацією для неруйнівного контролю етапів їх раннього пошкодження. Особливо гостро задача точного визначення пружних констант магістральних трубопроводів стоїть в Україні та інших державах, зокрема Росії, де вони мають значний термін експлуатації.

Аналіз зміни механічних властивостей стінок нафтогазопроводів в часі не є лінійним (рис. 4.11). При зменшенні величини пружних констант, сталь на певному

етапі втрачає здатність опиратись існуючим навантаженням і розвивається стрімке руйнування.

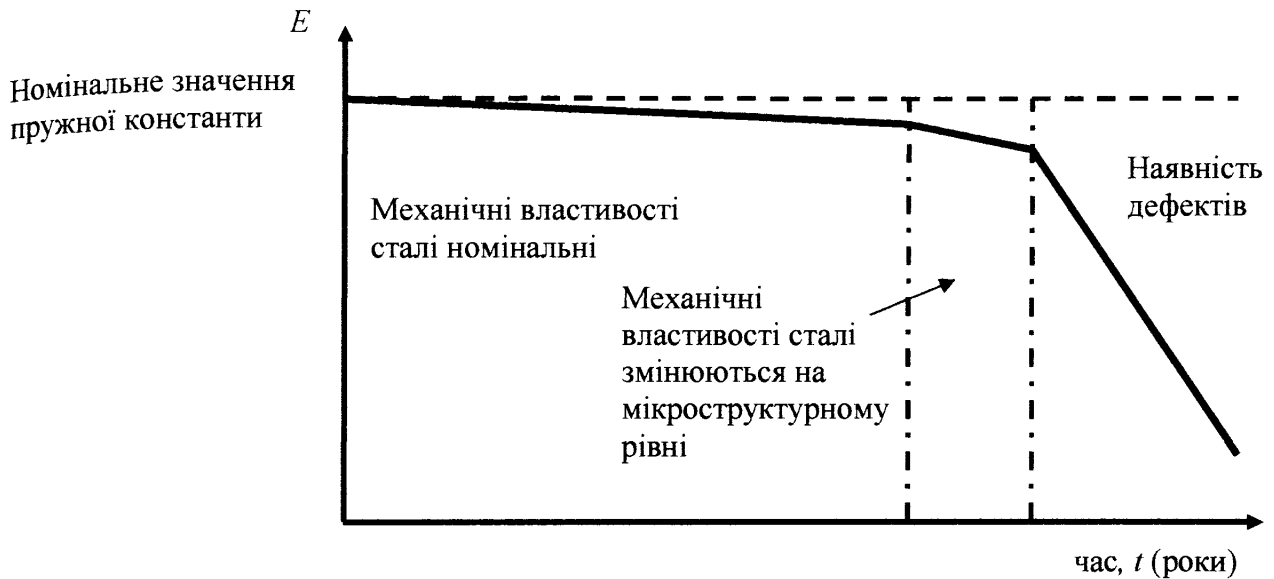


Рис. 4.11 – Характер деградації величини пружних констант сталі в часі

Науковці Дж. Пайк та А. Тайламбалі дослідили зміну пружних властивостей сталі від наявності корозії [199]. За їх дослідженнями найбільш значним показником деградації механічних властивостей сталі є наявність загальної корозії, рис. Д.15.

Наявність локальної корозії не вносить суттєвий вплив на зміну механічних властивостей сталі, проте змінює характер кривої зусилля-деформація після напруження плинності [199].

Згідно з дослідженнями та аналізом науковців Дж. Пайк та А. Тайламбалі присутність пітингової корозії не є показником зміни пружних властивостей сталі. Проте, при наявності значної інтенсивності пітингових корозійних включень, пружні властивості сталі та величини пружних констант змінюються (рис. Д.16) [199].

Як видно і представленого аналізу деградація в часі пружних властивостей магістральних трубопроводів має місце виключно в експлуатаційних умовах. Тому для виявлення місць деградації пружних властивостей та запобігання руйнувань магістральних трубопроводів необхідно розробити неруйнівний метод контролю, що може застосовуватись в експлуатаційних умовах.

### 4.3.2 Математична модель контролю пружних констант металу стінки магістрального трубопроводу ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями

Залежність між швидкістю поширення ультразвукових хвиль та величинами пружних констант шукатимемо із рівняння, що описує пружні коливання у тензорному вигляді [209]:

$$(C_{ijkl}\bar{n}_j\bar{n}_l - \rho c^2\delta_{ik})\xi_k = 0, \quad (4.41)$$

де  $C_{ijkl}$  – пружні константи,

$n_j$  – одиничний вектор напрямку поширення,

$\delta_{ik}$  – символ Кронекера,

$\xi_k$  – функція, що описує коливання.

Оскільки при поширенні ультразвукової хвилі коливання  $\xi_k$  не можуть дорівнювати нулю, то прирівняємо до нуля ліву частину [209]:

$$\det(C_{ijkl}\bar{n}_j\bar{n}_l - \rho c^2\delta_{ik}) = 0. \quad (4.42)$$

Рівняння (4.42) є відомим рівнянням Кристофеля, що описує фазові коливання у неявній формі.

Для застосування (4.42) необхідно визначити структуру тензора  $C_{ijkl}$ . Компоненти тензора мають властивості симетрії, що виходить із способу його визначення, тому [137]:

$$C_{ijkl} = C_{jikl} = C_{ijlk} = C_{jilk}, \quad j, i, l, k = 1, 2, 3. \quad (4.43)$$

Оскільки сталь має кубічну кристалічну ґратку, та враховуючи (4.43), отримаємо таку матрицю незалежних пружних констант для сталі:

$$C_{ij} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ & C_{11} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ & & C_{11} & 0 & 0 & 0 \\ & & & C_{44} & 0 & 0 \\ & & & & C_{44} & 0 \\ & & & & & C_{44} \end{pmatrix}, \quad i, j = 1 \dots 6. \quad (4.44)$$

Правило переходу між індексами із (4.43) до (4.44) представлено в праці [137]. На основі (4.42) та (4.44) визначмо співвідношення між пружними константами та поширенням ультразвукових коливань:

$$\rho \cdot c_{11}^2 = C_{11}, \quad \rho \cdot c_{31}^2 = C_{44}, \quad (4.45)$$

де  $c_{ij}$  – швидкість поширення ультразвукових коливань.

У (4.45) відсутнє визначення пружної константи  $C_{12}$ . Її визначаємо виходячи із (4.42) для матеріалу із кубічною симетрією [209]:

$$\begin{aligned} 2\rho \cdot c_{11}^2 &= M_1 + \sqrt{M_1^2 - 4M_2}, \quad 2\rho \cdot c_{31}^2 = M_1 - \sqrt{M_1^2 - 4M_2}, \\ M_1 &= C_{11} + C_{44}, \quad M_2 = [C_{11} \cos^2 \alpha + C_{44} \sin^2 \alpha] \cdot [C_{44} \cos^2 \alpha + C_{11} \sin^2 \alpha] - \\ &- (C_{12} + C_{44})^2 \cos^2 \alpha \sin^2 \alpha, \end{aligned} \quad (4.46)$$

де  $\alpha$  - кут між напрямком поширення ультразвукової хвилі та напрямком поляризації коливань.

Система рівнянь (4.45) та (4.46) є перевизначеною, оскільки на три незалежні константи припадає 4-и рівняння. Однак при практичному застосуванні (4.45) одне із рівнянь необхідно викинути в залежності від типу ультразвукового давача. Так, при генеруванні кільцевих спрямованих ультразвукових хвиль поздовжнім давачем, рівняння, що містить пружну константу  $C_{11}$  необхідно викинути із системи рівнянь.

Враховуючи (4.45), (4.46) побудуємо систему рівнянь для визначення пружних констант:

$$\begin{aligned} \rho(c_1^2) &= C_{44}, \\ 2\rho(c_2^2) &= C_{44} + C_{11} + \sqrt{(C_{44} + C_{11})^2 - 4C_{11}C_{44}}, \\ \rho(c_3^2) &= \frac{C_{11} + C_{12}}{2} + C_{44}, \end{aligned} \quad (4.47)$$

де  $c_i$  – фазові швидкості мод спрямованих хвиль.

Співвідношення між пружними константами вигляду (4.44) та модулями пружності першого та другого порядку є такими [137]:

$$\lambda = C_{11} - 2C_{44}, \quad \mu = C_{44}, \quad E = \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + \mu}, \quad \nu = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)}, \quad (4.48)$$

Рівняння, що описують залежність швидкості поширення УСКХ від величини пружних констант повинні враховувати чутливість кожної окремої моди. В залежності від швидкості поширення мод УСКХ їх поляризація буде подібною або на поляризацію поздовжніх об'ємних хвиль або поперечних. Для врахування особливості кожної моди необхідно ввести коефіцієнт подібності  $k_{Ei}$  для кожного рівняння (4.45), де  $i$  є порядковим номером моди. Коефіцієнт подібності необхідно обчислювати або визначати із лабораторних експериментів на зразках сталі.

Враховуючи, що контроль величини пружних констант здійснюватиметься в натурних умовах експлуатації магістральних трубопроводів, необхідно врахувати вплив робочого тиску продукту на результати вимірювання швидкості поширення спрямованих ультразвукових хвиль. Згідно підходу Мурнагана, щодо моделі пружності, яка була реалізована Р. Смітом, необхідно зробити поправку на зміну швидкості поширення пружних хвиль від величини напружено-деформованого стану [216]. Напруження від тиску робочого продукту діють в стінках труб як розтягувальні. Тому приймемо, їх як додатні. Зміна швидкості поширення кільцевих ультразвукових хвиль від наявності напружень, що викликані тиском робочого продукту повинні коректуватись на величину  $\Delta c_p$ :

$$\begin{aligned} \rho(c_1^2 + \Delta c_{1p}^2) &= k_{E1} C_{44}, \\ 2\rho(c_2^2 + \Delta c_{2p}^2) &= k_{E2} \left[ C_{44} + C_{11} + \sqrt{(C_{44} + C_{11})^2 - 4C_{11}C_{44}} \right], \\ \rho(c_3^2 + \Delta c_{3p}^2) &= k_{E3} \left[ \frac{C_{11} + C_{12}}{2} + C_{44} \right], \end{aligned} \quad (4.49)$$

де  $\Delta c_{ip}$  – зміна швидкості поширення мод УСКХ від тиску.

Для застосування (4.49) необхідно визначити спосіб генерування кільцевих спрямованих хвиль. Очевидно, що для першого рівняння необхідна більша присутність поперечної складової поляризації коливань в спрямованій хвилі аніж поздовжньої. Це пояснюється наявністю в правій частині однієї пружної константи, що відповідає за зсувні напруження. Для другого рівняння системи рівнянь (4.49) необхідна присутність поперечної та поздовжньої складових ультразвукових коливань.

Складнішим випадком є застосування третього рівняння (4.49). В цьому рівнянні присутні три складові поляризації ультразвукових коливань, що зумовлює необхідність генерування та реєстрацію спрямованих хвиль в різних січеннях трубопроводу.

Проілюструємо генерування та реєстрацію ультразвукових кільцевих спрямованих хвиль для перших двох рівнянь (4.49), рис. 4.12.

Як можна побачити із рис. 4.12, положення ультразвукових первинних перетворювачів при генеруванні двох мод кільцевих спрямованих хвиль відрізнятиметься тільки на кут нахилу  $Ang$ .

Генерування та реєстрацію ультразвукових кільцевих спрямованих хвиль для третього рівняння (4.49) відрізнятиметься від попередніх шляхом зміщення приймального давача по відношенню до генеруючого вглиб по осі труби, рис. 4.13 [102].

Взаємне розташування давачів не лімітується певними відстанями, проте, кут між давачами  $\theta$  повинен дорівнювати  $\pi / 4$ . Фазова  $C_f$  швидкість ультразвукової кільцевої спрямованої хвилі буде такою [209]:

$$C_f = \frac{L}{\Delta t}, \quad (4.50)$$

де  $\Delta t$  – час проходження ультразвукової хвилі від генеруючого до приймального давача.

Для визначення характеру залежності окремих мод від зміни величини пружних констант проведемо обчислення рівняння, що описує поширення спрямованої ультразвукової хвилі [153]:

$$q \cdot \tan(qh) + \frac{(q^2 - k^2)^2 \tan(ph)}{4k^2 p} = 0. \quad (4.51)$$

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

де  $k$  – хвильове число спрямованої хвилі;

$c_l, c_t$  – відповідно швидкості поширення поздовжньої та поперечної хвиль.

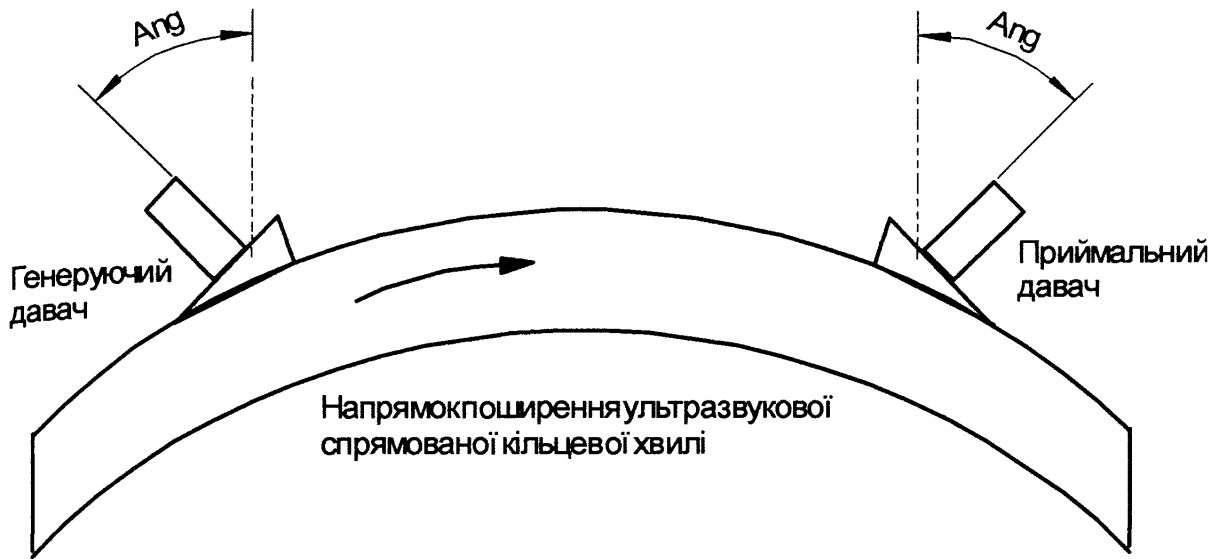


Рис. 4.12 – Визначення пружних констант  $C_{11}$  та  $C_{44}$  в трубі

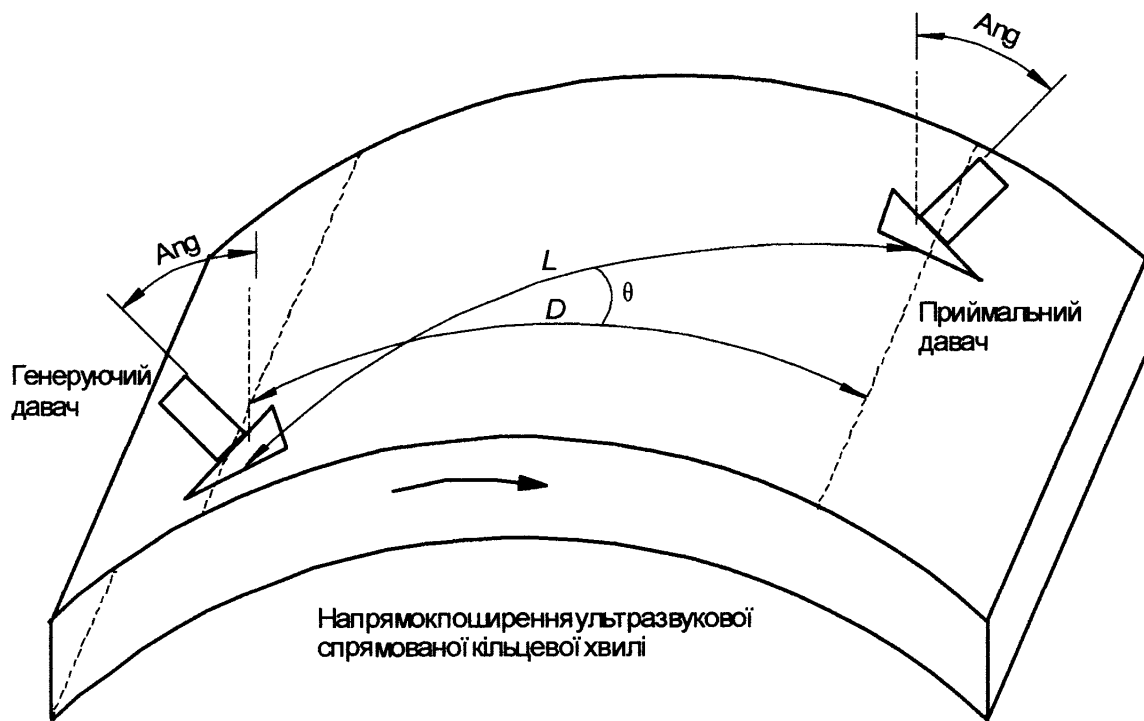


Рис. 4.13 – Визначення пружної константи  $C_{12}$

Діапазон зміни модуля Юнга складатиме 10%, рис 4.14 [77]. Обчислення дисперсних кривих проводимо для двох станів матеріалу пластини: а) номінального, б) деградованого. Вважаємо, що номінальними параметрами матеріалу сталі є  $E = 213 \cdot 10^9$  Па та  $\nu = 0.29$ . У другому стані механічні параметри пластини є такими:  $E = 185 \cdot 10^9$  Па,  $\nu = 0.3$ .





результатів розробленої математичної моделі буде збільшуватись внаслідок зменшення складової методичної похибки, що виникає через дисперсію цих хвиль.

Розглянемо методологічні засади методу визначення пружних констант магістральних трубопроводів ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями.

Застосування різних мод для проведення контролю величини пружних констант ставить необхідність розробити критерій для їх вибору. До критеріїв вибору слід віднести робочу частоту генерування спрямованих кільцевих хвиль та номери мод та типи спрямованих хвиль.

Частота генерування спрямованих хвиль дозволяє обмежити максимальну кількість мод, що можуть збуджуватись в певній конфігурації труби. З другого боку збільшення робочої частоти генерування спрямованих хвиль дозволить збуджувати моди із малим значенням дисперсії. Ще одним аргументом, що звужує вибір частоти генерування УСКХ є наявність вибору ультразвукових давачів. З огляду на вказані міркування вибираємо частоту генерування 2.5 МГц.

Як об'єкт дослідження вибираємо трубу з діаметром 117 мм та товщиною стінки 8 мм. Механічні параметри є такими:  $E = 210 \text{E}9 \text{ Па}$ ,  $\nu = 0.3$ ,  $\rho = 7850 \text{ кг/м}^3$ . В результаті проведеного розрахунку отримуємо набір мод, рис. Д.17.

Як видно із рис. Д.17. в трубі можуть збуджуватись ряд мод. Це дозволяє застосувати згідно (4.49) критерій вибору двох типів мод. З цією метою необхідно поділити фазові швидкості на ділянки. Критерієм поділу на ділянки спрямованих кільцевих хвиль використаємо підхід, що представлений Фонгом [153]. Згідно цього підходу на першій ділянці фазової швидкості будуть присутні часткові об'ємні поздовжні та поперечні коливання на двох границях розділу стінки труби. Перша ділянка фазової швидкості є обмеженою такими значеннями кутового хвильового числа спрямованої кільцевої ультразвукової хвилі  $k_\theta$ :

$$k_\theta < k_L R_1, \quad (4.52)$$

де  $k_L$  – хвильове число ультразвукової об'ємної поздовжньої хвилі,

$R_1$  – внутрішній радіус труби.

Критерій (4.52) підходить до застосування другого та третього рівнянь системи (4.49).

Для застосування першого рівняння (4.49) необхідно вибрати ділянку фазової швидкості, де поздовжня складова буде мінімальною. В цьому випадку критерій буде таким:

$$k_L R_1 < k_\theta < k_L R_2, \quad (4.53)$$

де  $R_2$  – зовнішній радіус труби.

### 4.3.3 Визначення залежності швидкості поширення ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в металі стінки магістрального трубопроводу від зміни величини модуля Юнга

Обчислення параметрів поширення УСКХ проведемо для сегменту труби діаметром 270 мм та товщиною стінки 10 мм. Параметри матеріалу є такими: густина  $7850 \text{ кг/м}^3$ , модуль Юнга  $2.1 \cdot 10^{11} \text{ Па}$ , коефіцієнт Пуассона 0.3. Частота збудження ультразвукових коливань дорівнює 2.5 МГц, що відповідає параметрам існуючих ПЕП. Метод обчислення поширення УСКХ було вибрано скінченних елементів [25]. Геометричні розміри скінченного елемента дорівнювали 1/7 довжини поздовжньої ультразвукової хвилі частотою 2.5 МГц.

Для зменшення обчислювальних ресурсів, що використовується методом скінченних елементів, необхідно зменшити об'єм досліджуваного сегменту труби. Виходячи з таких міркувань, сегмент труби для проведення обчислення дорівнює 1/4 довжини околу. Використання сегменту труби приводить до того, що від його кінця утвориться відбита мода УСКХ, що буде створювати завади для визначення параметрів прямої УСКХ. Зменшення впливу відбитої моди УСКХ досягається застосуванням на кінці сегменту труби протилежного до місця генерування скінченних елементів в яких амплітуда коливань загасає за логарифмічним законом [25]. Назва скінченного елемента є CINPE4.

Для подальшого спрощення обчислення проводилось на площині. Це дозволяє уникнути додаткових складнощів як при застосуванні граничних умов на краях трубопроводу у площині перпендикулярній його осі, так при аналізі луно-сигналу утвореного від цих площин.

Місце реєстрації пружних коливань було вибрано в кінці сегменту труби на поверхні її стінки, що відповідає проведенню контролю на практиці, (рис. 4.15).

Форма генеруючого імпульсу складається із п'яти періодів, амплітуда яких зростає до третього імпульсу, а потім спадає.

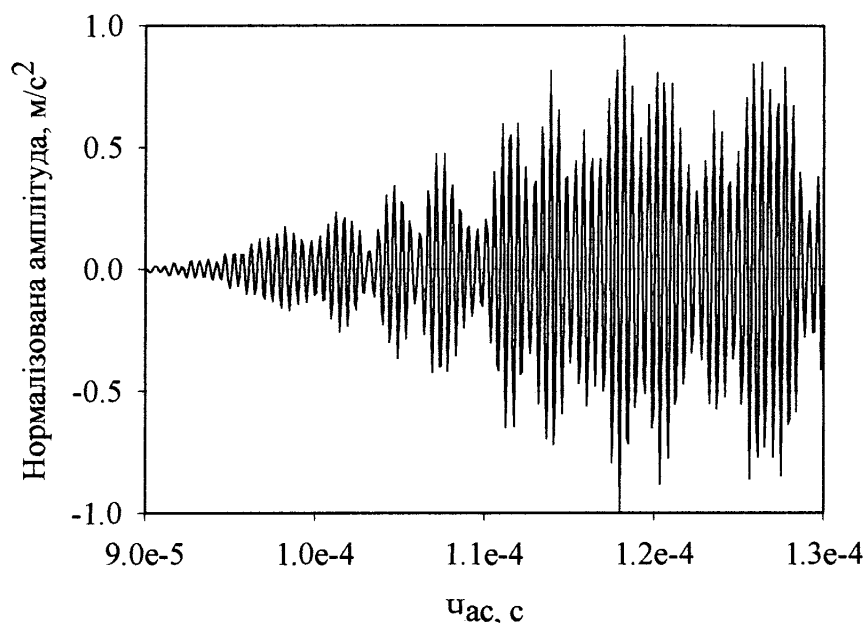


Рис. 4.15 – Сигнал нульової моди УСКХ в стінці труби  $\varnothing$  270 мм та товщиною стінки 10 мм при значенні модуля Юнга  $2.1 \cdot 10^{11}$  Па

Пружні коливання від приходження моди УСКХ в місце реєстрації обчислювались як зміна амплітуди прискорення вузла сітки, (рис. 4.15, рис. Д.19, рис. Д.20). З аналізу представленої кривої можна побачити, що при генеруванні пружних коливань утворились кілька мод УСКХ, що поширюються із різною швидкістю. Форма хвильових пакетів є подібною до форми генеруючого імпульсу, що дозволяє їх розділити на окремі моди. Деякі моди мають подібні швидкості поширення і їх початок та кінець складно виокремити на часовій шкалі.

Зміну величини модуля Юнга обчислювали для трьох значень, друге і третє значення є відповідно на 5 % та 10 % меншими за перше.

Сигнал поширення моди УСКХ для трьох різних значень модуля Юнга обчислений як поширення еквівалентних напружень в скінченних елементах представлений на рис. Д.18.

Як можна побачити із представлених трьох кривих, (рис. Д.18), із зменшенням величини модуля Юнга швидкість поширення мод УСКХ зменшується. Це відповідає базовим залежностям для поширення пружних коливань, оскільки швидкість поширення є прямо пропорційною модулю Юнга.

Форма сигналів, (рис. Д.18) трьох мод УСКХ є огинаючою коливань та містить значні завади високої частоти. Для зменшення рівня завад було застосовано до огинаючих сигналів фільтр Чебушева із частотою обрізання 2.6 МГц, (рис. 4.16). Застосування фільтру дозволило суттєво зменшити рівень завад, що дозволило більш легше проводити аналіз хвильових параметрів мод УСКХ.

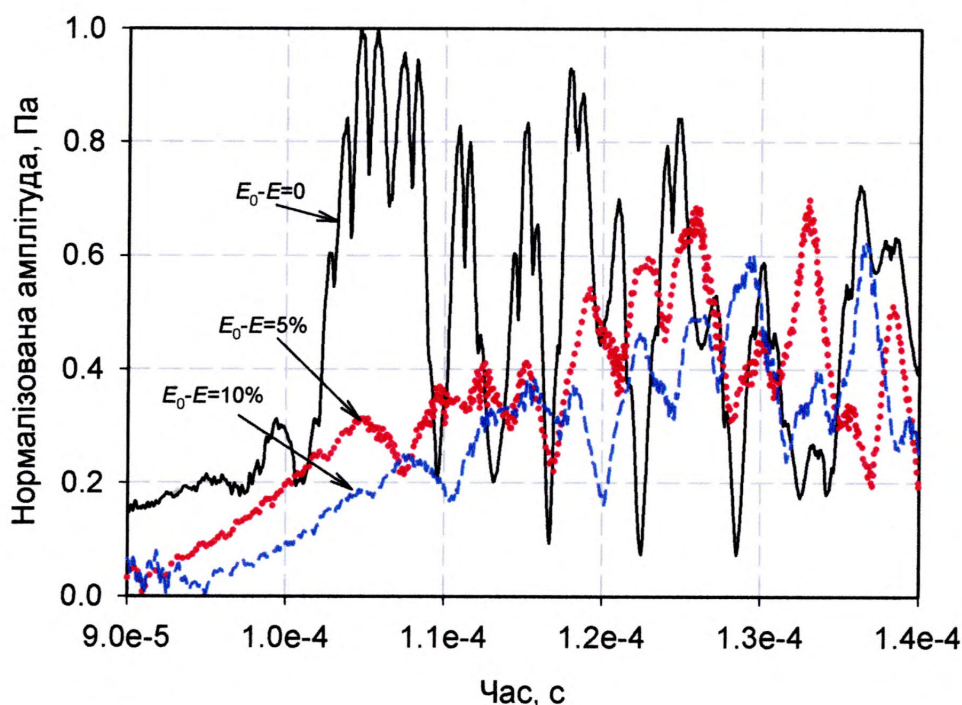


Рис. 4.16 – Сигнал нульової моди УСКХ в стінці труби  $\varnothing 270$  мм та товщиною стінки 10 мм при різних значеннях модуля Юнга після застосування фільтру Чебушева

Із зменшенням величини модуля Юнга на 5 % швидкість поширення мод УСКХ зменшилась більше ніж при зміні на 10 %, це дозволяє зробити висновок про нелінійність зміни швидкості поширення мод УСКХ відносно величини модуля Юнга, (рис. 4.17). Час приходження мод УСКХ реєстрували за першим максимумом, при цьому слідкували за дотриманням збереження форми сигналу в такий спосіб, щоб співпадала порядкова кількість максимумів та мінімумів. Це дозволяє ідентифікувати моду, за якою проводиться обчислення зміни швидкості поширення

УСКХ. Ідентифікації моди є відносно нескладною задачею, оскільки форма реєстрованого сигналу УСКХ не змінюється, а лише розтягується за часовою шкалою.

Нелінійність зміни швидкості поширення мод УСКХ при зменшенні величини модуля Юнга може бути пояснена тим, що швидкість поширення об'ємних хвиль є у квадратичній залежності від величини модуля. Нелінійність границь розділу середовища поширення при зміні модуля Юнга також вносить вплив на перерозподіл відношення поздовжньої та поперечної складової у поляризації мод УСКХ, що в свою чергу вносить вплив на зміну швидкості поширення.

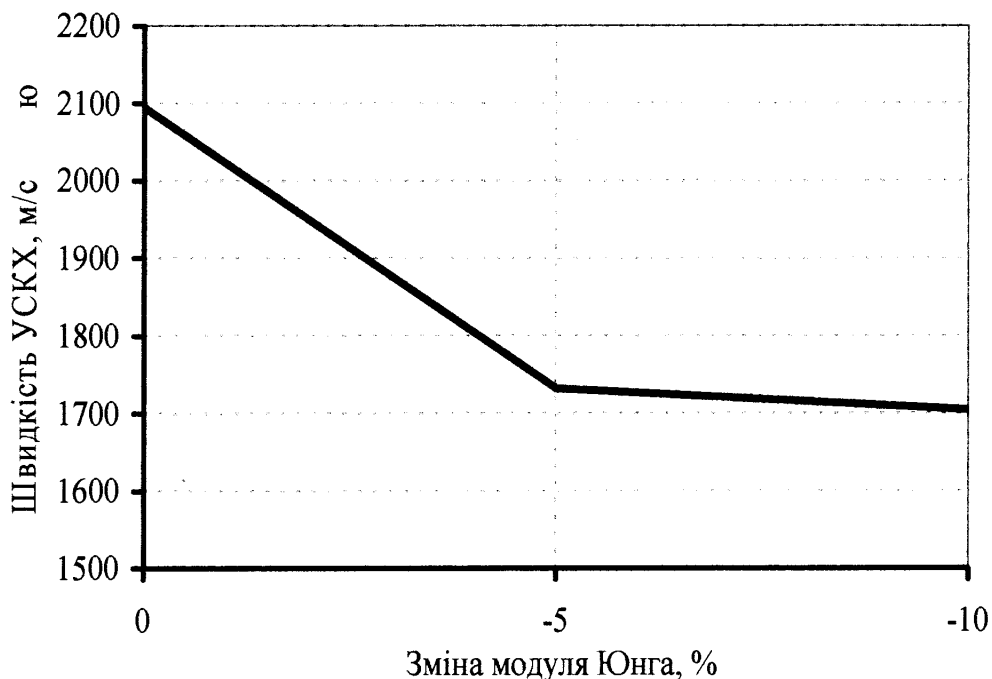


Рис. 4.17 – Залежність зміни швидкості поширення нульової моди УСКХ в стінці труби  $\varnothing 270$  мм та товщиною стінки 10 мм від зміни величини модуля Юнга

Для застосування обчислених значень зміни швидкості поширення мод УСКХ від зменшення величини модуля Юнга на практиці необхідно здійснити їх апроксимацію. Апроксимаційна крива на основі поліному другого степеня є такою:

$$\Delta C_{n0} = 1.51 \cdot 10^{-18} E^2 - 5.839 \cdot 10^{-7} + 58105. \quad (4.54)$$

Графічне представлення апроксимаційного поліному другого степеня та сплайну, (рис. Д.21) вказує на те, що є неточність у визначенні модуля Юнга, оскільки в околі значення  $1.95 \cdot 10^{11}$  Па є зміна знаку швидкості поширення, що не

відповідає теоретичній моделі. Апроксимація обчислених значень експоненціальною функцією не вносить змін на знак зміни швидкості поширення УСКХ. Апроксимаційна крива на основі експоненціальної функції є такою:

$$\Delta C_{n0} = 1699.297 + 8.743 \cdot 10^{-20} \exp(2.374 \cdot 10^{-10} \cdot E). \quad (4.55)$$

Використання апроксимаційної функції дозволить застосовувати обчислені значення зміни швидкості поширення нульової моди УСКХ в стінці труби від зменшення величини модуля Юнга в натурних умовах.

Представлений підхід побудови аналітичної залежності зміни швидкості поширення нульової моди УСКХ від зменшення величини модуля Юнга може бути застосований до будь-якої моди вищого порядку та будь-якого магістрального трубопроводу, що дозволяє стверджувати про універсальність запропонованого підходу.

## Висновки до розділу

1. Розроблено метод неруйнівного контролю наявності неоднорідностей в стінці магістрального трубопроводу ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями. Метод полягає у реєстрації луно-сигналу УСКХ утвореного від взаємодії із неоднорідністю ультразвуковим первинним перетворювачем, що працює у сумщеному режимі. Представлено підхід отримання параметрів сигналу шляхом моделювання поширення УСКХ та утворення луно-сигналу від взаємодії із неоднорідністю в стінці магістрального трубопроводу великого діаметру методом скінченних елементів. За допомогою представленого методу можна детектувати неоднорідності як на зовнішній так і на внутрішній стінці магістрального трубопроводу, що розташована на відстані від генеруючого ультразвукового первинного перетворювача. Представлено спосіб визначення місцеположення по околу труби та розміру неоднорідності шляхом аналізу часу приходження луно-імпульсу від неоднорідності та амплітуди моди УСКХ шляхом порівняння її із зразковою неоднорідністю із відомими геометричними розмірами. Перевагами методу контролю неоднорідностей в стінці магістрального трубопроводу у

порівнянні із відомими ультразвуковими методами є можливість проводити інтегральну оцінку його стінки на певній ділянці труби за одне вимірювання.

2. Розроблено метод неруйнівного контролю величини напружено-деформованого стану стінок магістральних трубопроводів ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями. Метод базується на використанні явища акустопружності. Представлено математичну модель залежності швидкості поширення УСКХ від величини рівня напружень в стінці труби. Для розв'язку математичної моделі застосовано метод скінченних елементів в якому модель матеріалу представлено теорією Мурнагана. Представлено криві залежності 8-и мод УСКХ від значення величини напружень в стінці труби на двох частотах 1 МГц та 2.5 МГц. Встановлено, що для кожної частоти моди УСКХ та її порядкового номеру явище акустопружності відрізняється. Явище акустопружності має найбільший ефект на низьких частотах УСКХ.

3. Розроблено метод неруйнівного контролю величини пружних констант стінок магістральних трубопроводів ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями. Метод полягає в визначенні зміни швидкості поширення мод УСКХ по околу стінки труби в залежності від величини модуля Юнга та коефіцієнта Пуассона. Також за допомогою представленого методу можна визначати окремі компоненти констант пружності та константи Ляме. Представлено спосіб контролю окремих компонент пружних констант. Проведено аналіз мод УСКХ та встановлено які моди найбільш оптимально підходять для визначення зміни констант пружності першого порядку. Проведено розрахунок зміни швидкості поширення мод УСКХ від зменшення модуля Юнга на 10 %. Встановлено, що запропонований метод дозволяє проводити контроль зміни пружних констант стінки магістральних трубопроводів на ділянці певної довжини за одне вимірювання.



## РОЗДІЛ 5

### МЕТОДИ КОНТРОЛЮ СТІНОК МАГІСТРАЛЬНИХ ТРУБОПРОВОДІВ ОБ'ЄМНИМИ УЛЬТРАЗВУКОВИМИ ХВИЛЯМИ

Методи контролю об'ємними ультразвуковими хвилями магістральних трубопроводів є поширеними як в Україні так і в світі, проте вони не пристосовані до ефективного їх застосування для великих протяжних об'єктів в т. ч. і магістральних трубопроводів. Це пояснюється тим, що при застосуванні існуючих методів в умовах експлуатації магістральних трубопроводів існує велика ймовірність пропуску дефекту внаслідок точковості контролю та поганого акустичного контакту. Поганий акустичний контакт може бути спричинений нерівністю поверхні, що викликана внаслідок корозійної пошкодженості, наявності фарби, монтажними та експлуатаційними пошкодженнями, форми поверхні зварних з'єднань. Для збільшення ефективності застосування ультразвукового контролю об'ємними хвилями пропонується новий спосіб та пристрій, що забезпечує суцільний контроль поверхні магістральних трубопроводів.

#### **5.1 Визначення вимог до контролю стінок магістральних трубопроводів ультразвуковими об'ємними хвилями**

##### **5.1.1 Типи дефектів стінок магістральних трубопроводів, що підлягають ультразвуковому контролю**

При виготовленні магістральних трубопроводів використовуються різні технологічні методи. При аналізі представлених науковцями Альошиним Н. П. та Лупачьовим В. Г. класифікації дефектів було виокремлено дефекти, що мають місце в магістральних трубопроводах [4]:

– невідповідність заданому хімічному складу сталі має місце при помилках в процесі плавлення чи вигоряння окремих компонентів, що змінює робочі механічні характеристики сплаву;

– неметалічні включення (шлакові та флюсові) появляються при порушенні технологічних операцій плавлення. В сталі такі включення появляються внаслідок засмічення шлаками, продуктами окислення, вогнетривами та продуктами реакції між ними;

– незлитини, що утворюються в процесі пониженої температури лиття. Вони представляють собою несучільності, що починаються біля поверхні сталі;

– газові бульбашки появляються при кристалізації через виділення газів, що були розчинені в металі в процесі плавлення. Ці дефекти можуть бути як розташованими у всьому об'ємі стінки магістрального трубопроводу, так і бути під поверхнею;

– поверхневі тріщини і внутрішні розриви, що виникають в прокаті через значні напруження в сталі при деформації. При обробці тиском сталь піддається нагріванню і охолодженню, що приводить до появи термічних напружень, які є причиною внутрішніх розривів та тріщин;

– розшарування, внутрішні порушення суцільності, що орієнтовані в напрямі волокна, виникають при обробці сталі тиском, а також при прокаті листа в результаті розплющування порівняно великих неметалічних включень і газових бульбашок;

– плени, бризки рідкої сталі, що застигли на поверхні і розкатані при прокатуванні у вигляді відшарувань товщиною до 1,5 мм;

– перегрів, що викликає збільшення зерна сталі, що є причиною руйнування;

– термічні тріщини виникають в результаті різкого охолодження сталі, вони можуть починатись на поверхні і поширюватись в глибину, або навпаки.

Частина цих дефектів виявляється в процесі виготовлення труби, інша частина проявляється після певного часу експлуатації магістрального трубопроводу і є особливо небезпечними. Інша частина дефектів магістрального трубопроводу виникає в процесі його будівництва, особливо це стосується якості зварних з'єднань.

При зварюванні сталь піддається плавленню і затвердінню, тому в зварних з'єднаннях можуть бути дефекти, що притаманні литому металу (раковини, шлакові включення, тощо) [4]. Крім того, під дією високої температури в зоні термічного впливу змінюються розміри зерна, виникає перегрів, гарячі та холодні тріщини. Причинами виникнення дефектів в зварному з'єднанні є недоброякісність вихідних матеріалів, порушення режиму зварювання, а також низький фаховий рівень робітників. Дефекти в зварному з'єднанні за місцем розташування поділяються на зовнішні та внутрішні. Зовнішні дефекти, як правило, можна виявити візуально. До внутрішніх дефектів відносять пори, шлакові і неметалічні включення, непровари, тріщини і незплави. В залежності від можливості виявлення дефектів при ультразвуковому контролі їх поділяють за формою та орієнтацією на об'ємні та плоскі.

До об'ємних дефектів відносять [4]:

– пори газові, що утворюються внаслідок забрудненості пругів зварюваної сталі, використання відволоженого флюсу чи відволожених електродів, збільшення швидкості зварювання чи збільшеної довжини дуги. Розмір внутрішніх пор може коливатись від 0,1 мм до 3 мм в діаметрі. Пори можуть бути розподілені в шві окремими групами, в вигляді ланцюга по поздовжній осі шва чи окремими включеннями. Для статично навантажених ділянок площа пор допускається до 7% розрахункового перерізу з'єднання, а при наявності вібрацій – не більше 4%. При існуючому ультразвуковому методі контролі зварного з'єднання пори виявляються погано через малу відбиваючу здатність внаслідок несприятливої форми;

– шлакові включення є невеликими об'ємами заповненими неметалічними речовинами (шлаками, оксидами). Розміри їх досягають кількох міліметрів. Ці включення виникають внаслідок поганого очищення зварюваних пругів від окалин і інших забруднень, а найчастіше від шлаків на поверхні перших шарів багатшарових швів. Шлакові включення можуть бути довільної форми: круглі, плоскі, у вигляді плівок чи продовгуваті. Вплив шлакових включень є таким же негативним на роботу магістрального трубопроводу, як і газових пор. Як правило,

шлакові включення мають більш витягнуту форму у порівнянні із газовими порами, тому краще виявляються ультразвуковими методами.

До плоских дефектів відносять:

– непровари є несучільностями на границях між основним і наплавленим металами чи незаповнені металом порожнини в перерізі шва. Причинами виникнення непроварів є погана підготовка пругів зварюваних труб, мала відстань між пругами труб, неправильний чи нестійкий режим зварювання тощо. Непровари послаблюють працездатність з'єднання внаслідок послаблення робочого перерізу шва, додатково гострі непровари створюють зону концентрації напружень. В трубопроводах, що піддаються тільки статичним навантаженням непровари розмірами до 15 % від товщини стінки труби не вносять суттєвого впливу на експлуатаційну міцність, проте вони є надзвичайно небезпечними при вібраційних навантаженнях;

– тріщини є частковим місцевим руйнуванням зварного з'єднання. Вони можуть виникати в результаті надриву нагрітого металу в пластичному стані чи в результаті крихкого руйнування після вистигання до більш низьких температур. Найчастіше тріщини утворюються в жорстко з'єднаних ділянках магістрального трубопроводу. Причинами виникнення тріщин можуть бути неправильний вибір технологій чи недотримання правил техніки зварювання. Тріщини є найбільш небезпечними та недопустимими дефектами;

– незплави це такий дефект зварного з'єднання який виникає внаслідок незплавлення металу, що наплавляється, із основним металом магістрального трубопроводу. Незплавлення утворюється внаслідок поганого зачищення пругів труб від окалини, іржі або при занадто довгій довжині дуги, недостатній силі струму, великій швидкості зварювання тощо. Незплавлення погано виявляється існуючими засобами ультразвукового контролю і є недопустимим при експлуатації магістральних трубопроводів.

Виявлення плоских дефектів в зварному з'єднанні в багато чому залежить від їх орієнтації і місцеположення.

Як можна побачити, контроль дефектів стінок магістральних трубопроводів є складною задачею, що не обмежується на етапі виготовлення труб та будівництва

трубопроводу, оскільки значна частина дефектів, що може бути невиявленою або пропущеною за нормативними документами на цих етапах розвивається у небезпечні та недопустимі при наднормативному терміні експлуатації трубопроводів. Визначимо параметри ультразвукового контролю, які мають найбільший вплив при виявленні дефектів магістральних трубопроводів.

### **5.1.2 Параметри дефектів, що контролюються ультразвуковими об'ємними хвилями**

Ультразвуковий контроль стінок магістральних трубопроводів в експлуатаційних умовах можна здійснювати луно-методами, оскільки доступ до поверхні труби є з однієї сторони.

Основним параметром, за яким в луно-імпульсному методі визначають наявність дефекту є амплітуда сигналу [41]. Луно-імпульс на екрані дефектоскопу порівнюють із нормативним значенням, що, як правило, отримується із порівняння із дефектом в зразку заданої форми та місцеположенням. Реальні дефекти в стінках магістральних трубопроводів відрізнятимуться від ідеальних геометричних моделей. Внаслідок цього при однаковій амплітуді луно-імпульсів від дефектів та штучних моделей їх геометричні розміри відрізняються. Тому використовується поняття еквівалентного розміру при описі реальних розмірів дефектів.

Акустичне поле, що формується первинним перетворювачем у стінці магістрального трубопроводу, представляє собою пучок ширина якого змінюється з глибиною. При переміщенні ПП, луно-імпульс появляється, коли дефект озвучується частиною ультразвукового пучка. При співпаданні акустичної осі ПП із центром дефекту луно-імпульс матиме максимальну амплітуду. Це створює таку ситуацію, коли при переміщенні ПП вздовж стінки труби із точковим дефектом, луно-імпульс буде мати не пікову форму, а деяку лінію із протяжністю  $2L_0$ . Оскільки ширина ультразвукового пучка залежить від форми діаграми направленості ПП, підсилення сигналу, способу обробки луно-імпульсу вторинним пристроєм величина  $2L_0$  може змінюватись в деяких межах. Якщо дефект має протяжність, то його границі, визначені луно-імпульсним методом також можуть

відрізнитись від дійсних. Для універсализації інтерпретації результатів ультразвукового контролю застосовується термін умовної границі дефекту. Умовна границя дефекту є геометричне місцеположення центру прямого ГПІ чи проекції на поверхню відбитих точок дефекту при нахиленому ГПІ, при якому амплітуда луно-сигналу від дефекту досягає заданого рівня. Є два підходи до визначення умовних границь відносний та абсолютний. При умовному підході визначення умовних границь дефекту амплітуда луно-сигналу повинна змінюватись на певне значення децибел. Як правило, рівень зміни амплітуди луно-сигналу дорівнює 6 дБ, проте в деяких випадках в залежності від товщини стінки труби може бути до 12 дБ. При абсолютному підході визначення умовних границь дефекту використовується порівняння зміни амплітуди луно-сигналу до певного заданого рівня чутливості з урахуванням глибини залягання дефекту. Можливі випадки контролю умовної границі дефекту комбінацією цих двох підходів де за умови вибору є більша чутливість.

Згідно чинних нормативних документів при визначенні дефекту описується його умовна протяжність *ДельтаL*, умовна ширина *ДельтаX* та умовна висота *ДельтаH* [35].

Умовною протяжністю *ДельтаL* дефекту є максимальна відстань між його умовними границями в одному із напрямків, в перпендикулярному напрямку є його умовна ширина *ДельтаX*. При контролі зварних з'єднань найбільша протяжність, як правило, зустрічається вздовж шва. Проте є окремі випадки відхилення осі дефекту від осі зварного шва чи розміщення в напрямку перпендикулярному до його осі. При визначенні умовної протяжності в стінці магістрального трубопроводу поперек твірної необхідно враховувати поправку на кривизну поверхні [41]:

$$\text{Дельта}L = \Delta l_0 \frac{R - h}{R}, \quad (5.1)$$

де  $\Delta l_0$  – умовна протяжність дефекту визначена без врахування кривизни;

$h$  – глибина залягання дефекту;

$R$  – радіус кривизни поверхні.

Нахиленим ГПП умовну протяжність визначають при переміщенні його в перпендикулярному напрямку до генерування ультразвукових коливань. Нахиленим ГПП також визначається умовна ширина та висота дефекту.

Для класифікації дефектів за розмірами використовуються терміни протяжні і непротяжні. Протяжність дефекту  $L_{\text{деф}}$  визначається відстанню ГПП від умовної границі до точки де є максимальна амплітуда сигналу. Величину  $L_{\text{деф}}$  порівнюють із половиною пучка  $L_0$ . Величина  $L_0$  може бути визначена як експериментально, так і розрахунково. За розрахунковим способом  $L_0$  прирівнюється із півшириною діаграми направленості. Для прямих ГПП із круглим чутливим елементом  $L_0$  визначається так [41]:

$$L_0 = r \cdot \text{tg}\theta_0 , \quad (5.2)$$

де  $\theta_0$  – півширина діаграми направленості на рівні  $|A_{\text{max}} - A_0|$ ;

$A_{\text{max}}$ ,  $A_0$  – відповідно амплітуда луно-сигналу максимальна та початку умовної границі дефекту;

$r$  – відстань від поверхні вводу до дефекту.

Діаграма направленості та чутливість визначення дефектів залежить від розміру чутливого елемента ГПП [41]. При збільшенні розміру чутливого елемента ГПП:

- зменшується ширина діаграми направленості, що з однієї сторони звужує сектор озвучування, а з другої – збільшує фронтальну роздільну здатність;
- підвищує чутливість на великих відстанях;
- збільшується ближня зона;
- погіршується акустичний контакт на криволінійних поверхнях.

Виходячи з цього ГПП із великим чутливим елементом можна рекомендувати для:

- більш точної оцінки границь дефектної ділянки і можливості розбиття її на менші за розміром ділянки чи на окремі дефекти;
- забезпечення високої чутливості при контролі товстостінних магістральних трубопроводів.

ГПП із малими розмірами чутливого елемента можна рекомендувати для:

- проведення пошуку дефектів;

– більш точної оцінки розмірів дефектів за АРД діаграмами на невеликих відстанях;

– контролю криволінійних поверхонь.

Згідно із чинними нормативними документами умовними границями дефекта є такі при яких амплітуда луно-сигналу дорівнює від 0,8 до 0,2 максимальної амплітуди, що визначається із технічної документації при контролі зварного з'єднання [35].

Оскільки контроль наявності дефектів залежить від величини амплітуди луно-сигналу дуже важливим є забезпечення необхідного акустичного контакту. Форма і шорсткість поверхні відіграють вирішальну роль [39]. З однієї сторони шорсткість обмежує чутливість методу, так що необхідна попередня обробка поверхні, а при контактному способі визначає зношення первинного перетворювача. Так виходячи із цих умов в чинному нормативному документі передбачено, щоб поверхня з'єднання, за якою переміщують перетворювач, не повинна мати вм'ятин і нерівностей, з поверхні повинні бути видалені бризки металу, що відшаровуються, окалина і фарба, забруднення [35]. При механічній обробці з'єднання, передбаченої технологічним процесом на виготовлення зварної конструкції, поверхня повинна бути не нижче 40 мкм. На практиці при експлуатації магістральних трубопроводів така умова не виконується.

При всіх методах контролю стінок магістральних трубопроводів бажано мати однакову якість поверхні [39]. Згідно досліджень Крауткрамера, при прямому контакті, коли ГПП притискається до поверхні через невелику кількість рідкого шару, найбільший вплив на якість луно-сигналу вносять сторонні частинки, тому що товщина шару акустичного контакту і відповідна його проникність можуть бути різними в різних місцях. Частинки окалини чи фарби, що не міцно тримаються поверхні труби можуть створювати повітряні проміжки, що повністю припинить проходження ультразвуку. В залежності від вихідного стану поверхні використовуються різні способи її покращення, наприклад, протирання ганчіркою чи лахміттям тощо. Однорідні і міцно закріплені покриття, наприклад шар фарби, не завжди створюють завади і нерідко бувають набагато кращими за нерівномірно очищену поверхню. Чистота поверхні при використанні контактних ГПП повинна



складати  $1/10$  довжини хвилі. Тобто при частотах ультразвуку 1-2.5 МГц висота нерівностей має бути приблизно 0,1 мм і менше, що не вноситиме суттєвого впливу на луно-сигнал.

Конструкція первинного перетворювача вносить значний вплив на величину коливань акустичного контакту [39]. ПП із жорстким акустичним контактом мають велику чутливість і вузький імпульс, реагують на коливання товщини шару акустичного контакту більшими коливаннями амплітуди. Це пояснюється проникністю тонкого акустичного м'якого шару (середовища акустичного контакту) між двома акустичними жорсткими середовищами (протектор ПП та сталь труби). Зменшення коливань акустичного контакту на порядок досягається застосуванням ПП із м'яким акустичним контактом, які є менш чутливими і дають менш гострий луно-імпульс. Додаткова товщина акустичного м'якого шару контакту практично не впливає на амплітуду луно-сигналу у порівнянні із товщиною протектора ПП.

Шорсткості, що перевищують  $1/10$  довжини ультразвукової хвилі (за різницею висот піку та впадини), значно погіршують акустичний контакт [39]. Зменшується звуковий тиск в напрямку осі і появляється бокове розсіювання. Через це погіршується точність локалізації дефектів і зростає небезпека того, що бокові відбиття будуть імітувати дефекти. Регулярні шорсткості можуть значно підсилити бокове випромінювання під визначеними кутами, як оптична дифракційна ґратка, що може викликати помилкову локалізацію дефектів. Сильно шорсткі поверхні діють на ультразвукову хвилю, як матове скло на світло: промінь розсіюється у всі сторони і локалізація по ньому вже неможлива. На поверхнях із нерегулярними нерівностями, наприклад, із хвилястістю за розмірами близькими до розмірів чутливого елемента шар акустичного контакту дуже погано впливає на ультразвуковий промінь, він нерегулярно відхиляється від нормалі, фокусується та розфокусується. Оцінка амплітуди в такому випадку є складною без подальшого аналізу властивостей ультразвукового поля. З метою вивчення властивостей ультразвукового променя, що проходить через хвилясту нерівномірну нерівність акустичного контакту рідина - сталь розробимо математичну модель, що описуватиме його поширення.

## 5.2 Розроблення математичної моделі поширення об'ємних

### ультразвукових хвиль через межу розділу рідина-сталь нерівної форми

#### 5.2.1 Побудова математичної моделі поширення об'ємних ультразвукових хвиль через межу розділу рідина-сталь нерівної форми

Математичну модель поширення об'ємних ультразвукових хвиль побудуємо використовуючи підхід Лагранжа, що є найбільш поширеним підходом опису ультразвукових коливань, рис. 5.1. Всередині побудованої моделі є границя розділу середовищ рідина – сталь, що матиме нерівну границю. Ультразвукова хвиля поширюватиметься в напрямку від 3 до 7, рис. 5.1.

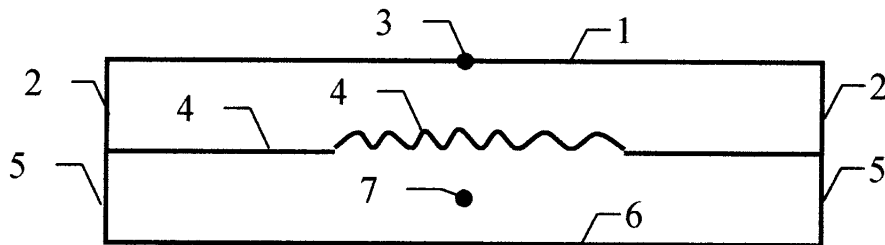


Рис. 5.1 – Геометрична побудова для математичної моделі поширення об'ємних ультразвукових хвиль через границю розділу рідина-сталь із нерівної формою: 1, 2 – границі рідкого середовища; 3 – місце генерування ультразвукової хвилі; 4 – контактна границя розділу рідина – сталь; 5, 6 – границі середовища сталі стінки труби; 7 – точка реєстрації коливань

Рівняння руху елементарного об'єму пружного середовища при поширенні ультразвукової хвилі в рідині є таким [25]:

$$\frac{\partial p}{\partial x} + \gamma(x, \theta) \frac{\partial u}{\partial t} + \rho(x, \theta) \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0, \quad (5.3)$$

де  $p$  – незрівноважена величина тиску в рідині;

$\theta_i$  – незалежне поле таке як температура, домішок рідини від якого залежить тиск;

$\rho$  - густина;

$t$  – час;

$u$  – зміщення елементарного об'єму в рідині;

$\gamma$  – об'ємний опір;

$x$  – декартові координати  $\{x_1, x_2, x_3\}$ .

Граничні умови на границях (рис. 5.1) 1 та 6 є вільними, отже напруження на цих границях дорівнює нулю. Бічні границі 2 рідкого середовища в залежності від вибору вхідних даних можуть бути вільними, такими як на 1, або поглинаючими [25]:

$$Z(\omega) = \sqrt{K(\rho + \gamma/\omega)}, \quad (5.4)$$

де  $Z$  – акустичний імпеданс,

$K$  – об'ємний модуль,

$\omega$  – частота.

На границі 3 генерується ультразвукові коливання. Умова генерування є прикладене прискорення до точки границі 3. Одиниці виміру прикладеного прискорення є сила поділена на масу. Граничні умови на границі 5 є жорстко закріпленими, отже  $u_1 = u_2 = u_3 = 0$ . Для розгляду граничних умов на границі 4 необхідно розглянути контактну взаємодію двох середовищ.

Контактна взаємодія шару рідини та сталі.

Поверхня шару сталі може бути взята як залежна, а шару рідини як головна. Взаємодія за тиском на поверхні сталі розраховується інтерпольованим значенням головної поверхні [25]. Напруження на поверхні сталі (залежній) не розраховуються відповідно до напружень на головній поверхні. Внесок до зв'язку між границями розділу із поверхні рідини (головної) обчислюється так, (рис. 5.2) [25]:

$$\int_{S_{fs}} \delta p \cdot n \cdot \frac{\partial^2 u_m}{\partial t^2} dS \approx \left( A_N \cdot n(x_N) \cdot \frac{\partial^2 u_m}{\partial t^2} \right) \left( \sum_i H^i(p(x_N)) \right), \quad (5.5)$$

де  $n$  – вектор-нормаль, що направлений в рідину;

$\delta p$  – довільне варіаційне поле тиску;

$S_{fs}$  – об'єднання поверхні рідини та сталі в місці контакту, де імпеданс рідини залежить виключно від поля тиску та його варіацій і не залежить від контакту із поверхнею сталі;

$u$  – зміщення елементарного об'єму на поверхні рідини (головній);

$u_m$  – зміщення елементарного об'єму на поверхні сталі (залежній);

$S$  – поверхня контакту;

$A_N$  – площа залежної поверхні, що є в околі точки контакту;

$x_N$  – точка на поверхні контакту спільна для двох середовищ;

$H^i(p(x_N))$  – інтерполянт тиску головної поверхні

Сумування розширюється на точки головної поверхні в околі точки контакту залежної поверхні і в циклі поширюється на всі точки проекції контактної поверхні  $S_{fs}$  в результаті чого будується контактна матриця.

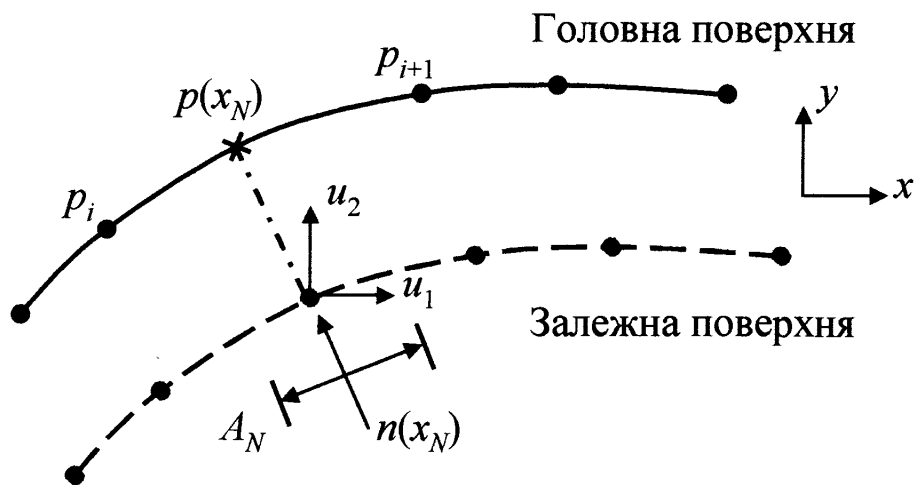


Рис. 5.2 – Зв'язок між головною та залежною поверхнею при контакті рідина-сталь

Внесок точок залежної поверхні в елементи контактної матриці апроксимується так [25]:

$$\int_{S_{fs}} \delta u_m \cdot n \cdot p dS \approx A_N \sum_i H^i(p(x_N)) p_i, \quad (5.6)$$

де  $p_i$  – тиск в точці головної поверхні,

$\delta u_m$  – довільне варіаційне поле зміщення елементарного об'єму.

Поле тиску рідини визначається так [25]:

$$p = -K(x, \theta_i) \frac{\partial}{\partial x} u, \quad (5.7)$$

У випадку коли головна поверхня є сталь, а залежна – рідина фізичні величини на точках залежної поверхні обчислюються як усереднені значення найближчої точки головної поверхні так [25]:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} n + \frac{\partial^2 u_m}{\partial t^2} n = 0, \quad (5.8)$$

Вектор-нормаль  $n$  у (5.8) визначає напрямок щодо форми границі розділу рідина-сталь згідно якого відбувається обчислення похідних тиску акустичної хвилі та зміщення елементарного об'єму пружного середовища.

Передача фізичних величин із головної поверхні до залежної проводиться шляхом апроксимації зміщення та тиску точки залежної поверхні інтерполянтном відповідної точки головної поверхні так [25]:

$$\int_{S_{fs}} \delta p \cdot n \cdot \frac{\partial^2 u_m}{\partial t^2} dS \approx A_N \left( \sum_i N^i(p(x_N)) \cdot \frac{\partial^2 u_m}{\partial t^2} \right), \quad (5.9)$$

$$\int_{S_{fs}} \delta u_m \cdot n \cdot p dS \approx A_N p_N \sum_i n N^i(p(x_N)), \quad (5.10)$$

де  $N^i(p(x_N))$  – інтерполянт головної поверхні обчислений за проекцією точки залежної поверхні.

Для застосування розробленої математичної моделі необхідно побудувати алгоритм утворення нерівної границі розділу середовищ рідина – сталь, рис. К.1. Алгоритм реалізовано на мові програмування Python, що є інтегрованою частиною пакету скінченних елементів Abaqus. В результаті виконання алгоритму створюється набір точок за допомогою алгоритму генерування випадкових чисел у межах вказаних на початку виконання програми, рис. К.2. Згенеровані точки з'єднуються за допомогою сплайну і таким чином уникається різких змін форми границі контакту, що значно б ускладнило обчислення параметрів поширення ультразвукових коливань.

Додатково до висоти нерівності є можливість вибору кількості точок, що буде сплайн. Із збільшенням кількості точок нерівність контактної зони збільшується.

Для визначення впливу нерівності контакту можна змінювати також і ширину зони між двома сусідніми виступами. Проте при проведенні обчислення ця зона є меншою ніж зона всього контакту. Такий підхід дозволяє моделювати зварне з'єднання. Для проведення обчислення необхідно приділити увагу до розбиття побудованої геометрії поширення ультразвукової хвилі на скінчені елементи. В зоні контакту при збільшенні нерівностей необхідно зменшувати розмір скінченного елемента. З метою економії обчислювальних ресурсів було забезпечено можливість зменшення розміру скінчених елементів не у всьому середовищі, а тільки на невелику глибину від границі розділу середовищ рідина – сталь.

### 5.2.2 Визначення розподілу акустичного поля на базі розробленої моделі

Обчислення параметрів поширення ультразвукової хвилі будемо проводити для чотирьох геометричних побудов форми границі розділу рідина – сталь, рис. К.3. Основна частота згенерованої ультразвукової хвилі буде 2.5 МГц, що відповідає тим частотам, що найбільш поширені при інспекції магістральних трубопроводів. Форма згенерованого сигналу складається із 5-ти періодів амплітуда яких поступово зростає до середини всього згенерованого сигналу а потім спадає.

У двох випадках моделювання нерівностей висотою 2 мм було застосовано різні умови контакту рідина – сталь. У першому випадку (рис. К.3б) , було застосовано підхід у якому головну поверхню формує рідке середовище, а залежну середовище сталі, у другому випадку (рис. К.3в) застосувалось дві умови за одне обчислення, у першій умові головну поверхню формує середовище рідини, а у другій - середовище сталі. Подвійна умова контакту повинна більш точно враховувати відносну проникність середовищ одне в одного. Висота шару рідини дорівнює 15 мм, так само товщина стінки труби складає 15 мм. Точка реєстрації коливань 7, (рис. 5.1), розташована в середині стінки труби, що дозволяє максимально віддалитись від впливу інших границь розділу середовищ, але при цьому мати можливість реєструвати ревербаційні імпульси від цих границь. Такий підхід дозволяє чітко розділити перший сигнал від луно-імпульсів.

Результати проведення обчислення та реєстрації параметрів ультразвукової хвилі, що пройшла нерівну границю розділу рідина – сталь визначено у формі часових залежностей амплітуди прискорень в точці спостереження, рис. К.4.

Як видно із часових залежностей (рис. К.4) у всіх представлених кривих чітко спостерігаються максимуми амплітуди сигналу, що відповідають найбільшій енергії ультразвукової хвилі. При аналізі можна побачити, що час приходження максимального луно-імпульсу в точку реєстрації є різним для всіх чотирьох кривих, амплітуда цих максимумів також відрізняється. Це підтверджує існуючі теоретичні та практичні дослідження, що при значній нерівності границі контакту рідина – сталь складно визначати амплітуду луно-сигналу від дефекту.

При подальшому аналізі ультразвукового сигналу можна спостерігати також із деякі закономірності. Час приходження першого сигналу залежить для всіх кривих від висоти нерівності, рис. 5.3 та рис. К.5. Це дозволяє стверджувати, що є індикаційний параметр за допомогою якого можна вносити корекцію при аналізі амплітуди ультразвукового сигналу в залежності від висоти нерівностей контакту рідина - сталь.

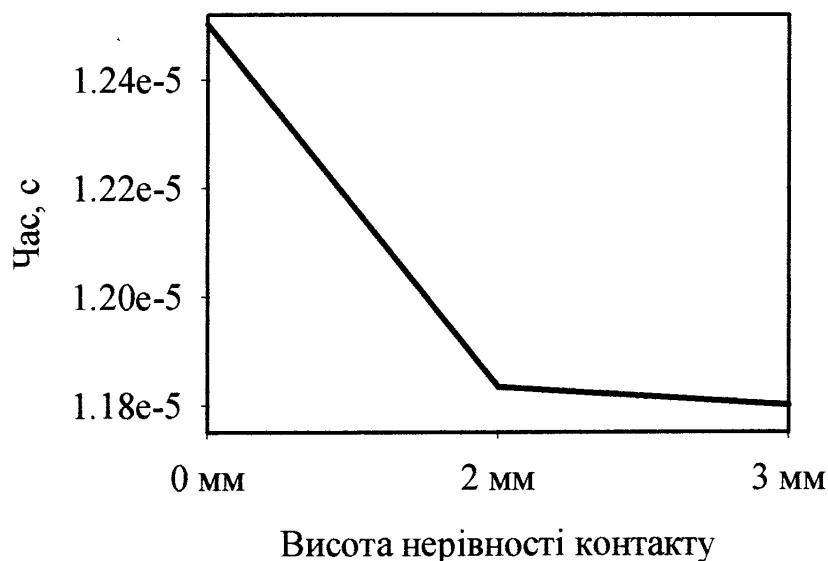


Рис. 5.3 – Час приходження першого імпульсу максимальної амплітуди в залежності від висоти нерівності

Зменшення часу приходження першого імпульсу із збільшенням зони нерівності можна пояснити, виходячи із побудованої геометрії поширення

ультразвукової хвилі. Збільшення висоти нерівності означає зменшення шару рідини на шляху поширення ультразвукової хвилі де швидкість її поширення є меншою ніж в сталі, тому загальна швидкість поширення зростає. Розглянутий випадок поширення ультразвукової хвилі має аналогії із контролем дефектів чи товщини стінки магістрального трубопроводу при наявності поверхневої корозії. Із збільшенням рівня корозії товщина стінки труби зменшується а величина нерівностей контакту рідина – сталь збільшується. Зменшення стінки труби означає, що крива на рис. 5.3 буде зростати, але форма зростання буде відповідати приведеному графіку. Аналогічну тенденцію буде мати ультразвукова хвиля при злушуванні фарби із поверхні труби.

Форма взаємодії ультразвукової хвилі при проходженні нерівної поверхні контакту видно на двовимірному графіку, рис. 5.4.

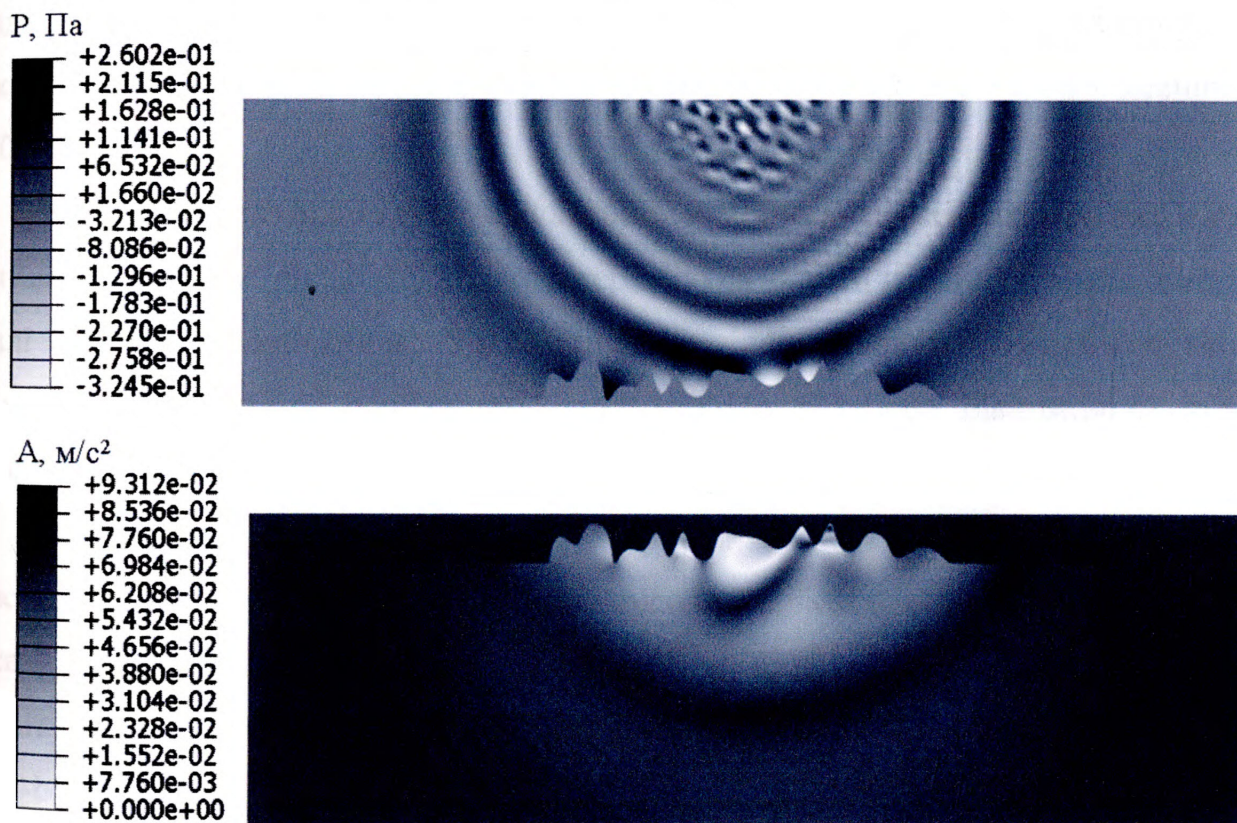


Рис. 5.4 – Двовимірне представлення поширення ультразвукової хвилі через нерівну границю розділу рідина – сталь

На рис. 5.4 чітко можна прослідкувати нерівномірність концентрації хвильової енергії на нерівностях контакту рідина – сталь, які в подальшому розсіюють промінь ультразвукової хвилі. Проте в сталі спостерігається криві одного рівня амплітуди



прискорення правильної круглої форми, що дозволяє стверджувати, що загальна структура хвилі не змінюється, а до неї вносяться локальні збурення. Це підтверджується і рисунками (Додаток К, рис. К.6 – рис. К.9).

Поле напружень ультразвукової хвилі на ділянці 5 мм при рівній границі розділу рідина – сталь показує наростання амплітуди і різке зменшення, що характеризує поле як таке, що не має значних збурень, рис. К.10, рис. К.13, рис. К.14.

Хвиля, що пройшла границю розділу середовищ, приходять в точку спостереження 7, (рис. 5.1), також у структурованій формі (прослідковується чіткий неспотворений максимум хвилі на фоні відносно рівного мінімуму), рис. К.11.

Слід звернути увагу на відмінність у амплітуді ультразвукової хвилі на межі розділу середовищ та в точці спостереження. Максимальна амплітуда хвилі на межі розділу середовищ є вищою і складає 0,25 Па, а в тієї ж хвилі в точці спостереження максимальна амплітуда внаслідок розширення ультразвукового пучка зменшилася до 0.18 Па.

Набагато складніша структура ультразвукової хвилі при наявності нерівностей контакту, рис. К.12, рис. К.15. Тут спостерігається значна нерівномірність амплітуди хвилі на ділянці довжиною 5 мм, що відповідає типовим розмірам чутливого елемента ПП. Однією особливістю цієї хвилі є відносно рівномірний перший максимум.

Порівняльний аналіз розподілу енергії ультразвукової хвилі в точці спостереження при різних значеннях висоти нерівності акустичного контакту показує, що не має чіткої закономірності у розподілі максимальних значень амплітуд падаючої ультразвукової хвилі, рис. К.16. Це показує, що аналіз амплітуди луно-імпульсу слід проводити не за максимальними значеннями, а за першим луно-імпульсом.

На рис. К.16 чітко видно відмінності, які вносить нерівність акустичного контакту на структуру ультразвукового пучка. При рівній зоні акустичного контакту максимум пучка ультразвукової хвилі припадає на пряму, що є нормаллю до місця генерування. При наявності нерівностей в зоні акустичного контакту частина енергії хвилі розсіюється і утворює бічні хвилі, напрямок яких відрізняється від нормалі до

місця генерування. Можна простежити, що не має чіткої закономірності між величиною нерівностей і формою збурення ультразвукового пучка, що говорить про випадковий їх характер.

Порівняльний аналіз розподілу енергії ультразвукових коливань при появі ревербаційних частин хвилі у точці спостереження показує, що її структура значно ускладнюється, рис. 5.5. Незважаючи на те, що форма кривих створюється випадковими процесами, спостерігається деяка закономірність, яка полягає в тому, що чим більше енергії у падаючої ультразвукової хвилі, тим більший перепад енергії на вибраному відрізку спостереження реєструється внаслідок процесів відбиття від границь розділу та суперпозиції окремих її частин.

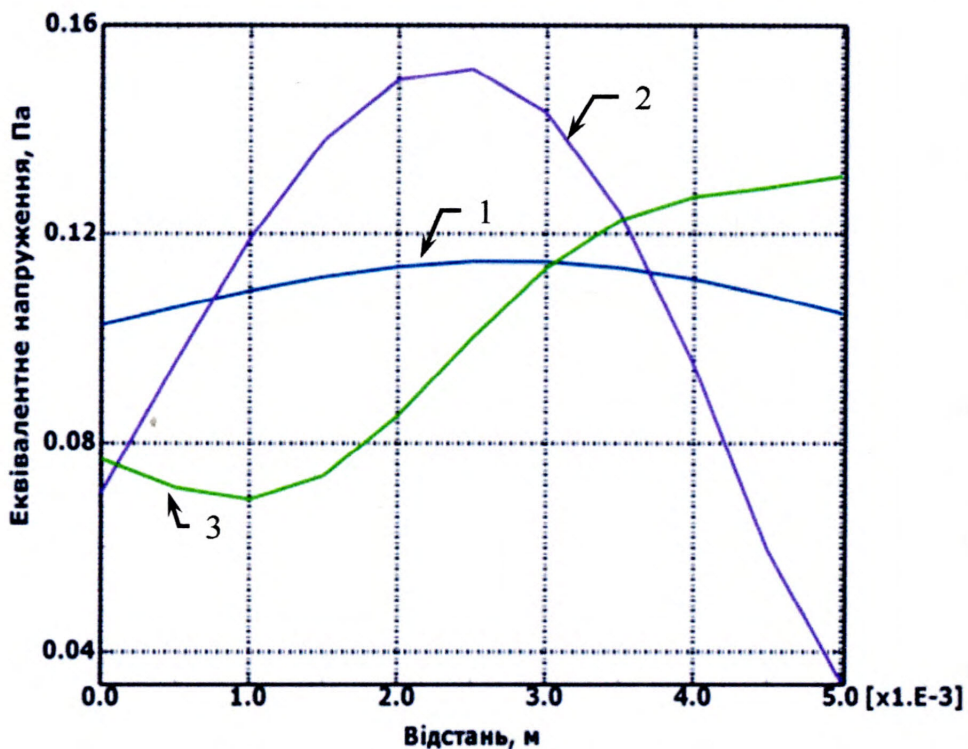


Рис. 5.5 – Розподіл тиску всередині стінки труби на ділянці довжиною 5 мм при поширенні ультразвукової хвилі на час 17,5 мкс при різних значеннях висоти нерівності на границі розділу рідина-сталь:

1 – 0 мм, 2 – 2 мм, 3 – 3 мм

Виявлені закономірності дозволяють визначають один підхід до розроблення тарувальних кривих, що вноситимуть поправки на величину амплітуди луно-сигналу за значенням часу поширення ультразвукової хвилі в залежності від величини нерівності контактної поверхні рідина – сталь. Це дозволить збільшити

точність визначення умовних розмірів дефектів та товщини стінки труби і проводити ультразвуковий контроль на таких поверхнях де існуючі методи не забезпечували достатньої точності.

Проведено аналіз ультразвукової хвилі, що проходить нерівну границю розділу рідина – сталь при однаковій висоті та при різній густині нерівностей, рис. К.17. Із представлених графіків можна побачити, що час приходу першого імпульсу у всіх випадках є однаковий, проте висота амплітуди є різною, рис. К.18.

Амплітуда ультразвукової хвилі різко збільшується при густині нерівностей із 60-ти точок. Це можна пояснити таким чином, що при частоті ультразвукової хвилі 2,5 МГц та швидкості поширення 1463 м/с довжина хвилі дорівнює 0.59 мм. Середня ширина нерівності при 60-и точках складає 0.16 мм. Згідно теорії ультразвукова хвиля огинає перешкоди, які мають розміри менші ніж довжина хвилі. У випадку густини нерівностей 40 точок середня ширина одного виступу складає 0.25 мм, а при 20-ти – 0.5 мм. Це дозволяє стверджувати, що при збільшенні густини нерівностей ультразвукова хвиля більшої довжини є ефективніша ніж хвилі великої частоти.

Меншу амплітуду ультразвукової хвилі при 40-а точках густини нерівності акустичного контакту ніж при 20-и можна пояснити випадковим характером розсіювання. Проте це не заперечує приведеної теорії огинання перешкод із геометричними розмірами значно меншими ніж довжина хвилі.

Наведені діаграми уточнюють положення теорії поширення ультразвукової хвилі в середовищі із перешкодами в такий спосіб, що визначають більш точно співвідношення між довжиною хвилі та густиною нерівностей.

Проведений аналіз параметрів поширення ультразвукової хвилі відносно частоти, рис. К.19. Як можна побачити, що із збільшенням частоти амплітуда коливань значно зменшується, рис. 5.6. Це пояснюється тим, що параметри ультразвукової хвилі значно змінюються на границі розділу середовищ рідина – сталь. Можна стверджувати, що при попаданні ультразвукової хвилі на границю розділів середовищ рідина – сталь, поверхня сталі робиться по відношенню до свого середовища генератором ультразвукових коливань. Сила (амплітуда) таких коливань визначається параметрами як початкової ультразвукової хвилі, так і

співвідношенням мас двох середовищ. Слід відмітити, що згідно (5.4) частотні параметри ультразвукової хвилі можуть змінюватись, що також можна спостерігати на приведених графіках.

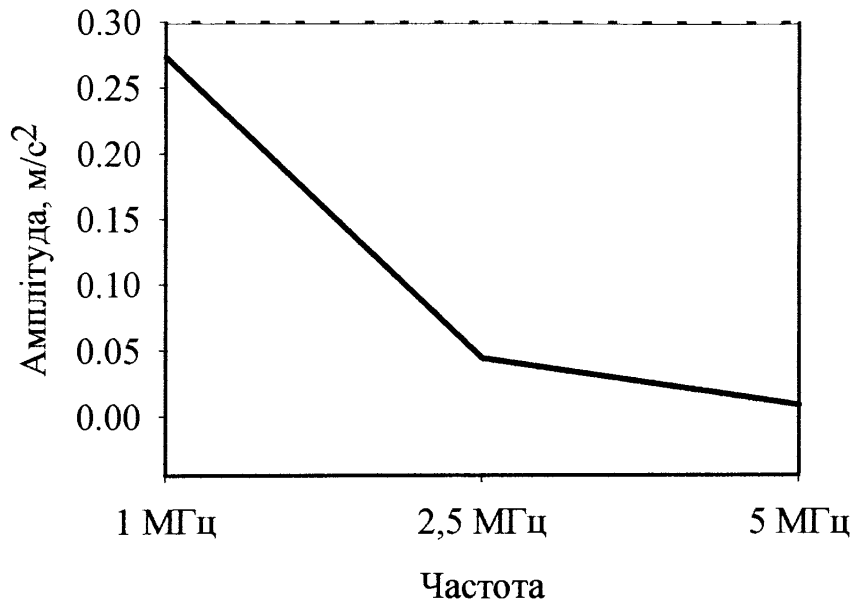


Рис. 5.6 – Залежність амплітуди ультразвукової хвилі в стінці труби в залежності від частоти

Отримані дані параметрів поширення ультразвукової хвилі від частоти представлені у графічній формі підтверджують положення теорії ультразвукових хвиль і додатково надають кількісну інформацію про взаємодію із нерівною границею розділу рідина – сталь, що дозволить більш точно проводити аналіз амплітуди луно-сигналу та підбирати частоту первинного перетворювача для конкретного об'єкту (стану поверхні труби магістрального трубопроводу).

### **5.3 Розроблення теоретичних засад термоакустичного методу контролю наявності дефектів в стінці магістрального трубопроводу**

Термоакустичний метод це новий підхід до неруйнівного контролю металевих конструкцій на наявність в них дефектів типу тріщин, розшарувань та різкого зменшення товщини. Неруйнівний контроль термоакустичним методом проводиться

на певній площі досліджуваного об'єкту контролю, що вигідно відрізняє його від поширеної на даний час ультразвукової дефектоскопії. Нешкідливість акустичного випромінювання для людини вигідно відрізняє цей метод від рентгенівських методів.

### 5.3.1 Геометрична інтерпретація термоакустичного методу

Розглянемо взаємодію потужної акустичної хвилі із тріщиною в металевому середовищі [71]. При утворенні акустичної хвилі за допомогою акустичного давача, механічна коливальна енергія проходить через границю розділу середовищ акустичний давач – поверхня металевого середовища, на цій границі акустична хвиля розщеплюється на дві хвилі поздовжню та поперечну. Як результат в металевому середовищі утворюється складне акустичне поле, утворене суперпозицією двох падаючих (поздовжньої та поперечної) та двох відбитих від донної поверхні (рис. 5.7).

При взаємодії утвореної складної акустичної хвилі із краями тріщини в металі відбувається рух її країв у напрямку, що є геометричною сумою зміщень окремих акустичних хвиль. Результуючі вектори зміщення двох довільно взятих точок країв тріщини 7 та 8 (рис. 5.7), що розташовані на прямій, яка є перпендикулярною чи паралельною границям розділу середовищ матимуть різні напрямки, оскільки вони розташовані в різних точках простору, а векторне акустичне поле є неоднорідним. Рух країв тріщини створює тертя та деформації, результатом якого є трансформація механічної енергії в теплову і утворення термічного поля підвищеної інтенсивності в околі тріщини.

Утворена термальна область підвищеної інтенсивності детектується тепловізором. Отримане зображення в подальшому обробляється з метою пошуку в ньому зон підвищеної термальної інтенсивності, визначення їх місцеположення, розмірів та форми.

Як можна побачити із рис. 5.7, термоакустичний метод математично може бути описаний, як результат пошуку взаємозв'язку таких теорій:

– акустики;

- механіки руйнування;
- теплопровідності;
- обробки сигналів;
- аналізу зображень.

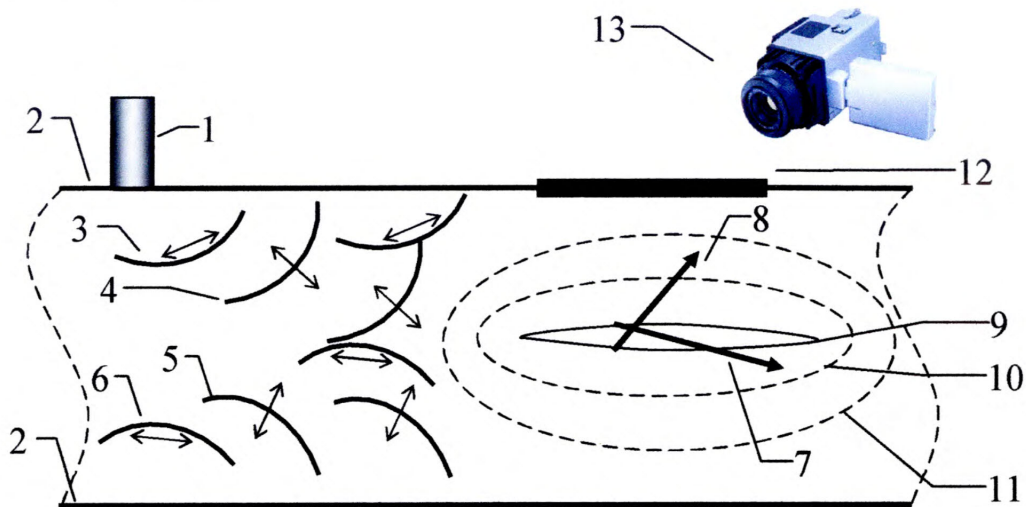


Рис. 5.7 – Геометрична інтерпретація неруйнівного термоакустичного методу контролю металу:

1 – акустичний давач, 2 – верхня і нижня границі розділу середовищ, 3 – заломлена поперечна хвиля, 4 – заломлена поздовжня хвиля, 5 – відбита поздовжня хвиля, 6 – відбита поперечна хвиля, 7 – результуючий вектор руху верхнього краю тріщини, 8 – результуючий вектор руху нижнього краю тріщини, 9 – тріщина довільного габаритного розміру та форми, 10 – фронт теплового поля найбільшої інтенсивності, 11 – фронт теплового поля меншої інтенсивності, 12 – термічна область на поверхні досліджуваного об'єкту, 13 – термокамера для реєстрації термічних зображень

### 5.3.2 Хвильовий аспект термоакустичного методу

Оскільки акустична хвиля значної потужності є джерелом виникнення коливань країв тріщини, необхідно визначити мінімальну та максимальну величини потужності акустичних коливань [72].

Величину енергії акустичних коливань за один період  $E_T$  можна визначити так [164]:

$$E_T \cong \int_0^T f^2(t) dt, \quad (5.11)$$

де  $T$  – тривалість одного періоду,

$f(t)$  – рівняння акустичного коливання.

Акустичні коливання є складними, тому найбільш точно їх можна описати за допомогою ряду Фур'є:

$$f(t) = A_0 + \sum_{n=1}^N a_n \cos n\omega t + \sum_{m=1}^M b_m \sin m\omega t, \quad (5.12)$$

де  $A_0, a_n, b_m$  – коефіцієнти ряду Фур'є;

$N, M$  – кількість гармонік, що описують акустичний сигнал.

Обчислення енергії поширення хвилі одного періоду коливань в елементарному об'ємі середовища можна провести таким чином:

$$E_T = \frac{1}{2} m_e \lambda \omega^2 A^2, \quad (5.13)$$

де  $m_e$  – маса елементарного об'єму середовища поширення акустичної хвилі,

$A$  – амплітуда одного коливання,

$\lambda$  – довжина хвилі.

Рівняння (5.11) та (5.13) можна використовувати для обчислення енергії коливань акустичної хвилі в вибраній точці за час, що рівний одному періоду. Проте при обчисленні загального зусилля, що діє на деякий об'єм середовища поширення хвилі необхідно визначити усереднену енергію коливань на одиницю пройденої відстані [43]:

$$E_\lambda = \frac{1}{6} A^2 \omega^2 m, \quad (5.14)$$

де  $m$  – маса середовища, що приймає участь у коливанні.

Отримані залежності можна використовувати для обчислення енергії акустичного коливання. Проте для термоакустичного методу необхідно визначити зв'язок енергії коливань із параметрами тріщини. Для цього потрібно визначити необхідні математичні залежності теорії механіки руйнування.

### 5.3.3 Визначення потужності акустичного поля для реалізації термоакустичного методу

Для використання термоакустичного методу необхідно визначити величину акустичної енергії, що може передаватись в об'єкт контролю. З однієї сторони, коливання мають бути достатньо потужними для утворення термальних зон, які можна виявити тепловізором, з іншої сторони необхідно забезпечити цілісність металевій конструкції таким чином, щоб не перейти за межі напружень плинності в області країв тріщини.

Існує ряд математичних підходів для обчислення взаємодії зусилля та тріщини в теорії механіки руйнування. Найбільше підходить теорія функцій Гріна для обчислення напружень на краях тріщини викликане акустичним полем, оскільки функції можуть бути представлені, як для опису коливань країв тріщини в часовому так і в частотному діапазоні.

Основним рівнянням, що описує взаємодію зусилля із тріщиною є незалежний від шляху інтегрування інтеграл збереження лінійної еластодинаміки [242]:

$$E_{pqkl} \text{nor}_q \zeta_{rgh} \zeta_{rlj} \int_S \sigma_{ijk}^{\Gamma} * \frac{\partial(\Delta u_{ih}(y_h, t))}{\partial y_h} \text{nor}_g(y_h) dS + \\ + E_{pqkl} \text{nor}_q \rho \int_S u_{ik}^{\Gamma} * \frac{\partial^2(\Delta u_i(y_i, t))}{\partial t^2} \text{nor}_l(y_i) dS = \text{ter}_p(x_p) \quad (5.15)$$

де  $E_{pqkl} = \lambda \delta_{pq} \delta_{kl} + \mu (\delta_{pk} \delta_{ql} + \delta_{pl} \delta_{qk})$  - тензор модуля пружності першого порядку;

$\lambda, \mu$  - константи Ляме;

$$\zeta_{rst} = \begin{cases} 0, & \rightarrow r = s, s = t, r = t \\ 1, & \rightarrow (r, s, t) \in (1, 2, 3) \vee (2, 3, 1) \vee (3, 1, 2) - \text{символ Леві-Чівіті, різні індекси} \\ -1, & \rightarrow (r, s, t) \in (1, 3, 2) \vee (3, 2, 1) \vee (2, 1, 3) \end{cases}$$

біля двох компонентів тензора переміщень вказує на їх різні значення,

$\sigma_{ijk}^{\Gamma}, u_{ikl}^{\Gamma}$  - гармонійні функції Гріна;

$\Delta u_i(y_i, t) = u_i(y_{i+}, t) - u_i(y_{i-}, t)$  - відстань між протилежними краями тріщини у

час  $t$ ,



$x_p$  – точка спостереження;

$y_h$  – точка джерела акустичної хвилі;

$ter_p$  – тензор тертя країв тріщини;

$S$  – площа, що розглядається;

$\delta_{jk} = \begin{cases} 0, & j \neq k \\ 1, & j = k \end{cases}$  – символ Кронекера;

$nor_j$  – одиничний вектор, що напрямлений нормально до ділянки площини  $dS$ ;

\* – знак зірочка вказує на операцію тензорного множення.

Перевагами (5.15) є можливість обчислення взаємодії країв тріщини із зусиллями, які є як постійними так із змінними в часі.

Алгоритм обчислення функцій Гріна представлено в [38, 164, 43].

Вхідними компонентами (5.15) є параметри потужної акустичної хвилі (напрямок та швидкість поширення, напрямок коливання елементарного об'єму) та параметри металевого середовища (густина, модулі пружності та коефіцієнти Пуассона). Запропонований підхід дозволяє поєднати положення теорій акустики та механіки руйнування.

Складність використання (5.15) полягає в проведенні обчислення, оскільки традиційний підхід - тензорне числення є громіздким та потребує значних адаптацій при перенесенні з одного середовища в інше, наприклад, від металу із ортотропними властивостями до металу із анізотропними властивостями. Основними підходами розв'язання (5.15) є використання методів моделювання кінцевими елементами. Такий підхід дозволяє спершу побудувати досліджувану модель геометрично і візуально задавати граничні умови, що значно спрощує процес пошуку рішення.

В результаті проведення обчислення необхідно отримати кількість теплової енергії, що виділятиметься внаслідок трансформації механічних коливань країв тріщини та тертя її поверхонь в теплову енергію. Теплову енергію необхідно детектувати тепловізором.

### 5.3.4 Пошук дефектів в стінці труби шляхом аналізу розподілу температурного поля

Для проведення детектування термальних зображень необхідно обчислити значення коефіцієнтів теплопередачі [164, 49]:

$$\frac{\Delta Q}{\Delta t} = kS \frac{\Delta T}{L}, \quad (5.16)$$

де  $k$  – коефіцієнт теплопередачі матеріалу,

$S$  – площа,

$dT$  – різниця температур,

$L$  – відстань,

$t$  - час.

Рівняння (5.16) є важливим для визначення місцеположення тріщини за результатами обробки термального зображення.

Значення коефіцієнтів теплопередачі для сталей, визначених для 25 °С дорівнює 46 Вт/м°С. Проте для кожної сталі ця величина буде відрізнятись, тому необхідно уточнювати коефіцієнти теплопровідності для кожної марки сталі.

Вимірювання коефіцієнтів теплопровідності можна за допомогою нагрівача, що нагріває дві пластини з вищою теплопровідністю, наприклад мідь, тепло переходить з пластин в досліджуваний матеріал, та навколишнє середовище. Після встановлення рівноваги між втратою тепла в навколишнє середовище та кількістю поданої енергії нагрівачем, коефіцієнт теплопровідності можна обчислити так:

$$k = \frac{edS_3(T_3 - T)}{S(T_2 - T_3)}, \quad (5.17)$$

де  $e$  – константа втрати тепла пластинами на одиницю площі;

$d$  – ширина досліджуваного матеріалу;

$T, T_1, T_2, T_3$  – відповідно температура досліджуваного матеріалу, та пластин;

$S, S_3$  – відповідно площа досліджуваного матеріалу та третьої пластини.

В результаті проведення неруйнівного контролю термоакустичним методом отримаємо термальне зображення, зняте тепловізором, яке матиме поряд із шуканими даними і завади. Завдання використання теорії обробки сигналів та

аналізу зображень є покращити візуальне представлення термального зображення, трансформувати його форму, що підходить до алгоритмів автоматичного пошуку та детектування контурів шуканих областей. Для цього потрібно використовувати цифрові фільтри. З одного боку, фільтри потрібно вибирати із міркувань можливості зменшення діапазону значень у частотному діапазоні, за які змінюється інтенсивність, в цьому разі фільтр повинен мати достатньо згладжуючі параметри в частотній області. З іншої сторони фільтр повинен усереднювати сусідні пікселі і тому він повинен бути гладким в просторовому діапазоні. Вище згадані вимоги до параметрів цифрових фільтрів є протилежними за змістом. Найбільш точно усереднення зображення одночасно в частотному та просторовому діапазонах забезпечує фільтр Гауса [220, 172, 178]:

$$G(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}, \quad (5.18)$$

де  $x$  – сигнал,

$\sigma$  – параметр згладжування.

В двовимірному просторі фільтр Гауса буде таким:

$$G(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2}}, \quad (5.19)$$

де  $y$  – друга координата зображення.

Після виконання алгоритму згладжування зображення, необхідно застосувати алгоритми пошуку та детектування контурів термальних зображень.

### 5.3.5 Розроблення математичної моделі параметрів термоакустичного явища

Для проведення обчислення математичної моделі побудуємо тривимірний об'єкт бруска із поперечними розмірами 2 мм у формі квадрата. Довжина бруска становить 200 мм (рис. 5.8).

Граничними умовами математичної моделі є нульові переміщення у двох напрямках, що лежать у площині поперечного перерізу сталюго бруска. У напрямі, що співпадає із довжиною сталюго бруска граничні умови є вільними.

Навантаження прикладене посередині сталюго бруска, його амплітуда зростає від нульового значення до максимального за час 0.07 с.

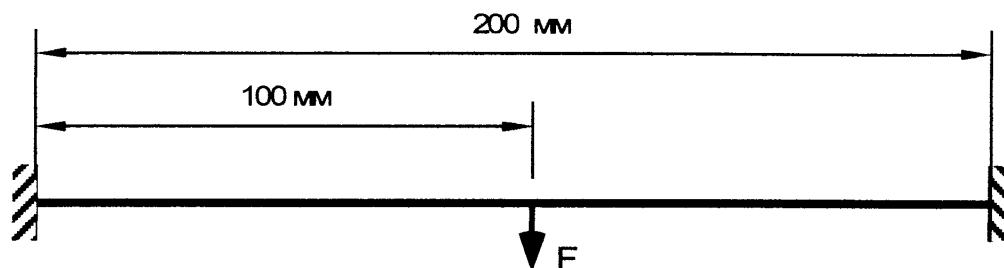


Рис. 5.8 – Модель для проведення обчислень

Початкові умови математичної моделі є нульовими. Причому, сила земного тяжіння не враховувалась.

До параметрів матеріалу входять пружні властивості (модуль Юнга та коефіцієнт Пуассона), модель пластичності, температурна залежність деформації пластичності, коефіцієнт теплопровідності, коефіцієнт перетворення пластичної деформації в теплову енергію, густина сталі та питома теплоємність.

Для збільшення точності проведення моделювання поширення напружено-деформованого та температурного полів вибрано скінченний елемент із квадратичним інтегруванням по його довжині. Це дозволяє обчислювати зміну згаданих полів не тільки від елемента до елемента (лінійне інтегрування) але також і по довжині елемента.

Для розбиття тривимірного сталюго бруска було згенеровано 1280 скінченних елементів. У напрямку поперечного перерізу згенеровано по чотири скінченних елементи. Це дозволяє отримувати інформацію про поширення температурного поля по глибині сталюго зразка внаслідок теплопровідності.

Температурне поле обчислюється виходячи із термобалансу. Температурне поле отримуємо використовуючи зворотну диференційну схему. Застосування методу включає використання несиметричної матриці Якобі для з'єднаних рівнянь [25]:

$$\begin{pmatrix} K_{uu} & K_{u\theta} \\ K_{\theta u} & K_{\theta\theta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta u \\ \Delta \theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_u \\ R_\theta \end{pmatrix}, \quad (5.20)$$

де  $K_{ij}$  – підматриці здвоєного Якобіана,

$\Delta u$  – корекція інкременту зміщення,

$\Delta \theta$  – корекція інкременту температури,

$R_u$  – залишковий вектор механічних параметрів,

$R_\theta$  – залишковий вектор термальних параметрів.

Дослідження доцільно проводити числовими методами, оскільки, лабораторні експерименти є трудомісткими та малоінформативними. Числове моделювання проводитиметься пакетом реалізації методу скінченних елементів Abaqus. Для проведення числових експериментів необхідно створити відповідну модель матеріалу досліджуваного зразка. Для проведення термоакустичних досліджень необхідно особливу увагу приділити температурним залежностям механічних констант. Так, модуль Юнга залежить від температури у діапазоні, що представлений кривою на рис. К.20. Залежність коефіцієнта Пуассона від температури вважатимемо незначною. Загальною температурою навколишнього середовища вважатимемо 20 °С.

Зважаючи на температурну залежність модуля Юнга, напруження  $\sigma_{np}$ , що виникатимуть в досліджуваному зразку у пружній зоні будуть такими [25]:

$$\sigma_{np} = E(t) \cdot \varepsilon_e, \quad (5.21)$$

де  $E(t)$  – модуль Юнга,

$t$  – температура,

$\varepsilon_e$  – технічна деформація.

Знання тільки пружних механічних параметрів матеріалу є недостатніми для моделювання непружних його властивостей, зокрема пластичності. Для проведення чисельного моделювання пластичності, яка є у кривій деформація-напруження, необхідно провести додаткові перетворення одиниць із технічних в дійсні, оскільки експериментальні значення, як правило, подаються в технічних одиницях [162]:

$$\begin{aligned}\sigma_t &= \sigma_e(1 + \varepsilon_e), \\ \varepsilon_t &= \ln(1 + \varepsilon_e).\end{aligned}\quad (5.22)$$

де  $\sigma_t, \varepsilon_t$  – дійсні значення відповідно напружень та деформацій;

$\sigma_e, \varepsilon_e$  – технічні значення відповідно напружень та деформацій.

Деформація в пластичній зоні  $\varepsilon_t^{pl}$  обчислюється так [25]:

$$\varepsilon_t^{pl} = \ln(1 + \varepsilon_e) - \frac{\sigma_t}{E}. \quad (5.23)$$

При пластичній деформації проходять процеси модифікації структури зерен металу [147]. Зображення кристалів сталі при різних ступенях розтягу було проведено за допомогою нейронного дифрактометра для аналізу напружень та деформацій (рис. К.21) [221]. Середній розмір зерна сталі в ненапруженому стані становить 17 мкм. При збільшенні деформації зерна сталі починають витягуватись. При деформації 6.6 зерна сталі значно витягуються і пластична деформація є значною. Після припинення прикладання зусилля внаслідок залишкових деформацій розмір зерна в напрямку поперечному прикладанню зусилля становив 64 нм. Додатковий аналіз сталі показав присутність великої густини дислокацій та внутрішніх напружень.

Як результат модифікації структури металу проходять допоміжні процеси, які збільшують внутрішню енергію, або температуру металу в місці пластичних деформацій. Беручи до уваги велику теплопровідність металів, виявлення процесів виділення тепла внаслідок пластичної деформації необхідно проводити при малих значеннях часу спостереження та рівню збільшення амплітуди прикладеного зусилля, що створює такі деформації.

Для можливості моделювання процесу виділення тепла під час пластичної деформації металу поряд із математичною моделлю пластичності металу необхідно розв'язати модель зв'язку із тепловими процесами. Такою математичною моделлю є [25]:

$$r^{pl} = \eta \frac{\sigma}{\bar{\varepsilon}^{pl}}, \quad (5.24)$$

де  $r^{pl}$  – потік теплової енергії,

$\eta$  – коефіцієнт перетворення теплової енергії від непружної деформації,

$\sigma$  – напруження,

$\varepsilon^{pl}$  – швидкість пластичної деформації.

Для вибраної моделі інкременту пластичної деформації обчислюється так [25]:

$$\bar{\varepsilon}^{pl} = \varepsilon^{pl} n(\sigma, \varepsilon^{pl}, \theta), \quad (5.25)$$

де  $\varepsilon^{pl}$  – скалярна величина пластичної деформації;

$n$  – вектор напрямку потоку зусилля, що залежить від напружень, пластичної деформації та температури  $\theta$ .

Рівняння (5.24) та (5.25) об'єднуються за зворотною Ейлеревою схемою, тому на кінець інкременту потік теплової енергії обчислюється так [25]:

$$r^{pl} = \frac{1}{2\Delta t} \eta \Delta \varepsilon^{pl} \frac{n(\sigma, \varepsilon^{pl}, \theta)}{\sigma + \sigma_t}, \quad (5.26)$$

де  $\sigma_t$  – зміна напружень в часі.

Для вибраної нами моделі напруження не залежать від швидкості зміни амплітуди зусилля, тому [25]:

$$\sigma = \sigma^0(\varepsilon^{pl}, \theta), \quad (5.27)$$

де  $\sigma^0$  – скалярні значення еквівалентних напружень, наприклад Мізеса.

Початковим кроком для визначення дійсних значень  $r^{pl}$  ми прийняли лінійну модель залежності температури від пластичних деформацій, рис. К.22.

На основі вибраної моделі опису теплових явищ від пластичної деформації сталі необхідно провести чисельні дослідження з метою оцінити діапазони взаємного впливу трьох різних процесів:

- величини прикладених зусиль для досягнення пластичних деформацій сталі;
- рівня генерування теплової енергії від пластичних деформацій;
- величини концентрації теплової енергії в околі пластичних деформацій з врахуванням теплопровідності сталі.

В результаті проведених розрахунків отримано розподіл напружень по довжині сталевого бруска, рис. К.23 та рис. К.24.

Як видно із рис. К.24, напруження на границі сталюого бруска є вищими аніж в місці прикладання зусилля. Проте об'єм матеріалу, що задіяний у пластичній деформації сталюого зразка в місцях його защемлення є незначний у порівнянні із місцем прикладання зусилля. Тому при аналізі розподілу температурного поля від пластичної деформації найбільша кількість теплової енергії зосереджується у місці прикладання зусилля, рис. К.24.

Як видно із рис. 5.9, максимальна температура в сталюому брусі складає близько 2.5 °С, а величина напружень сягає 380 МПа.



Рис. 5.9 – Розподіл температур від пластичних деформацій на зразку

Проведено лабораторні дослідження явища акустопружності, що підтверджують теоретичні дослідження розподілу температурного поля та дозволяють знайти експериментальним шляхом значення коефіцієнту перетворення теплової енергії від непружної деформації, (рис. К.25 - рис. К.28).

Застосування методу скінченних елементів дозволяє отримувати інформацію про кількість виділення тепла матеріалом, що підлягає значним деформаціям і при застосуванні відповідних методів моделювання поширення ультразвукової хвилі в металі дозволить обчислити термоакустичний ефект на неоднорідностях.



## Висновки до розділу

1 Проведено аналіз параметрів дефектів стінок магістральних трубопроводів, в результаті якого представлено їх класифікацію, причини виникнення. Окремо виділено дефекти в зварних з'єднаннях. Проведено аналіз ультразвукового контролю об'ємними хвилями та виокремлено основні його параметри, які застосовуються для виявлення дефектів та товщини стінки серед яких приведено умовну довжину, ширину та висоту дефекту. В результаті проведеного аналізу існуючих теоретичних та експериментальних досліджень встановлено, вимоги до типу контакту первинного перетворювача (жорсткий чи м'який) для ефективного контролю. Встановлено, що на точність визначення приведених параметрів ультразвукових хвиль, що описують дефекти в стінках магістральних трубопроводів, вносять значний вплив нерівність поверхні.

2 Розроблено математичну модель поширення об'ємних ультразвукових хвиль через границю розділу рідина - сталь із нерівною формою для визначення основних закономірностей параметрів ультразвукового контролю не гладких поверхонь стінок магістральних трубопроводів. Математична модель складається із системи диференційних рівнянь поширення пружних коливань в рідкому та твердому середовищах. Для розв'язку диференційних рівнянь побудовано набір граничних умов для вільних поверхонь та місця контакту двох середовищ. Розроблено алгоритм побудови нерівної поверхні та реалізовано розв'язок математичної моделі поширення об'ємних ультразвукових хвиль через границю розділу рідина - сталь із нерівною формою методом скінченних елементів за допомогою розробленої програми мовою програмування Python. В результаті розв'язку розробленої математичної моделі встановлено закономірності приходження першого сигналу ультразвукової об'ємної хвилі в залежності від висоти нерівностей границі рідина - сталь, що дозволяє підвищити точність визначення амплітуди луно-імпульсу шляхом побудови нормограм за типом поверхні стінки магістрального трубопроводу, що забезпечить підвищення чутливості ультразвукового методу та точності контролю умовних розмірів дефектів. За результатами розв'язку моделі поширення

ультразвукових об'ємних хвиль через нерівну границю розділу рідина - сталь із різною густиною нерівностей однакової висоти отримано числові дані різниць амплітуди сигналу, що дає можливість класифікувати поверхню магістральних трубопроводів в залежності від її гладкості та корегувати амплітуду луно-сигналу, що дозволить підвищити точність та чутливість контролю. Результати розв'язку математичної моделі поширення ультразвукових об'ємних хвиль із різною частотою через нерівну границю розділу рідина - сталь надають кількісну інформацію, що дозволить більш точно проводити аналіз амплітуди луно-сигналу та підбирати частоту первинного перетворювача для конкретного об'єкту (стану поверхні труби магістрального трубопроводу).

З розроблено основи нового неруйнівного термоакустичного методу контролю наявності дефектів (типу тріщин, розшарувань та різкого зменшення товщини на певній площі від генеруючого акустичного первинного перетворювача) в стінках магістральних трубопроводів. Розроблено математичну модель параметрів термоакустичного явища, яка полягає у визначенні кількості теплової енергії, що виділяється дефектом при взаємодії із акустичним коливанням, та форми розподілу термального поля в його околі, що дозволить визначити необхідні технічні засоби для реєстрації наявності місць на поверхні магістрального трубопроводу із концентрацією теплового поля.

## РОЗДІЛ 6

### ПОБУДОВА АЛГОРИТМУ ОБРОБКИ СИГНАЛІВ ПРИ ПРОВЕДЕННІ УЛЬТРАЗВУКОВОГО КОНТРОЛЮ СТІНОК МАГІСТРАЛЬНИХ ТРУБОПРОВОДІВ

#### 6.1 Структуризація методів обробки сигналів при проведенні ультразвукового контролю

Обробка сигналів відіграє надзвичайно важливу роль в побудові пристроїв для ультразвукового неруйнівного контролю пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів. Область застосування теорії обробки сигналів полягає у пошуку таких структур вимірних сигналів, що зв'язують параметри ультразвукових хвиль та об'єкта контролю. Ультразвукові сигнали, що отримані в процесі вимірювання, як правило, є спотвореними, неповними та зашумленими в силу ряду об'єктивних факторів їх поширення та реєстрації первинними перетворювачами. Саме методи обробки сигналів зменшують вплив деструктивних факторів, що збільшує точність контролю. Іншим важливим завданням обробки сигналів є компактне збереження сигналу вимірних ультразвукових хвиль з метою забезпечення можливості їх відновлення у будь-яких момент часу без втрати інформації.

У зв'язку із великою кількістю галузей застосування обробки сигналів на даний час існує багато методів та алгоритмів їх реалізації. Частина методів обробки сигналів можна перенести із одної галузі в іншу, але є і такі методи, що ґрунтуються на специфіці способу отримання сигналу і не можуть мати альтернативних застосувань. Неточне розуміння основи того чи іншого методу обробки сигналів може ускладнити пошук інформації в сигналі та спричинити додаткові похибки. Для запобігання неправильного застосування методів обробки сигналів необхідно визначити критерії за допомогою яких можна розділити ці методи на функціональні групи для використання у окремій галузі.

Існує ряд підходів до аналізу методів обробки сигналів як вітчизняних так і зарубіжних науковців. Серед вітчизняних науковців слід відзначити праці

Наконечного А. Й., Попова Ю. В., Карпова О. Н., Шелевицького І. В., Шутко В. М., Яворського Б. І. та ін. [88, 101, 34, 116, 118, 120, 8, 106, 16]. В своїх працях вказані науковці представили математичні моделі обробки сигналів в часовій та частотній областях. Розроблені ними методи обробки сигналів стосуються акустичних хвиль звукового діапазону, загальних підходів до перетворення сигналів та виділення окремих особливостей у складних системах. Тому аналіз методів обробки сигналів здійснений цими науковцями лише частково стосується сигналів ультразвукових хвиль, що поширюються в пружних середовищах, і може бути використаний лише як основа до подальших досліджень. Аналіз зарубіжних джерел також вказує на брак аналізу методів обробки ультразвукових сигналів з метою побудови критеріїв для їх класифікації [227, 219, 123, 167, 158, 45].

В ультразвуковому контролі методи обробки сигналів можна розділити на чотири великі групи: а) непараметричні методи; б) методи, що базуються на моделі; в) Байєсові статистичні методи; г) методи, що базуються на теорії нейронних мереж.

Непараметричні методи не використовують параметричну модель сигналу чи його статистичний розподіл. Сигнал інтерпретується як довільна хвиля із довільною формою або як послідовний набір цифр. Непараметричні методи не мають обмежень щодо характеристик та параметрів сигналів і можуть використовуватись будь-де. Недоліками такого підходу є те, що ці методи не використовують специфічних характеристик досліджуваного сигналу і тому не можуть підвищити точність його обробки. Прикладами таких методів є використання цифрових фільтрів та методів перетворення сигналу (перетворення Фур'є, косинусне перетворення тощо).

Методи, що базуються на моделі використовують параметричну модель процесу генерування сигналу. Параметрична модель описує передбачувані структури та очікувані шаблони процесу формування сигналу і використовується для передбачення майбутніх значень сигналу на основі аналізу існуючої його частини. Методи обробки сигналів, що базуються на моделі, як правило, є точнішими, оскільки вони використовують більше інформації про процес формування сигналу. Недоліком таких моделей є залежність точності обробки сигналу від величини відхилення виміряних його значень від передбачених в моделі. Найбільшого поширення набув метод, що базується на використанні лінійної

параметричної моделі сигналу, що застосовується в спектральному аналізі високої точності.

Флуктуації випадкового сигналу чи розподіл класу випадкових сигналів не можна описати параметричною моделлю. Такі сигнали описуються статистичними методами усереднення сигналу та моделюються функціями випадкових розподілів. Прикладом використання такого підходу є моделювання ультразвукового сигналу від певної завади за допомогою генерування білого шуму на вході лінійної параметричної моделі. Такий підхід дозволяє генерувати набір різних сигналів, що відрізняються в межах заданої величини для більш реалістичного моделювання процесу вимірювання. Проте такі сигнали можна обробляти тільки статистичними методами в межах понять функцій розподілу. Байєсовий підхід пропонує базові методи та алгоритми до обробки випадкових сигналів, оцінки похибки та побудови процесу прийняття рішень. Недоліками використання Байєсового підходу до аналізу сигналу від ультразвукового коливання є низька інформативність, оскільки такі сигнали мають чітку структуру.

Нейронні мережі є комбінацією відносно простих нелінійних адаптивних елементів обробки даних, що з'єднані між собою в спосіб, що структурно нагадує процес передавання та обробки сигналів в біологічних нейронах. В нейронних мережах кілька шарів елементів, що паралельно обробляють сигнали, з'єднані ієрархічно між собою для утворення структурної мережі. Вагові коефіцієнти зв'язку між нейронними елементами визначаються шляхом тренування мережі для забезпечення таких її функцій обробки сигналів як їх передбачення чи класифікація. Нейронні мережі в галузі ультразвукового неруйнівного контролю почали використовуватись недавно. В основному вони використовуються в нелінійному поділі сигналів для визначення певних його особливостей та в процесі прийняття рішень за результатами аналізу сигналу. В деяких гібридних системах нейронні мережі доповнюють Байєсові алгоритми статистичної обробки сигналів для розпізнавання їх особливостей. Недоліками застосування нейронних мереж для обробки сигналів при ультразвуковому методі контролю є низька точність, залежність від застосування та складність його реалізації при аналізі сигналів.

Виходячи із представленої класифікації методів обробки сигналів є можливим створення загального підходу до обробки сигналу ультразвукових хвиль, що отримані в результаті проведення неруйнівного контролю, з послідовним застосуванням методів, що належать різним групам (рис. 6.1).

Ультразвуковий  
сигнал

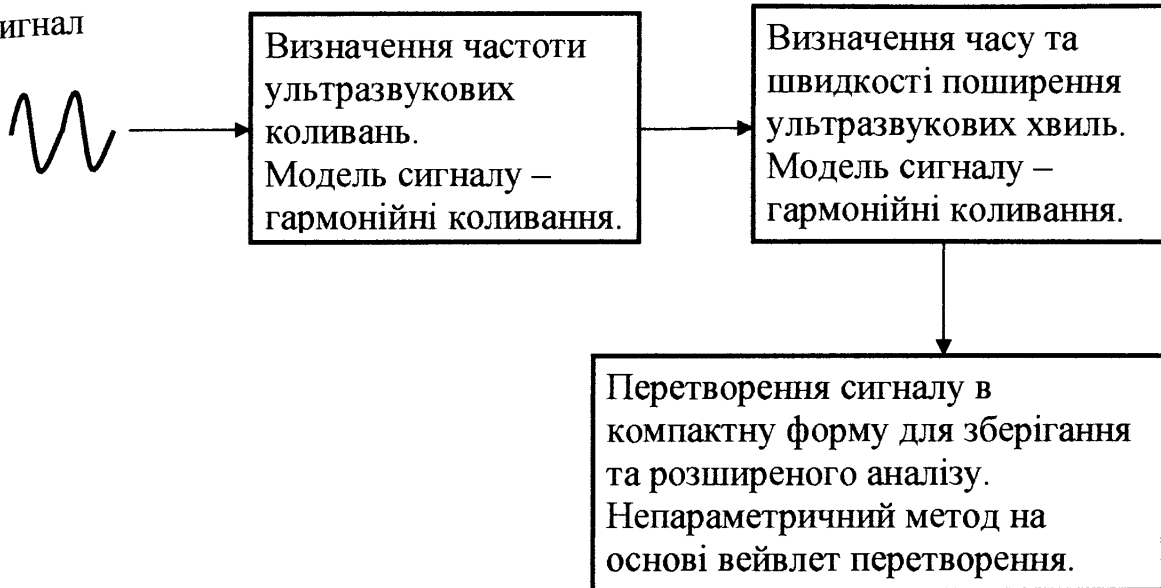


Рис. 6.1 Підхід обробки сигналів ультразвукових коливань

Частота ультразвукової хвилі задається генеруючим первинним перетворювачем. Робоча частота чутливого елемента ПЕП залежить від властивостей матеріалу з якого він виготовлений, його форми та місця кріплення електродів і визначається один раз на етапі виготовлення. Як правило, чутливий елемент генерує не одну певну частоту, а деяку смугу частот, ширина якої залежить від області застосування ПЕП. Під час експлуатації з часом параметри матеріалу чутливого елемента ПЕП змінюються. Цей процес називається старінням матеріалу чутливого елемента. Розрізняють дві стадії старіння швидко (кілька тижнів після виготовлення ПЕП) та повільну. Старіння матеріалу ПЕП призводить до зміни робочої частоти та величини генерованої смуги частот.

В ряді методів ультразвукового неруйнівного контролю, наприклад, при товщинометрії, зміна частотних характеристик ПЕП не є критичною і є складовою похибки таких методів.

В ультразвукових методах, що застосовуються до визначення фізико-механічних параметрів металу одним із основних параметрів хвилі є фазова швидкість. В основі визначення фазової швидкості лежить алгоритм обчислення зміни частоти отриманого ультразвукового сигналу за певний проміжок часу. Обчислення частоти ультразвукової хвилі з великою точністю є складним завданням, оскільки додатково до процесу старіння ПЕП параметри цих хвиль можуть бути змінені рядом наступних деструктивних чинників у довільній комбінації:

- наявності ряду суміжних гармонік, що поширюються зі швидкістю, близькою до основної гармоніки. Додаткові гармоніки створюються через те, що ультразвуковий первинний перетворювач генерує коливання не точно визначеної частоти, а деякого діапазону частот;

- спотворення форми хвилі при переході через додаткові шари, які створюються перехідним шаром та протектором;

- дисперсія деяких типів хвиль (Релея, Лемба);

- дифракція хвиль.

За останні кілька десятиліть було запропоновано декілька методів визначення частоти. Визначення частоти при переході сигналу через нуль та обчислення числа циклів у часовий інтервал, який був визначений попередньо, є найпростішими та добре відомим методом. Більш досконалими є методи дискретного перетворення Фур'є, найменшого квадрату похибки та фільтру Кальмана [170]. Вказані методи визначення частоти є неефективними при малих її відхиленнях від номінальних значень. Для усунення недоліків при визначенні частоти використовуються адаптивні алгоритми. Одні з перших поширених адаптивних алгоритмів для визначення частоти в широкому спектрі представлені в праці [148]. Удосконалення даного алгоритму було запропоновано в праці [193]. В цій праці для аналізу частоти в широкому спектрі було запропоновано використовувати вікна з плаваючою довжиною. Недоліком цього алгоритму є невизначеність обчислення частоти при такій формі сигналу, що відрізняється від синусоїдального. Більш досконалий підхід запропоновано в праці [223]. Цей підхід побудовано на удосконаленні алгоритмів

Ньютонового типу. Недоліком цього підходу є доволі велика ресурсоемність обчислень, що не дозволяє застосовувати такий алгоритм у системах реального часу. Удосконалення запропонованого алгоритму наведено в праці [215]. Особливістю наведеного алгоритму є те, що він з достатньою точністю може визначити частоту протягом короткого часу. Алгоритм використовує для визначення як реальної, так і комплексної складової частоти ортогональний цифровий FIR фільтр. Дизайн наведеного фільтру оптимізовано відносно негативних впливів шумів та додаткових гармонік, а також використано ітеративну процедуру для налаштування його параметрів. Недоліком цього алгоритму є складність його реалізації на реальних мікропроцесорних системах, зростання похибки при збільшенні складності сигналу (присутності високочастотних гармонік).

У праці [176] удосконалено алгоритм так, що він може працювати в реальному часі. Проте, запропонований підхід не можна застосувати для ультразвукової хвилі, оскільки в основу алгоритму покладено припущення, що виміряний сигнал має одну несучу частоту та білий шум, і не враховано можливу присутність додаткових гармонік, співрозмірних за амплітудою та частотою з корисною гармонікою.

Актуальним залишається завдання розробки алгоритму визначення частоти ультразвукового сигналу, який можна адаптувати до вимог сучасного апаратного забезпечення.

Традиційні методи ультразвукового неруйнівного контролю базуються на використанні об'ємних хвиль (поздовжніх та поперечних). Нові методи ультразвукового неруйнівного контролю розвиваються у напрямку використання спрямованих хвиль. Спрямовані ультразвукові хвилі є перспективним напрямком розвитку неруйнівного контролю металевих конструкцій, зокрема магістральних трубопроводів, в силу таких їх особливостей як можливість поширення на великі відстані, мала ступінь загасання амплітуди та велика інформативність отриманих результатів контролю. Проте їх відмінності від об'ємних ультразвукових хвиль, що традиційно використовуються в неруйнівному контролі, ставить нові вимоги щодо пристроїв вимірювання. Так для контролю напружено-деформованого стану металу, товщини стінки газопроводів необхідно високоточне визначення часу поширення як групи хвиль так і одної фази коливань.



На даний час існує ряд методів визначення часу поширення ультразвукової хвилі. В роботі [1] представлено пристрій та спосіб визначення швидкості ультразвукової об'ємної хвилі. Даний спосіб полягає у визначенні часу шляхом обчислення кількості імпульсів високоточного кварцового генератора фіксованої частоти в часовому інтервалі між згенерованим та прийнятим ультразвуковими імпульсами. Проте даний метод не можна адаптувати до визначення групової та фазової швидкості спрямованих хвиль, оскільки в ньому не передбачено засобів до аналізу фази коливань та вибору пакету хвиль. Іншим методом визначення часу поширення хвилі є використання техніки інтерполяції результатів обчислення кількості імпульсів високоточного генератора. Перевагою запропонованого методу є можливість врахування частини імпульсу, що збільшує точність вимірювання сигналу до 10 пс. Недоліком методу є те, що в його основі лежить припущення про стабільну однакову частоту генератора. В реальних генераторах частота імпульсів може змінюватись в залежності від ряду чинників, зокрема температури, що не дозволяє використовувати запропонований метод в умовах натурних вимірювань. Іншим методом вимірювання часу є визначення ряду однакових вимірювань та обробка результатів за допомогою статистичних методів [169, 218]. Такий підхід дає багато переваг в точності визначення результатів, проте спосіб їх обробки відрізняється в залежності від поставленої задачі та схеми вимірювання. Тому при розробці методу визначення часу поширення ультразвукових спрямованих хвиль необхідно адаптувати спосіб статистичної обробки результатів.

В результаті проведеного аналізу можна побачити, що для обробки сигналу ультразвукових спрямованих хвиль необхідно розробити новий метод, за допомогою якого можна визначати час поширення як групи хвиль так і одної фази коливань. Для збільшення точності та достовірності вимірювання часу необхідно обробити отримані результати методами математичної статистики.

## 6.2 Адаптивний алгоритм визначення частоти виміряного ультразвукового сигналу в частотній області

### 6.2.1 Математична модель визначення частоти ультразвукового сигналу

Ультразвуковий сигнал може бути в двох формах – аналоговому та дискретному. Перевагами аналогового сигналу є його неперервність а отже визначеність у будь-який момент часу. Проте недоліками є складність обробки такого сигналу, що лімітує даний напрямок досліджень. Перевагами дискретного сигналу є наявність значної кількості методів його обробки, розвинута теорія збереження його інформативності. Додатково, сучасний розвиток цифрової електроніки дозволяє з великою точністю та частотою дискретизувати сингали.

Тому подальші операції будемо проводити із дискретизованим сигналом. У вторинному пристрої аналоговий ультразвуковий сигнал дискретизуємо із інтервалом  $\tau$ .

Представимо структуру ультразвукового сигналу (довільного значення напруги) у вигляді суми окремих незалежних складових, серед яких є постійна складова  $U_0$  та перша гармоніка, частота якої  $\omega_s$  і є інформативною величиною [50]:

$$U(t) = U_0 + U_s(t) + U_{\Delta}(t) + \xi(t), \quad (6.1)$$

де  $U_s(t) = U_{s0} \sin(\omega_s t + \varphi_s) e^{-k_s}$  - перша гармоніка сигналу ультразвукової хвилі;

$U_{s0}$  – амплітуда;

$\varphi_s$  – фаза першої гармоніки;

$k_s$  – коефіцієнт загасання першої гармоніки;

$t$  – час;

$U_{\Delta}(t) = U_{\Delta 0} \sin(\omega_{\Delta} t + \varphi_{\Delta}) e^{-k_{\Delta}}$  – неінформативна гармоніка сигналу, яка розглядається як деструктивний чинник;

$U_{\Delta 0}$  – амплітуда;

$\omega_{\Delta}$  – частота високочастотної гармоніки;

$\varphi_{\Delta}$  – фаза високочастотної гармоніки;

$k_{\Delta}$  - коефіцієнт загасання високочастотної гармоніки;

$\xi(t)$  – білий шум із математичним очікуванням, що дорівнює нулю.

В (6.1) постійна складова вважається незмінною протягом всієї тривалості сигналу, проте в загальному випадку вона може змінюватись внаслідок різних теплових впливів, перехідних характеристик елементів вторинного пристрою тощо. Така нестабільність постійної складової є джерелом похибки при обробці сигналу. Для підвищення точності доцільно у вторинних пристроях апаратно відділяти постійну складову сигналу від змінної і аналізувати тільки змінний сигнал. У цьому випадку сигнал описуватиметься рівнянням (6.1), де  $U_0 = 0$ .

Для детального розгляду сигналу (6.1) розглянемо відрізок, на якому лежать точки віддалені одна від одної з інтервалом дискретизації  $\tau$  [50]:

$$\begin{aligned} U(t) &= U_{s0} \sin(\omega_s t + \varphi_s) e^{-k_s} + U_{\Delta 0} \sin(\omega_{\Delta} t + \varphi_{\Delta}) e^{-k_{\Delta}} + \xi(t), \\ U_{\tau}(t - \tau) &= U_{s0} \sin(\omega_s(t - \tau) + \varphi_s) e^{-k_s} + \\ &+ U_{\Delta 0} \sin(\omega_{\Delta}(t - \tau) + \varphi_{\Delta}) e^{-k_{\Delta}} + \xi(t - \tau), \\ U_{2\tau}(t - 2\tau) &= U_{s0} \sin(\omega_s(t - 2\tau) + \varphi_s) e^{-k_s} + \\ &+ U_{\Delta 0} \sin(\omega_{\Delta}(t - 2\tau) + \varphi_{\Delta}) e^{-k_{\Delta}} + \xi(t - 2\tau). \end{aligned} \quad (6.2)$$

Точки  $U$  та  $U_{2\tau}$  утворюють відрізок із точкою по його центру  $U_{\tau}$ . Враховуючи, що час  $\tau$  є достатньо малою величиною, то відрізок  $[U; U_{2\tau}]$  можна вважати прямою лінією. Визначимо середнє арифметичне відрізка шляхом суми крайніх точок та поділу його навпіл:

$$\begin{aligned} \frac{U(t) + U(t - 2\tau)}{2} &= U_{s0} \cdot e^{-k_s} \frac{\sin(\omega_s t + \varphi_s) + \sin(\omega_s(t - 2\tau) + \varphi_s)}{2} + \\ &+ U_{\Delta 0} \cdot e^{-k_{\Delta}} \frac{\sin(\omega_{\Delta} t + \varphi_{\Delta}) + \sin(\omega_{\Delta}(t - 2\tau) + \varphi_{\Delta})}{2} + \frac{\xi(t) + \xi(t - 2\tau)}{2}. \end{aligned} \quad (6.3)$$

Розглянемо окремо складову корисної частини сигналу  $U_{s0}$ , прирівнявши неінформативну складову (6.2) до нуля. Такий підхід ми можемо застосувати, оскільки форма неінформативної складової, значення її частоти є випадковою величиною, що не залежить від параметрів корисного сигналу. Виразимо амплітуду інформативної гармоніки для середньої точки відрізка:

$$U_{s0} = \frac{U_{\tau}(t - \tau) - \xi(t - \tau)}{\sin(\omega_s(t - \tau) + \varphi_s) e^{-k_s}}, \quad (6.4)$$

Підставивши (6.4) у доданок із  $U_{s0}$  в (6.3), ми отримаємо, що:

$$\begin{aligned} & (U_\tau(t-\tau) - \xi(t-\tau)) \frac{\sin(\omega_s t + \varphi_s) + \sin(\omega_s(t-2\tau) + \varphi_s)}{2 \sin(\omega_s(t-\tau) + \varphi_s)} = \\ & = (U_\tau(t-\tau) - \xi(t-\tau)) \cos(\omega_s \tau). \end{aligned} \quad (6.5)$$

Застосуємо таку ж логіку і до неінформативної складової, прирівнявши член, що описує корисний сигнал в (6.3), до нуля. В результаті отримаємо, що

$$\begin{aligned} & (U_\tau(t-\tau) - \xi(t-\tau)) \frac{\sin(\omega_\Delta t + \varphi_\Delta) + \sin(\omega_\Delta(t-2\tau) + \varphi_\Delta)}{2 \sin(\omega_\Delta(t-\tau) + \varphi_\Delta)} = \\ & = (U_\tau(t-\tau) - \xi(t-\tau)) \cos(\omega_\Delta \tau). \end{aligned} \quad (6.6)$$

Із врахуванням (6.5)-(6.6) рівняння (6.3) запишемо так:

$$\begin{aligned} & \frac{U(t) + U(t-2\tau)}{2} = U_\tau(t-\tau) \cos(\omega_s \tau) + U_\tau(t-\tau) \cos(\omega_\Delta \tau) + \\ & + \frac{\xi(t) + \xi(t-2\tau)}{2} - \xi(t-\tau) \cos(\omega_s \tau) - \xi(t-\tau) \cos(\omega_\Delta \tau). \end{aligned} \quad (6.7)$$

Рівняння (6.7) має однакові множники, які для спрощення його вигляду представимо у матричній формі:

$$\frac{U(t) + U(t-2\tau)}{2} = U_\tau(t-\tau) \times [\cos(\omega_s \tau) \quad \cos(\omega_\Delta \tau)] + \xi_\xi(t), \quad (6.8)$$

де  $\xi_\xi(t) = \frac{\xi(t) + \xi(t-2\tau)}{2} - \xi(t-\tau) \cos(\omega_s \tau) - \xi(t-\tau) \cos(\omega_\Delta \tau)$  - завади.

Оскільки ми прийняли, що сигнал є рівномірно дискретизованим на частоті  $2\pi/\tau_n$ , та на певному проміжку є прямою лінією, то (6.8) можна представити у цифровій формі так:

$$U_u(n) = A(n)X(n) + \xi_\xi(n), \quad (6.9)$$

де  $U_u(n) = \frac{U(n) + U(n-2)}{2}$ ;

$$A(n) = U_\tau(n-1);$$

$$X(n) = [\cos(\omega_s \tau) \quad \cos(\omega_\Delta \tau)];$$

$n = 1, 2, \dots, N$  – номер точки дискретизованого сигналу;

$$\xi_{\xi}(n) = \frac{\xi(n) + \xi(n-2)}{2} - \xi(n-1)\cos(\omega_s \tau_n) - \xi(n-1)\cos(\omega_{\Delta} \tau_n).$$

Рівняння (6.9) описує ультразвуковий сигнал у межах визначеної нами його структури за допомогою змінних, представлених в (6.1). Оскільки (6.9) описує дискретизований сигнал, то для кожної точки буде окреме рівняння, а весь сигнал описуватиме система із  $N$  рівнянь.

Помножимо обидві частини (6.9) на адаптивний фактор  $\theta(n) = \theta^{N-n}$ , за допомогою якого можна регулювати частину сигналу, яка буде використана для обробки сигналу. Для цього значення  $\theta$  повинно бути в межах  $0 \dots 1$ .

Для збільшення значення сумарного по точках сигналу при знаходженні розв'язку (6.9) переведемо його в додатну площину, помноживши на  $A(n)$ , отримаємо [50]:

$$A(n)\theta(n)U_u(n) = A(n)^2\theta(n)X(n) + A(n)\theta(n)\xi_{\xi}(n), \quad (6.10)$$

Враховуючи, що математичне очікування білого шуму дорівнює нулю, рішення (6.10), матиме вигляд [50]:

$$x(n) = \frac{\sum_{i=0}^n \theta^{2(n-i)} A(i) U_u(i)}{\sum_{i=0}^n \theta^{2(n-i)} A(i)^2}. \quad (6.11)$$

В (6.11) невизначеним є множник  $\theta^2$ . Для обчислення  $\theta^2$  приймемо, що фактор адаптації дорівнює константі. Для знаходження  $\theta^2$  виразимо різницю між дискретними значеннями та аналоговим сигналом [148]:

$$R(n) = \theta(n)(U_u(n) - A(n)X(n))^T \theta(n)(U_u(n) - A(n)X(n)). \quad (6.12)$$

Фактор адаптації алгоритму  $\theta^2$  визначимо з (6.12) [50]:

$$\theta(n)^2 = \left| \frac{R(n)}{(U_u(n) - A(n)X(n))^2} \right|, \quad (6.13)$$

де  $R(n)$  – величина, що вибирається, виходячи з таких параметрів алгоритму, як час обчислення і величина похибки.

Рівняння (6.11) з врахуванням (6.13) є результатом алгоритму обробки ультразвукового сигналу.

### 6.2.2 Визначення похибки розробленого алгоритму та визначення частоти ультразвукового сигналу

Визначимо величину похибки запропонованого алгоритму. На даний час загальним підходом визначення похибки є обчислення спектральної потужності отриманого ультразвукового сигналу. Цей підхід дозволяє відфільтрувати такі негативні фактори, що спотворюють сигнал, як дифракція та загасання амплітуди хвилі, неідеальність амплітудно-частотної характеристики чутливого елемента первинного перетворювача, оскільки сигнал обробляється в частотній області.

Для оцінки спектральної потужності із високою роздільною здатністю використаємо авторегресивну функцію [215, 234]:

$$U_t(n) = -\sum_{k=1}^p a_p[k] \cdot U_t[n-k] + \xi_\xi[n], \quad (6.14)$$

де  $U_t(n) = U_0 + U_s(n) + U_\Delta(n)$  - сумарний вимірний сигнал ультразвукової хвилі;

$p$  - ціле число, що визначає порядок авторегресійного рівняння;

$a_p[k]$  - коефіцієнти авторегресійного рівняння.

Авторегресійне рівняння означає, що визначена вибірка є регресійним значенням відносно попередньої вибірки.

Густина спектральної потужності  $P(f)$  може бути отримана шляхом обчислення модуля (6.14) [215, 189]:

$$P(f) = v\Delta t / |A(f)|^2, \quad A(f) = 1 + \sum_{k=1}^p a_p[k] e^{-j2\pi f k \Delta t}, \quad (6.15)$$

де  $v$  - варіація  $U_t(n)$ ,

$\Delta t$  - інтервал дискретизації сигналу,

$f$  - частота.

Множник з експонентою додається при застосуванні теореми Фур'є до вибірки сигналу. Для використання (6.14), (6.15) потрібно визначити оптимальний порядок авторегресійного рівняння та значення коефіцієнтів  $a_p$ .

Загальним методом визначення коефіцієнтів авторегресійного рівняння (6.14) є ітеративний, в якому на першому кроці ітерації обчислюються коефіцієнти першого порядку  $a_1[1]$ . Нижній індекс коефіцієнта вказує порядок авторегресійного рівняння. На наступному кроці визначаються коефіцієнти другого порядку авторегресійного рівняння (6.14)  $v_2, a_2[1], a_2[2]$ .

Найбільшого поширення реалізації ітеративного процесу набув алгоритм Левінсона [176, 233]:

$$a_p[n] = a_{p-1}[n] + k_p a_{p-1}^*[n], \quad p_p = p_{p-1} \left(1 - |k_p|^2\right), \quad (6.16)$$

де  $n \in (1; p-1)$  – ціле число;

$k_p$  – коефіцієнт відбиття, що дорівнює  $a_p[p]$ ;

$a_{p-1}^*[n]$  – комплексно спряжене число до  $a_{p-1}[n]$ .

Розроблений адаптивний алгоритм застосуємо для визначення частоти ультразвукової хвилі з центральною частотою 52 кГц, рис. Л.1. Діапазон частот отриманого сигналу є в межах 50... 53 кГц. Частота дискретизації сигналу дорівнює 150 кГц. Вибрана частота дискретизації з одного боку дозволяє повністю описати сигнал, а з іншого боку є недорогим апаратним рішенням. Дійсні значення дискретизованих даних лежать у межах, що визначені відомою теоремою Найквіста  $f < 75$  кГц.

При обробці отриманого сигналу було проведено три паралельних обчислення частоти при варіації фактору адаптації алгоритму  $\theta^2$ , табл. 6.1. Згідно результатів таблиці, на практиці найбільше підходить значення  $\theta^2$ , що дорівнює 0.9.

Таблиця 6.1 –

Результати виконання алгоритму зі зміною фактору адаптації  $\theta^2$ .

Алгоритм, $\theta^2$	Максимальна похибка, Гц	Час сходження результатів, мс
0.8	22	34
0.9	9	67
0.95	3	82

Визначення частоти, залежно від різних значень фактору адаптації алгоритму, зображено на рис. 6.2. Як можна побачити з представлених кривих, значення частот при  $\theta^2 = 0.9$  з достатньою точністю огинає дискретизований сигнал. Це у поєднанні з меншим часом сходження результатів дозволяє ефективно використовувати фактор адаптації алгоритму, що дорівнює 0.9.

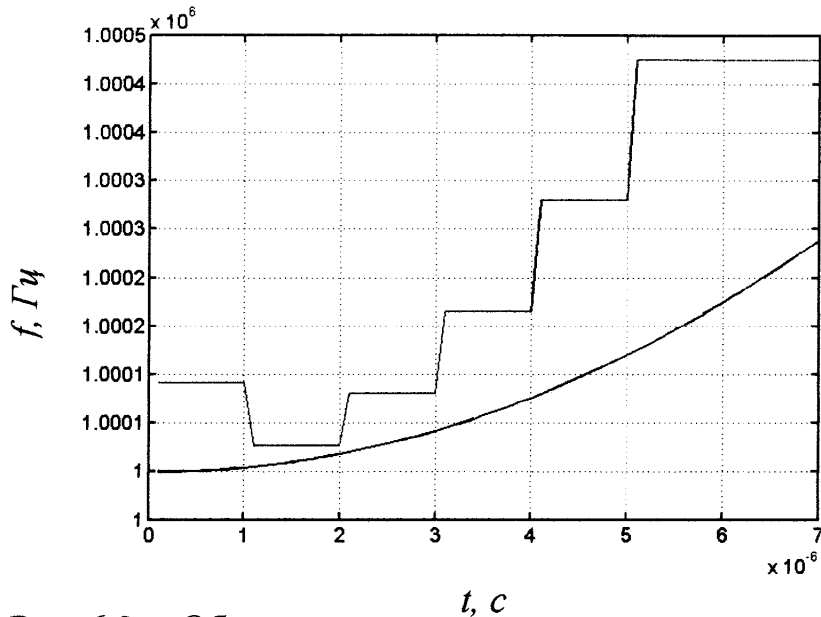


Рис. 6.2 Обчислення частоти запропонованим методом

Запропонований алгоритм дозволяє з високою точністю обчислювати частоту ультразвукових хвиль, адаптувати його для використання в мікропроцесорних системах із різною продуктивністю, визначати похибку. Алгоритм можна використовувати в різних методах неруйнівного контролю пружних властивостей металу де є необхідним точне значення частоти ультразвукової хвилі.

### 6.3 Алгоритм обробки аналогового сигналу ультразвукових спрямованих хвиль з метою його визначення часу поширення в стінці магістрального трубопроводу

Сигнал, що утворений від реєстрації ультразвукової хвилі, приходить у вторинний пристрій в аналоговому вигляді. Обробка аналогового сигналу має



переваги перед дискретною, оскільки сигнал є визначений на всьому інтервалі часу а не в окремих точках, проте складність реалізації його обробки лімітує застосування таких методів в пристроях контролю. Тому сучасні підходи обробки аналогового сигналу складаються в переважній більшості із непараметричних методів застосування фільтрів на вході блоків АЦП [130, 126]. Для розвитку методів обробки аналогового ультразвукового сигналу необхідно розробити новий підхід проектування електронних блоків.

В роботі представлено новий підхід до проектування блоків обробки аналогового ультразвукового сигналу, що базується на послідовному виконанні таких логічних кроків [65]:

- побудові математичної моделі ультразвукового сигналу, що дозволить оперувати із його параметрами за допомогою математичних операцій;
- створення моделі обробки параметрів ультразвукового сигналу засобами математичного пакету Simulink за допомогою його окремих логічних блоків;
- оптимізація складених блоків в напрямку забезпечення максимальної відповідності до існуючих електронних компонентів. Це дозволить складати принципові електричні схеми на основі розробленої моделі обробки аналогового ультразвукового сигналу без спотворення результатів його обробки. Додатково такий підхід дозволить значно скоротити час на створення кінцевого електронного блоку, забезпечить узгодження із іншими блоками пристрою вимірювання.

Порівняння результатів визначення часу поширення ультразвукових хвиль, отриманих обробкою аналогових та дискретних сигналів дозволить збільшити достовірність та точність неруйнівного контролю.

Для створення моделі визначення часу поширення спрямованих ультразвукових хвиль визначимо їх основні параметри: частота згенерованих хвиль складає 100 кГц, діапазон частот, що генерується поряд із основною є в межах  $\pm 12$  кГц, це відповідає параметрам найбільш поширених ультразвукових давачів. Хвилі поширюватимуться в металі з якого виготовляються магістральні трубопроводи. Середовище поширення задає номінальні значення для фазової та групової швидкостей симетричних та асиметричних мод спрямованих хвиль, що дозволить приблизно оцінювати час вимірювання. Генератор високочастотних коливань працюватиме на

частоті 20 МГц. Дані про номінальний час поширення та частоту генератора дозволяють вибрати розрядність лічильників, що у випадку створеної моделі має 16 біт.

Для більш реалістичного моделювання схеми вимірювання часу поширення ультразвуку до номінального значення генерованої частоти 100 кГц додано білий шум, рис. Л.2. Додатково при прийомі пакету ультразвукових коливань в силу ряду деструктивних чинників: перехідні процеси на границях поділу середовищ поширення та протектора, чутливого елемента, момент інерції, втрати при трансформації механічної енергії в електричну тощо, має місце значне спотворення першої гармоніки. Це явище було спостережене при лабораторних експериментальних дослідженнях. З метою моделювання вказаного явища було створено додатковий блок емуляції завад. Більш детально цей блок представлено на рис. Л.3. Тут на протязі часу, що дорівнює першому періоду коливань додаються завади за допомогою блоку генерування білого шуму, які підсилюються у 2.5 рази. Як результат, ультразвуковий сигнал моделюється за допомогою трьох блоків: генератора гармонійних коливань з частотою 100 кГц, блоку білого шуму та блоку емуляції завад, рис. Л.4. Загальне рівняння сигналу  $f_c(t)$  буде таким [129]:

$$f_c(t) = A \sin(2\pi f_n t) + \Phi(t) + \Phi_{cn}(t), \quad (6.17)$$

де  $t$  – час;

$A$  – амплітуда;

$f_n$  – номінальна частота;

$\Phi(t)$  – білий шум;

$$\Phi_{cn}(t) = \begin{cases} k\Phi(t), & 0 \leq t \leq T_c, \\ 0, & t > T_c \end{cases},$$

$k$  – коефіцієнт підсилення;

$T_c$  – період ультразвукового коливання.

Отриманий сигнал складно аналізувати через значну кількість завад в сигналі. Для зменшення завад використаємо фільтр нижніх частот, амплітудно-частотні характеристики якого представлені на рис. Л.5. Після проходження фільтру ультразвуковий сигнал матиме вигляд, що представлений на рис. Л.6 [129].

В блоці компаратора сигнал порівнюється із пороговим значенням за яким посиляється імпульс на лічильник. Лічильник імпульсів перезавантажується і починає рахувати кількість високочастотних сигналів від генератора прямокутних імпульсів. Другий лічильник рахує кількість півперіодів, що прийняті від початку вимірювання.

Сигнал отриманий після фільтрування, рис. Л.7, далі йде в блок компаратора, де відбувається визначення часу проходження півхвилі сигналу, рис. Л.8.

У разі співпадання числа півхвиль ультразвукового сигналу із заданим числом спрацьовує блок порівняння і обчислена кількість високочастотних прямокутних імпульсів поступає на вихід блоку. Для збільшення точності визначення періоду ультразвукового сигналу обробляється як додатна півхвиля так і від'ємна, це дозволяє врахувати деякі похибки встановлення рівня порівняння сигналу пов'язані із завадами. Так для обчислення тривалості модельованого ультразвукового сигналу додатна півхвиля складає 101 період високочастотних коливань а від'ємна півхвиля 96 періодів. Для більш точного визначення періоду в схемі передбачено сумування додатного та від'ємного півперіоду та поділу результату пополам.

Для моделювання роботи високочастотного генератора прямокутних імпульсів було створено схему в якій частота базового блоку змінюється від температури, рис. 6.3.

Зміна частоти від зовнішніх деструктивних чинників моделює реальну роботу високочастотного генератора при якій він може змінювати частоту на протязі певного періоду часу або стабільно працювати на одній частоті, яка не є номінальною. Оскільки деструктивних чинників, що впливають на роботу генератора є багато, неможливо розробити достатньо надійну схему компенсації їх впливу за допомогою схематичного рішення. Тому представлений блок дасть можливість оцінити ступінь впливу деструктивних чинників на точність всієї вимірювальної схеми та визначити методи обробки похибок. Зміна частоти  $\Delta f_2(t)$  від температури обчислюється так [129]:

$$\Delta f_2(t) = 1.038 \cdot t + 0.041 \cdot t^2 + 3.55 \cdot 10^{-4} \cdot t^3. \quad (6.18)$$

Як результат визначення часу поширення ультразвукового модельованого сигналу отримано пакети високочастотних коливань, що заповнюють час вибраного півперіоду, рис. 6.3. Як можна побачити із представленого рисунка, завади можуть значно ускладнити точне визначення тривалості півперіоду. Для визначення похибки вимірюваного часу необхідно використати методи теорії статистики.

Оскільки представлена схема вимірювання часу поширення ультразвукового сигналу залежить від точності визначення кількості періодів коливань високочастотного генератора, найбільш оптимальним для оцінки похибки є відхилення Алана [122]. Згідно теорії Алана відхилення частоти неперервного генератора сигналу, що усереднений за деякий час буде таким:

$$\sigma_A^2(t_y) = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K \frac{1}{2} (\bar{U}_{k+1} - \bar{U}_k)^2, \quad (6.19)$$

де  $\sigma_A^2$  - відхилення Алана,

$K$  – кількість повторних вимірювань сигналу за час  $t_y$ ,

$\bar{U}_k$  -  $k$ -й усереднений сигнал генератора.

Усереднений сигнал генератора  $\bar{U}_k$  можна визначити так [123]:

$$\bar{U}_k = \frac{1}{t_y} \int_{kt_y}^{(k+1)t_y} U(t) dt, \quad (6.20)$$

де  $U(t)$  - сигнал генератора.

Більш простий спосіб обчислення (6.19)-(6.20) представлено в праці [210]:

$$\sigma_A^2(t_y) = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^{K-1} \left( \int_{-\infty}^{+\infty} U(t) \nu(t) dt \right)^2, \quad (6.21)$$

де замість знаку нескінченності необхідно підставляти весь діапазон сигналу за

$$\text{одиничне вимірювання; } \nu(t) = \begin{cases} \frac{-1}{\sqrt{2t_y}}, 0 < t < t_y \\ \frac{1}{\sqrt{2t_y}}, t_y < t < 2t_y \\ 0, \text{ інакше} \end{cases} - \text{вагова функція.}$$

Відхилення Алана дозволяє оцінювати вплив завад на досліджуваний сигнал, причому можна визначати режим роботи генератора при якому він генерує певний період часу однакову частоту, яка відрізняється від номінальної, що важко зробити за допомогою обчислення загальноновживаної нотації середньоквадратичного відхилення. Ще однією перевагою використання методу визначення відхилення за формулою Алана є те, що не потрібно вважати середнє значення білого шуму фази та відповідно частоти досліджуваного сигналу рівним одиниці.

Інший підхід визначення відхилення частоти від номінального значення використовує нотації модифікованого відхилення Алана  $\sigma_{AM}^2$  [217]. Даний підхід на відміну від традиційного підходу визначення відхилення Алана дозволяє розрізнити завади що спотворюють фазу коливань білого шуму та флуктуацій. Такий підхід є корисним для експрес оцінювання відхилення частоти генерованого сигналу:

$$\sigma_{AM}^2(t_y) = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^{K-1} \left( \frac{1}{2} \left( \frac{1}{K} \sum_{k=1}^{K-1} \left( \frac{1}{t_y} \int_{(i+k)t_0}^{(i+2k)t_0} U(t) dt - \frac{1}{t_y} \int_{it_0}^{(i+k)t_0} U(t) dt \right) \right)^2 \right) \quad (6.22)$$

де  $t_0$  - час одного періоду коливань сигналу генератора.

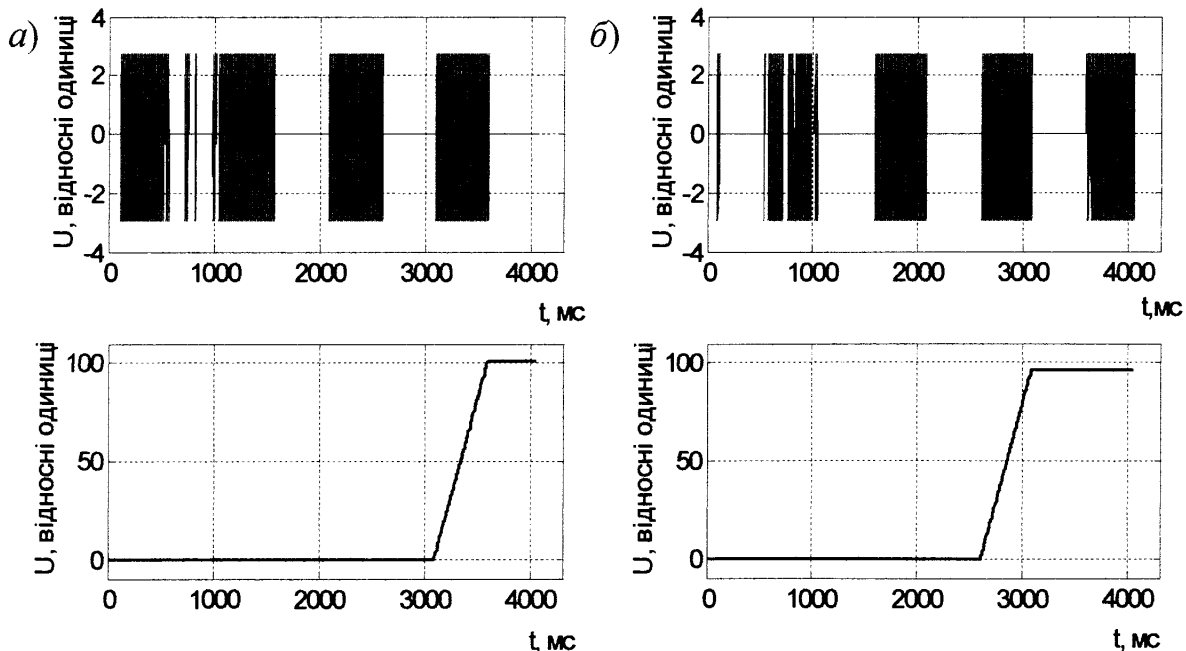


Рис. 6.3 Результати роботи блока компаратора додатної та від'ємної півхвиль ультразвукового сигналу:

*a* - обробка додатної півхвилі, *b* – від'ємної півхвилі

Отже, за допомогою (6.19)-(6.22) можна оцінити похибку обчислення генерування частоти. Особливістю їх є необхідність використання повторних вимірювань часу проходження одного півперіоду ультразвукового сигналу. З цією метою найбільш інтенсивно використовуються лічильники високочастотного сигналу, характеристики яких не вносять вплив на точність.

Внутрішній механізм оцінки лічильником відхилення обчислення частоти можна визначити із технічної документації [218]:

$$\sigma_{\text{л}} = \frac{1}{t_{\text{г}}} \sqrt{2(\delta t)_{\text{мр}}^2 + 2(\delta t)_{\text{інт}}^2}, \quad (6.23)$$

де  $(\delta t)_{\text{мр}}$  - похибка встановлення часу від флуктуацій тригерів лічильника,

$(\delta t)_{\text{інт}}$  - похибка інтерполяції результатів визначення точок переходу високочастотного сигналу через нуль.

Як видно із (6.23) є два шляхи якими можна впливати на точність та роздільну здатність вимірювань частоти. Більш впливовим є флуктуації тригерів лічильника, що виникають внаслідок присутності шумів у вхідному сигналі. Цей шум заставляє вхідні схеми тригера спрацьовувати в момент часу, який відрізнятиметься від того моменту, якщо б шумів в сигналі не було. Оскільки шуми представляють собою випадковий процес, то похибка від флуктуації тригерів повинна обчислюватись як інші випадкові похибки. В загальному, на похибку флуктуації впливають внутрішні шуми, які можна мінімізувати шляхом покращення заземлення виводів тригера та рівень наростання вихідної напруги транзисторів тригера, яка залежить від способу їх виготовлення і не може бути змінена:

$$\delta t_{\text{мр}} = \frac{\sqrt{Ш_{\text{В}}^2 + Ш_{\text{С}}^2}}{R_{\text{ф}}}, \quad (6.24)$$

де  $Ш_{\text{В}}$  - внутрішній шум тригера,

$Ш_{\text{С}}$  - шум вхідного сигналу,

$R_{\text{ф}}$  - швидкість наростання вихідної напруги транзисторів тригера.

Представлені математичні залежності обробки високочастотного сингалу із поєднанням зі схемою проведення вимірювання, що складена засобами

математичного пакету Simulink, дають повну інформацію про метод обробки ультразвукового сигналу спрямованих хвиль. Даний метод має значні переваги в точності проведення вимірювань та простоті реалізації у вторинних пристроях контролю перед використанням методів перетворення аналогового сигналу у цифрову форму та подальшу їх обробку.

## **Висновки до розділу**

У розділі на основі проведених теоретичних та експериментальних досліджень розв'язано науково-практичну задачу, яка полягає у побудові комплексного підходу обробки ультразвукового сигналу. Результатом запропонованого комплексного підходу є алгоритми обробки сигналу ультразвукових хвиль, розроблені в такий спосіб, що їх можна реалізувати в пристрої на базі мікропроцесорної системи. Це дозволяє збільшити точність визначення інформативних параметрів при проведенні неруйнівного контролю.

1. На основі проведеного теоретичного аналізу методів обробки сигналів, що використовуються при ультразвуковому неруйнівному контролі та загальних тенденцій розвитку таких методів встановлено, що немає чітких критеріїв для їх класифікації, що є причиною неефективного застосування як існуючих методів обробки сигналів, так і розроблених нових. В роботі визначено критерії класифікації методів обробки сигналів ультразвукових хвиль та запропоновано чотири великі групи: а) непараметричні методи; б) методи, що базуються на моделі; в) Байєсові статистичні методи; г) методи, що базуються на теорії нейронних мереж. Такий поділ дозволяє визначити сильні та слабкі сторони існуючих алгоритмів обробки сигналів ультразвукових хвиль та визначити напрямки їх удосконалення.

2. Розроблено математичну модель визначення частоти сигналу на основі якої побудовано адаптивний алгоритм, що дозволяє високоточно визначати частоту ультразвукових хвиль незалежно від їх типу (поздовжні, поперечні, поверхневі, спрямовані), що дозволяє використовувати різні типи ультразвукових первинних

перетворювачів у вторинному пристрої контролю, запобігати використанню складних розрахунків зсуву робочої частоти внаслідок старіння матеріалу чутливого елемента ПЕП та дії ряду деструктивних чинників (умови експлуатації, рівень напруги генератора тощо). Застосування розробленої математичної моделі та адаптивного алгоритму в пристрої неруйнівного контролю дає можливість реалізувати на його основі сучасні методи неруйнівного контролю (визначення дисперсії ультразвукових хвиль, високоточне визначення часу проходження хвилі тощо), які складно реалізувати існуючими засобами. Складовою запропонованого алгоритму є підхід до визначення його похибки, яка визначається як різниця між початковим та сигналом, що описує розроблений алгоритм. Введено величину адаптації алгоритму з метою максимального наближення до дійсного значення частоти сигналу ультразвукової хвилі при збереженні однакового рівня обчислювальних ресурсів, що важливо при реалізації алгоритму на мікропроцесорних системах в пристрої неруйнівного контролю. Додатковою властивістю математичної моделі та адаптивного алгоритму є можливість регулювати точність та використання обчислювальних ресурсів без зміни алгоритму. На основі проведених експериментальних досліджень встановлено, що для визначення частоти ультразвукової хвилі оптимальним значенням фактору адаптації є 0.9, що дозволяє попередньо оцінити продуктивність алгоритму при реалізації його на визначеному типі мікропроцесора.

3. В результаті аналізу сучасних засобів неруйнівного ультразвукового контролю встановлено, що оброблення аналогового сигналу засобами електронних блоків ускладнена з однієї сторони вимогами щодо точності та достовірності результатів, а з іншої складністю проектування та виготовлення (реалізації) таких блоків у порівнянні з існуючими методами оброблення дискретного сигналу. Для усунення існуючих перепон щодо проектування електронних блоків оброблення аналогового ультразвукового сигналу в роботі запропоновано новий підхід до їх проектування та реалізації, що базується на використанні сучасних засобів математичного моделювання функцій окремих логічних електронних компонентів засобами пакету математичних програм Simulink. Як результат застосування такого підходу було вперше реалізовано модель оброблення аналогового сигналу



ультразвукових спрямованих хвиль для визначення часу їх поширення в об'єкті контролю, що дозволило отримати наглядні шукані параметри вихідного сигналу у порівнянні із різними значеннями завад вхідного сигналу та визначити оптимальні способи їх усунення без затрат часу на реалізацію та виготовлення неефективних електронних блоків. Особливістю розробленої моделі є удосконалення існуючого методу визначення часу поширення ультразвукових хвиль, що полягає у обчисленні похибки герування частоти кварцовим генератором, кількість імпульсів якого пропорційна виміряному часу. Реалізація розробленої моделі оброблення аналогового сигналу у вторинному пристрої дозволила збільшити точність неруйнівного ультразвукового контролю пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів.

## РОЗДІЛ 7

### РОЗРОБЛЕННЯ ПРИСТРОЇВ УНКТ-1 І КТН-1 КОНТРОЛЮ ПАРАМЕТРІВ ТЕХНІЧНОГО СТАНУ МАГІСТРАЛЬНИХ ТРУБОПРОВОДІВ, ПРОВЕДЕННЯ НИМИ ЛАБОРАТОРНИХ І ПРОМИСЛОВИХ ВИПРОБУВАНЬ

#### 7.1 Розроблення пристрою УНКТ-1 неперервного контролю товщини стінок магістральних трубопроводів об'ємними ультразвуковими хвилями

Найбільш повно реалізувати ультразвуковий контроль стінок магістральних трубопроводів можна застосовуючи неперервний контроль їх поверхні. Цього досягти на ділянках із складною геометрією (коліна, відводи тощо) та поверхнею (зварні з'єднання) в умовах експлуатації магістральних трубопроводів є складною задачею для існуючих методів.

Реалізацію теоретичних засад для удосконалення ультразвукового контролю стінок магістральних трубопроводів, що є в результатах проведеного моделювання поширення ультразвукової хвилі через нерівну границю розділу рідина – сталь, пропонується здійснити розробленим пристроєм безперервного контролю на який отримано патент України, рис. 7.2.

В основу винаходу поставлена задача підвищення точності ультразвукового контролю з будь-якою конфігурацією поверхні магістральних трубопроводів, безпосередньо на зварних з'єднаннях при односторонньому доступі до їх поверхні, визначаючи також координати переміщення давача.

Пристрій реалізований у такий спосіб, що ним вимірюється час між відбитим імпульсом від поверхні об'єкту контролю і донним імпульсом цього виробу і визначається товщина виробу з використанням роздільно-суміщеного п'єзоперетворювача нормально розміщеного до поверхні об'єкту контролю, рис. 7.1. Первинний перетворювач знаходиться в герметичному корпусі виготовленому з м'якого матеріалу, через стінку якого просочується рідина, що знаходиться в

корпусі, при цьому корпус може набувати форми контрольованої поверхні об'єкту контролю. Нижня частина корпусу одночасно виконує функції контактного шару, рис М.1.

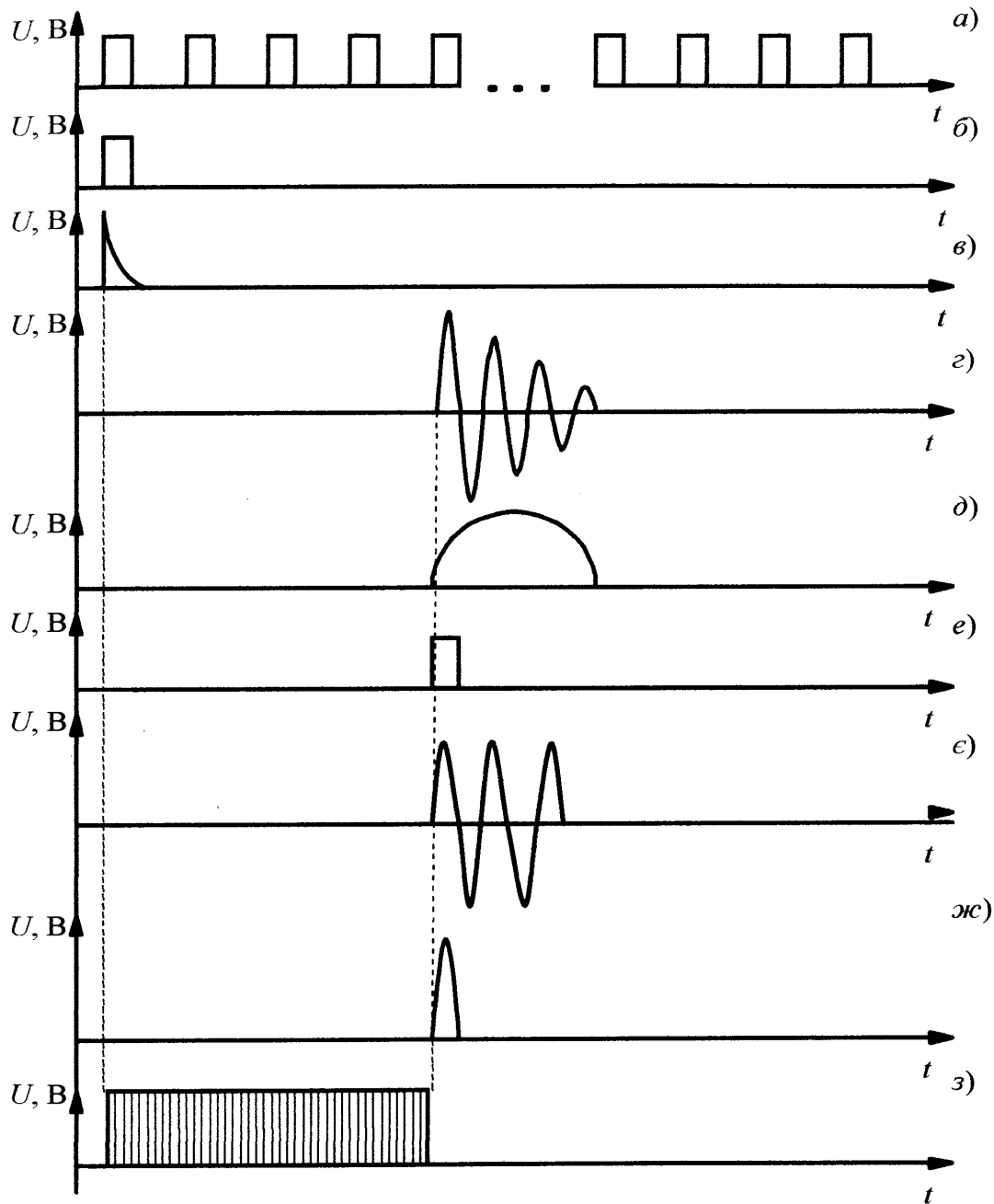


Рис. 7.1 – Часові діаграми роботи ультразвукового товщиноміра:

- а) сигнали прямокутної форми на виході синхронізатора, б) перший імпульс, в) імпульс генератора зондуючих імпульсів, г) підсилений луно-імпульс, д) детектований луно-імпульс, е) сигнал затримки одного півперіоду луно-імпульсу, е) імпульси від формувача імпульсів, ж) нормовані імпульси, з) півперіод донного імпульсу

Додатково встановлюються координати переміщення ультразвукового первинного перетворювача по поверхні об'єкту контролю за допомогою індуктивної котушки і магнітопровідних пластин, що знаходяться на боковій стороні підшипника блоку п'єзоелектричних перетворювачів, рис. М.2.

Контактна рідина поступає з бака, який знаходиться в вертикальній частині блоку п'єзоелектричних перетворювачів і поповнює її витрати.

При подачі живлення синхронізатор, (рис. 7.2) видає сигнали прямокутної форми, (рис. 7.1а), перший імпульс поступає на генератор зондуючих імпульсів, формується з певною тривалістю і амплітудою, (рис. 7.1б) для збудження випромінюючої частини роздільно-суміщеного ультразвукового перетворювача і одночасно дає початок відліку вимірювального часу, (рис. 7.1з). При цьому початок відліку вимірювального часу завжди співпадає з переднім фронтом зондуючого імпульсу. Ультразвукові коливання пройшовши через товщину зразка поступають в вигляді донних імпульсів, на приймальну частину роздільно-суміщеного ультразвукового перетворювача і поступають на підсилювач, де підсилюються до певної величини, (рис. 7.1г). Підсилені імпульси, які мають спадаючу по амплітуді форму, перетворюються детектором до форми, (рис. 7.1д) і поступають на формувач часових інтервалів, де по передньому фронту детектованого сигналу створюється затримка на величину одного півперіоду луно-сигналу, (рис. 7.1е). Один півперіод луно-сигналу поступає на схему "Г" де нормується до певної амплітуди, (рис. 7.1е). На виході схеми "Г" виділяється один півперіод донного імпульсу, (рис. 7.1ж), який формує задній фронт вимірювального інтервалу, (рис. 7.1з). Мікропроцесор вираховує товщину матеріалу і на цифровому індикаторі висвічується результат.

При переміщенні блоку п'єзоелектричних перетворювачів сигнал із індуктивного давача, (рис. М.2), коли магнітопровідні пластини знаходяться співосно з індуктивною котушкою, поступає на мікропроцесор, де вичислюється координата його переміщення [96].

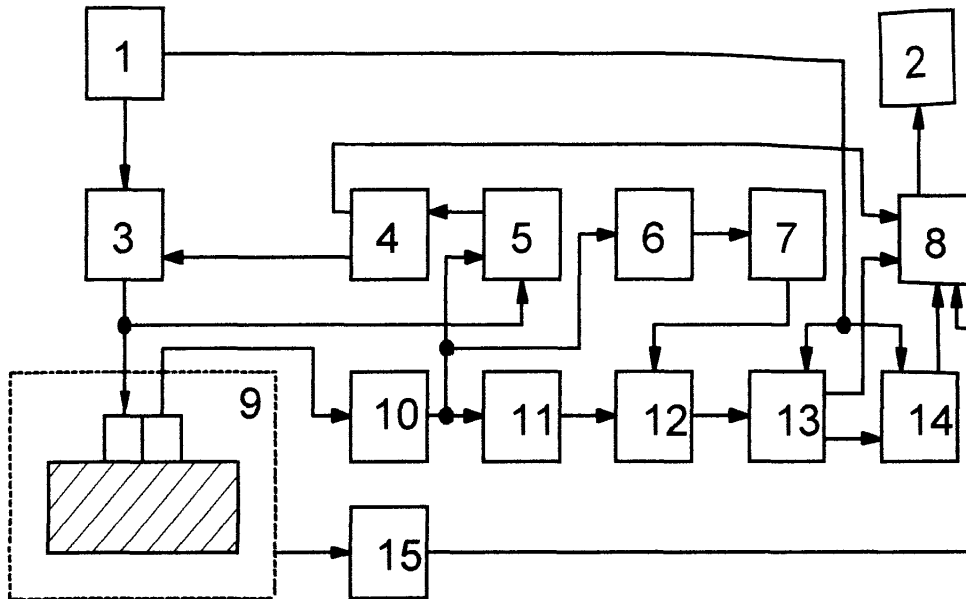


Рис. 7.2 – Блок – схема ультразвукового товщиноміра:

1 – синхронізатор, 2 - генератор зондуючих імпульсів, 3 - генератор зондуючих імпульсів, 4 - блок підлаштування частоти, 5 - блок порівняння частоти, 6 – детектор, 7 - формувач часових інтервалів, 8 – мікропроцесор, 9 - блок п'єзоелектричних перетворювачів, 10 – підсилювач, 11 - формувач імпульсів, 12 - схема "Г", 13 – тригер, 14 – лічильник, 15 - валик переміщення

В результаті застосування пристрою неперервного контролю стінок магістральних трубопроводів можна підвищити продуктивність та достовірність контролю, оскільки не буде пропуску місць на поверхні трубопроводу, що залишаться непрозвученими, як при використанні існуючих методів та пристроїв.

Для автоматизації налаштування окремих параметрів контролю розробленим пристроєм було спроектовано програмне забезпечення, написане мовою програмування C++. На інтерфейсі користувача програми є можливість редагування основних вхідних величин, що визначають параметри ультразвукового сигналу, рис. М.3.

Програма дозволяє обчислювати параметри луно імпульсу в залежності від фізико-механічних властивостей середовищ рідини та сталі базуючись на відомих залежностях падаючої, пройденої та відбитої хвиль.

Обчислення амплітуди луно-імпульсу може проводитись як для прямого, так і для похиленого ультразвукового давача, рис. М.4.

Вхідні дані для розрахунку параметрів пристрою можна редагувати, табл. М.1.

Для обчислення акустичного поля на поверхні чутливого елемента п'єзоелектричного первинного перетворювача розроблено алгоритм, що враховує всі етапи проходження ультразвуковою хвилею границь розділу середовищ, рис. М.5.

Кількість акустичної енергії, що проходить в об'єкт контролю  $T$  можна обчислити так [39]:

$$T = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{4} \left( Z_{12} - \frac{1}{Z_{12}} \right)^2 \sin^2 \left( \frac{2\pi f d}{C} \right)}}, \quad (7.1)$$

де  $Z_{12}$  – відношення імпедансів двох середовищ,

$f$  – частота,

$C$  – швидкість хвилі,

$d$  – товщина пройденої відстані акустичною хвилею.

Відношення імпедансів двох середовищ обчислюється так:

$$Z_{12} = \left[ \frac{Z_2 - Z_1}{Z_1 + Z_2} \right]^2, \quad (7.2)$$

де  $Z_1, Z_2$  – відповідно акустичні імпеданси першого та другого середовищ.

Імпеданс середовища  $Z$  є таким:

$$Z = \rho \cdot C, \quad (7.3)$$

де  $\rho$  – густина середовища.

Проте рівняння (7.3) є не точним, коли відстань первинного перетворювача є близькою до об'єкту контролю. Для врахування такої конфігурації проведення неруйнівного контролю необхідно уточнити значення імпедансу:

$$Z = \rho \cdot C \cdot \arctan \left( \frac{C}{2\omega \cdot L_2} \right), \quad (7.4)$$

де  $\omega$  – частота ультразвукової хвилі.

Додатково для збільшення реальності аналізованого сигналу можна додавати завади. Реалізація додавання завад здійснюється за допомогою застосування алгоритму випадкових чисел у діапазоні вказаних амплітуд.

Результати обчислень представлені на рис. М.6. На рис. М.6а вибрано оптимальні параметри при яких луно-сигнали приходять розділено в часі. На рис. М.6б, частота приходу луно-сигналів є високою, що може негативно вплинути на їх обробку та збереження. На рис. М.6с первинний перетворювач є занадто близько до об'єкту контролю і потрібний луно-сигнал поглинутий ревербаційними сигналом.

Розрахунок проводився для декількох наборів геометричних змінних, що представлені в табл. 7.1.

Таблиця 7.1

Набори даних для розрахунку акустичного поля.

	Набір 1	Набір 2	Набір 3
Параметр $L_1$ , мм	32	18	11
Параметр $L_2$ , мм	25	11	15
Параметр $L_3$ , мм	10	12	4

Таким чином можна вибрати оптимальний набір геометричних параметрів для проведення неруйнівного контролю розробленим пристроєм.

## **7.2 Розроблення системи КТУ-1 для контролю пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями**

Для реалізації на практиці методів контролю ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями розроблено пристрій КТУ-1 (контроль труб ультразвуковий). Логіку роботи пристрою можна проілюструвати функціональною схемою, рис. 7.3.

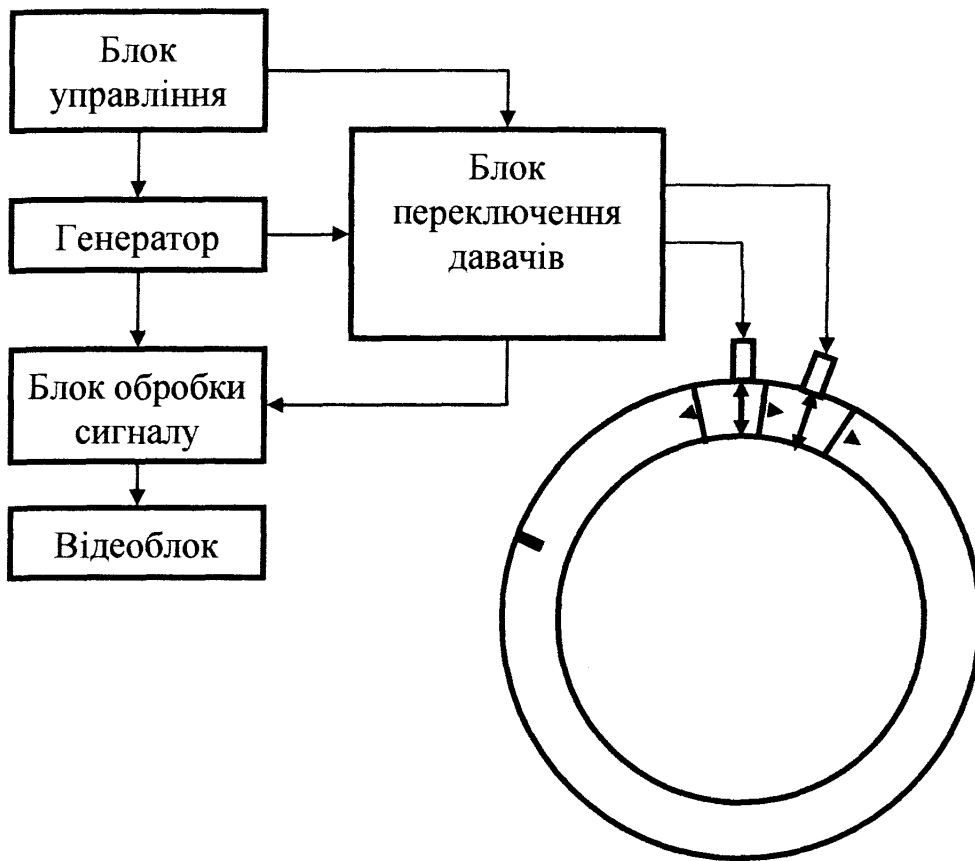


Рис. 7.3 – Функціональна схема пристрою контролю пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів

Блок переключення датчиків, (рис. 7.3), застосовується для переключення на режим суміщеного та роздільно суміщеного ПП. Блок обробки сигналу служить для оцифрування аналогового сигналу, що поступає із ПП.

Пристрій КТУ-1 працює таким чином, що одним первинним перетворювачем збуджується ультразвукове колювання, що падає на поверхню стінки труби, де в силу закону Снелліуса переломлюється, розщеплюється на поздовжню та поперечну складову та проходить в стінку труби. В стінці трубопроводу утворюється стоячі хвилі внаслідок відбиття падаючих ультразвукових хвиль від донної поверхні труби. Стоячі колювання поширюються вздовж стінки труби, що утворює ультразвукову спрямовану кільцеву хвилю. Другим ПП сигнал спрямованої кільцевої хвилі реєструється і передається у вторинний пристрій для подальшої обробки та проведення аналізу.



Важливим конструктивним елементом пристрою КТУ-1 є конструкція системи первинних перетворювачів, що забезпечують необхідний кут вводу ультразвукової хвилі в стінку труби, рис. М.7.

Коліщатком системи кріплення ПП, (рис. М.7), виставляється необхідний кут нахилу ультразвукового пучка, що відповідає заданій фазовій швидкості дисперсної кривої вибраної моди спрямованої кільцевої хвилі. Коліщатко тісно прикріплене до осі, що кріпить ПП з метою фіксації встановленого кута нахилу. Значення кута нахилу можна визначити за допомогою міток наклеєних на поверхні коліщата.

Акустичний контакт між поверхнею стінки труби та протектором ПП забезпечується в'язкою речовиною, наприклад, салідолом.

Швидкість поширення ультразвукової хвилі в речовині акустичного контакту є меншою ніж в сталі стінки труби. Оскільки в основу методів контролю УСКХ покладено швидкість ультразвуку то для точного її визначення необхідно відняти внесок, що створює акустичний контакт:

$$t_{cm} = t_{em} - t_{ak1} - t_{ak2} , \quad (7.5)$$

де  $t_{cm}$  – час поширення УСКХ в стінці труби;

$t_{em}$  – вимірний час поширення ультразвуку;

$t_{ak1}$ ,  $t_{ak2}$  – відповідно час поширення ультразвуку в акустичному шарі генеруючого та приймального первинних перетворювачів.

Необхідно відмітити, що відстань між поверхнею протектора ПП та стінкою труби визначається від середини первинного перетворювача, рис. М.8.

Перед початком застосування УСКХ необхідно виміряти час поширення ультразвукових коливань  $t_H$ , що відповідає відстані  $H$ , рис. М.8. Для цього необхідно перевести пристрій КТУ-1 у режим суміщеного ПП, повернути коліщатко системи кріплення так, щоб перетворювач був нормально розміщений по відношенню до поверхні труби. При проведенні контролю нахиленим ПП час поширення ультразвуку в шарі акустичного контакту буде таким:

$$t_{ak} = L / \cos(\alpha) , \quad \alpha \neq 90^\circ . \quad (7.6)$$

За допомогою (7.6) необхідно визначати час поширення для кожного із первинних перетворювачів окремо, оскільки їх геометричні розміри можуть відрізнятись, та різні кріплення також вноситимуть різницю у часі поширення ультразвуку [97].

Для обчислення швидкості поширення ультразвукових коливань необхідно визначити відстань між генеруючим та приймальним первинними перетворювачами. З цією метою передбачено жорстке з'єднання між системою кріплення генеруючого та приймального ПП із поділками, що дозволяє визначати відстань між двома ПП. Оскільки з'єднання завжди є на одній відстані від поверхні трубопроводу, то це дозволяє враховувати нерівність його поверхні.

Система контролю труб (КТУ-1) дозволяє застосовувати в якості блоку реєстрації сигналу УСКХ існуючі пристрої, що застосовують об'ємні ультразвукові хвилі, наприклад дефектоскопи. Це створює більш ширше підґрунтя для впровадження методів контролю ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями магістральних трубопроводів, оскільки значно здешевлює розроблення системи КТУ-1 в тих випадках коли є пристрої реєстрації сигналів. З другої сторони, розроблений блочний підхід до структури системи дозволяє удосконалювати окремі його конструктивні та функціональні вузли без значної зміни всієї системи.

Для збільшення точності визначення швидкості поширення ультразвукових хвиль з метою застосування методів контролю пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів (величини пружних констант, напружено-деформований стан), розроблено блок реєстрації сигналів на який отримано патент України.

Робота блоку здійснюється у такий спосіб, що при подачі живлення генератор синхронізуючих імпульсів 1, (рис. 7.4) видає сигнали синусоїдальної форми в вигляді безперервних коливань, (рис. 7.5а), які поступають на схему керування, де в момент переходу синусоїди через нульовий рівень (наприклад із додатних у від'ємні) формуються прямокутні імпульси, (рис. 7.5б).

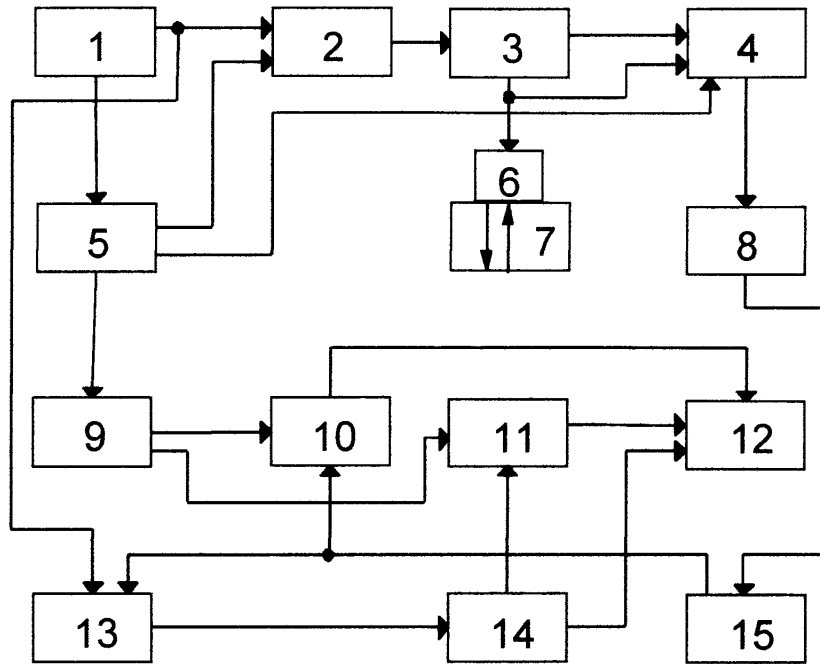


Рис. 7.4 – Функціональна схема пристрою для вимірювання швидкості  
ультразвуку:

1 - генератор зондуючих імпульсів, 2 - схему  $I_1$ , 3 - генератор зондуючих імпульсів,  
4 - електронний ключ, 5 - схему керування, 6 - приймально-передаючий  
перетворювач, 7 - вимірювальний зразок, 8 – підсилювач, 9 - схема помножувача  
частоти на  $2\pi n$ , 10 - схему  $I_2$ , 11 – селектор, 12 – лічильник, 13 – тригер, 14 - схема  
одиничного запуску, 15 - формувач імпульсів

Перший імпульс через схему  $I_1$  поступає на генератор зондуючих імпульсів, формується з певною тривалістю і амплітудою, (рис. 7.5в) для збудження п'єзоелектричного перетворювача.

Ультразвукові коливання пройшовши через товщину зразка поступають в вигляді донних імпульсів на п'єзоелектричний перетворювач, електронний ключ, підсилювач, де підсилюються до певної величини, (рис. 7.5г). Одночасно зі збудженням генератора зондуючих імпульсів включається тригер переднім фронтом сигналу, (рис. 7.5б) при переході сигналу через нульову вісь із додатного в від'ємне положення синхронізуючі імпульси через помножувач частоти на  $2\pi n$  і схему  $I_2$ , поступають на лічильник, тобто починається відлік вимірювального інтервалу часу, (рис. 7.5д), який триває до моменту приходу імпульсу з формувача імпульсів [95].

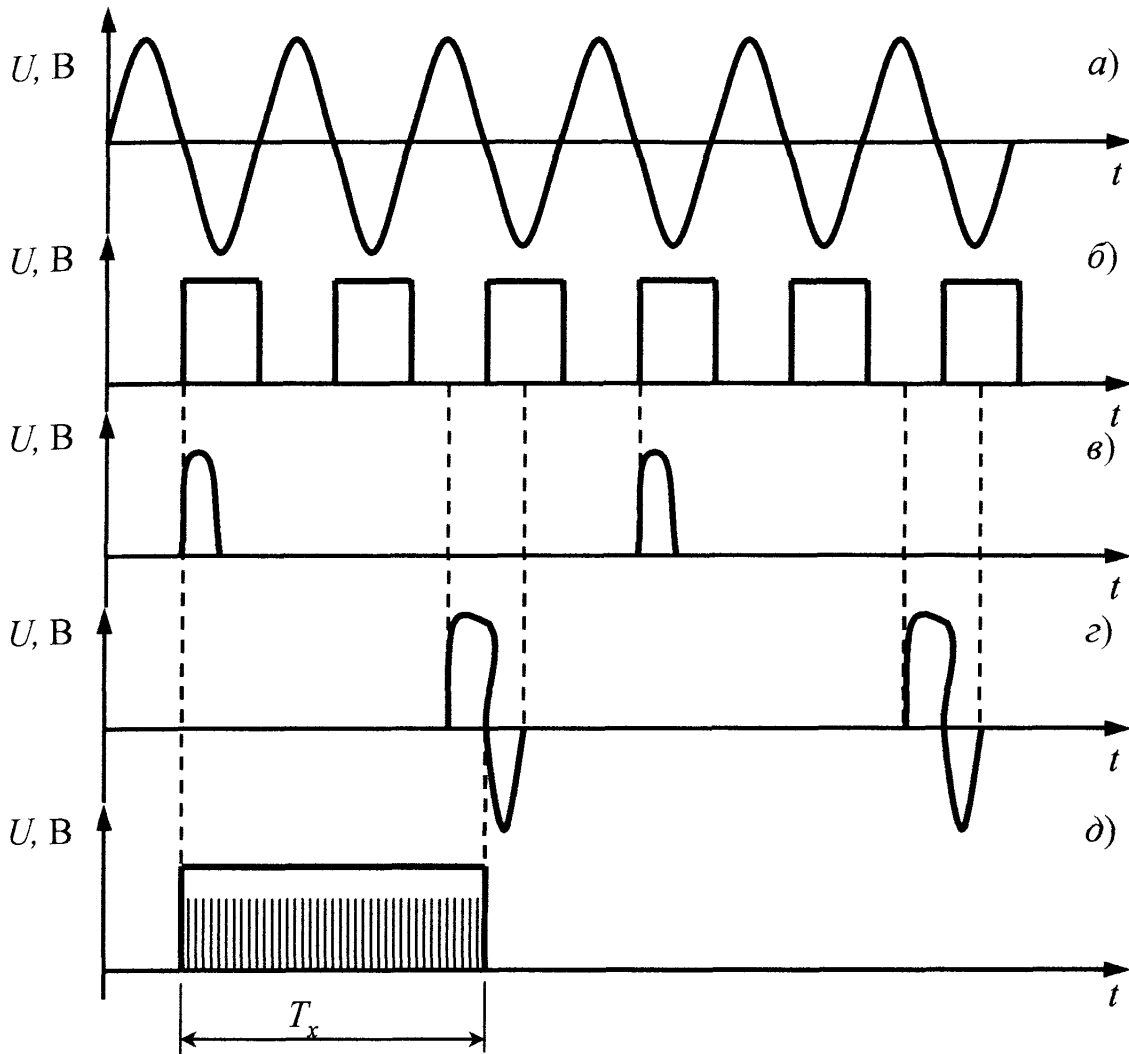


Рис. 7.5 – Часові діаграми пристрою для вимірювання швидкості ультразвуку

В момент приходу імпульсу від формувача імпульсів схема  $I_2$  закривається і не пропускає більше лічильних імпульсів на лічильник і одночасно формує задній фронт імпульсу відліку часу поширення ультразвуку, (рис. 7.5д), шляхом виключення тригера, яким керує донний сигнал, (рис. 7.5з), від'ємною півхвилею, так як додатна півхвиля має відмінну форму від синусоїдальної. При цьому початок вимірювального інтервалу  $T_x$  завжди буде співпадати з початком зондуючого імпульсу, (рис. 7.5в), а задній фронт може співпадати або не співпадати з сигналом який заповнює вимірювальний інтервал  $T_x$ . При співпаданні фронтів двох сигналів з генератора синхронізуючих імпульсів і донного, (рис. 7.5з), селектор не включається і на лічильник більше імпульсів не поступає. У випадку неспівпадання цих сигналів  $U_1$  і  $U_2$ , (рис. 7.6а) відкривається селектор на час  $T_1$ :

$$T_1 = \frac{2\pi}{360 \cdot \omega_x} \cdot \varphi, \quad (7.7)$$

де  $\omega_x$  – кругова частота,  
 $\varphi$  – фаза.

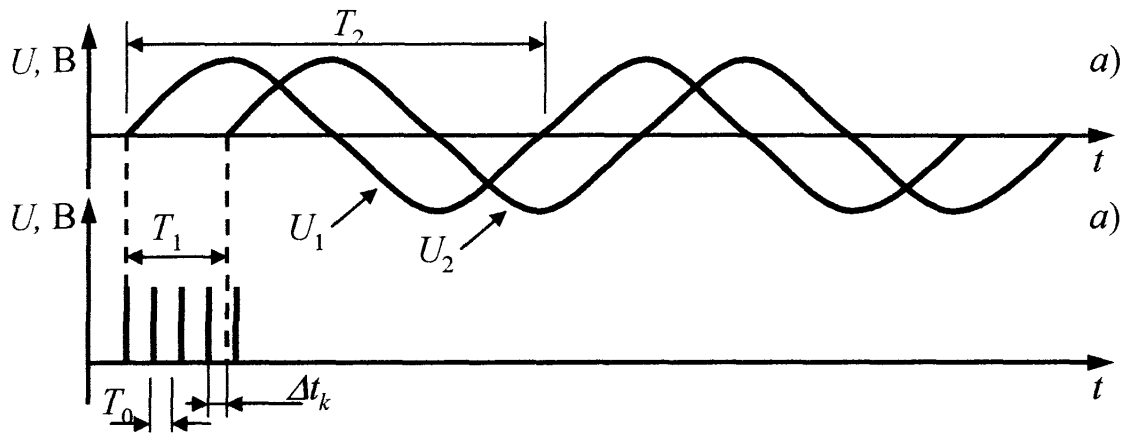


Рис. 7.6 – Часові діаграми точного визначення часу сигналу

Миттєві значення напруг  $U_1$  і  $U_2$  визначаються як:

$$U_1 = U_{m1} \cos(\omega \cdot t), \quad U_2 = U_{m2} \cos(\omega \cdot t - \varphi), \quad (7.8)$$

де  $U_{m1}, U_{m2}$  – амплітудні значення напруг.

На протязі інтервалу  $T_1$  лічильник фіксує  $N$  імпульсів, які слідують з періодом  $T_0$ :

$$T_0 = \frac{2\pi}{360 \cdot \omega_x}. \quad (7.9)$$

Із рисунку (рис. 7.6) видно, що

$$T_1 = N \cdot T_0 + \Delta t_k, \quad (7.10)$$

де  $\Delta t_k$  – час, який менший періоду  $T_0$  при неспівпаданні задніх фронтів сигналу.

Підставимо значення  $T_1$  із (7.10) в (7.7), отримаємо:

$$\varphi = N - \frac{360 \cdot \omega_x}{2\pi} \cdot \Delta t_k = N - 360 \cdot f_x \cdot \Delta t_k. \quad (7.11)$$

Покази лічильника 12, (рис. 7.4), зміняться і будуть пропорційні фазі  $\varphi$ .

Напруга  $U_2$  може мати довільну фазу  $\varphi$  по відношенню до  $U_1$ , але враховуючи, що похибка розподіляється за рівномірним законом в межах  $0 < \Delta t_k < T_0$ , то середнє відхилення  $\Delta t_k = 0,5T_0$ , а це рівне систематичній похибці. Для досягнення  $\Delta t_k = 0,5T_0$  можна зміщувати лічильні імпульси за шкалою часу при допомозі фазозсувної ланки на виході помножувача частоти на  $2\pi n$ ,  $n = 1, 2, 3$ , що дозволить зменшити похибку дискретності на протязі одного періоду  $T_2$  квантуючими імпульсами з періодом  $T_0$ . При цьому період  $T_0$  буде набагато менший за період генератора синхронізуючих імпульсів, що в свою чергу підвищує точність вимірювання швидкості ультразвуку.

Розроблений блок пристрою підвищення точності контролю швидкості ультразвуку можна застосовувати як для більш точного контролю як об'ємними так і ультразвуковими спрямованими хвилями.

### **7.3 Оцінка похибки пристрою КТУ-1 контролю пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів**

Схема аналізу похибки пристрою контролю пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів приведена на рис. 7.7.

Варіація значень пружних властивостей металу стінок вносить вплив на точність визначення швидкості поширення ультразвуку. Проведені дослідження впливу варіації локальних змін параметрів на швидкість поширення нульової антисиметричної моди ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль показали, що відносна похибка складає 0.1 % [153].

Форма перерізу трубопроводу не є ідеально круглою. Відмість у швидкості поширення будемо шукати у порівнянні швидкостей у прямій пластині та стінці труби певного радіусу кривизни. Проведений аналіз дозволяє стверджувати, що існує відмінність швидкостей поширення спрямованої та кільцевої спрямованої ультразвукових хвиль в залежності від радіусу кривизни [153]. Із збільшенням

радіусу труби різниця швидкостей поширення зменшується. Для спрощення аналізу будемо вважати, що закон зміни швидкості поширення спрямованої ультразвукової хвилі в залежності від величини радіуса кривизни буде лінійним. Діапазон зміни величини овальності магістральних трубопроводів візьмемо до 10 %. Для малих діаметрів трубопроводів різниця між швидкостями поширення ультразвукових спрямованих та кільцевих спрямованих хвиль складає у більшості випадків до 1 % [153]. Похибка від варіації форми труби (овальності) на швидкість поширення ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль складатиме 0,1 %.



Рис. 7.7 – Схема сумарної похибки пристрою

Проведення обчислення параметрів поширення УСКХ є невід'ємною частиною методу контролю. В залежності від робочої частоти первинного перетворювача та товщини, радіусу кривизни труби необхідні різні вимоги, щодо обчислювальних ресурсів. Зменшення похибки від проведення обчислень параметрів поширення

УСКХ до нуля є дуже трудомістка та ресурсоемна задача, що ставить питання щодо доцільності такого кроку. В загальному, похибку від проведення обчислень задаємо 2,5 % [153].

Робоча речовина магістрального трубопроводу вносить вплив на параметри поширення ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль [98]. Аналіз досліджень показує, що присутність робочого середовища в трубі збільшує фазову швидкість, зменшує групову швидкість та амплітуду спрямованих хвиль [175]. Похибка від наявності робочої речовини в магістральному трубопроводі складає 0,1 %.

Температура вносить значний вплив на поширення ультразвукових коливань в сталі. В більшості трубних сталей залежність швидкості ультразвуку від температури складає  $0,023\% / ^\circ\text{C}$  [175]. Проте відхилення температури від прийнятого значення не вносить змін на дисперсні параметри спрямованих хвиль. Це створює необхідність проводити вимірювання температури стінки трубопроводу перед початком проведення контролю. Відхилення температури стінки трубопроводу від вимірюваної в межах до  $4\text{ }^\circ\text{C}$  вносить похибку вимірювання 0,1 %.

Відстань між первинними перетворювачами КТУ-1 створюється сталюю пластинною невеликої товщини для забезпечення її згину по формі кривизни поверхні труби. Це дозволяє позиціювати первинні перетворювачі один відносно одного із точністю 0,3 мм. Це створює похибку визначення швидкості поширення ультразвукових коливань по відношенні до діаметру труби до 0,1 %.

Оцінка похибки ультразвукового первинного перетворювача.

Задачею ПП у неруйнівному контролі є перетворення електричного сигналу, що подається на чутливий елемент, у механічні коливання відповідної амплітуди та форми та зворотня задача, перетворення механічних коливань поверхні об'єкта контролю у електричний сигнал, що має точно описувати всі параметри механічного коливання. Тому основними цільовими параметрами метрологічного аналізу ПП є частота коливань та відповідність амплітуди, форми сигналу при електромеханічному перетворенні.

Відповідність форми та величини амплітуди сигналу електромеханічного перетворення найбільш повно характеризується чутливістю ПП. Додатково, форма



сигналу залежить від точності геометричних розмірів окремих компонентів ПП, відхилення цих розмірів від номінальних є систематичною похибкою. Похибки від зміни чутливості та геометричних розмірів конструктивних елементів ПП є статичними.

Відхилення робочої частоти ПП від його номінального значення характеризується рядом параметрів, які належать до динамічних властивостей перетворювача [154]. Додатковим параметром до динамічних властивостей ПП є стабільність його роботи, що визначається як можливість перетворювача генерувати сигнал однієї частоти на певному проміжку часу.

Основним динамічним параметром, що описує роботу ПП є його амплітудно-частотна характеристика. Похибка амплітудно-частотної характеристики є основною частиною систематичної статичної похибки ПП.

Розрахунок геометричних та електромеханічних параметрів конструктивних елементів ПП проводиться відповідно до величини власної частоти чутливого елемента. Від похибки визначення власної частоти чутливого елемента залежить точність обчислення номінальної резонансної частоти ПП, що є причиною відмінності форми діаграми направленості.

Похибка визначення резонансної частоти ПП в залежності від того чи резонансна частота розраховується чи визначається експериментально має різний тип. При експериментальному визначенні похибка резонансної частоти є похибкою градування. Існують методи обчислення резонансної частоти ПП, в такому випадку похибка її визначення є систематичною.

Ультразвуковий сигнал, що генерується ПП характеризується 3-ма параметрами: часом зростання імпульсу до максимуму  $t_{зр}$ , часом звучання  $t_{зв}$ , часом післядії  $t_{нд}$  (рис. 7.8).

Схема сумарної інструментальної похибки зображена на рис. 7.9. При роботі ПП на певному проміжку часу відбувається небажаний ефект дрейфу робочої частоти. Оскільки дрейф частоти є непередбачуваним феноменом то він складає випадкову похибку.

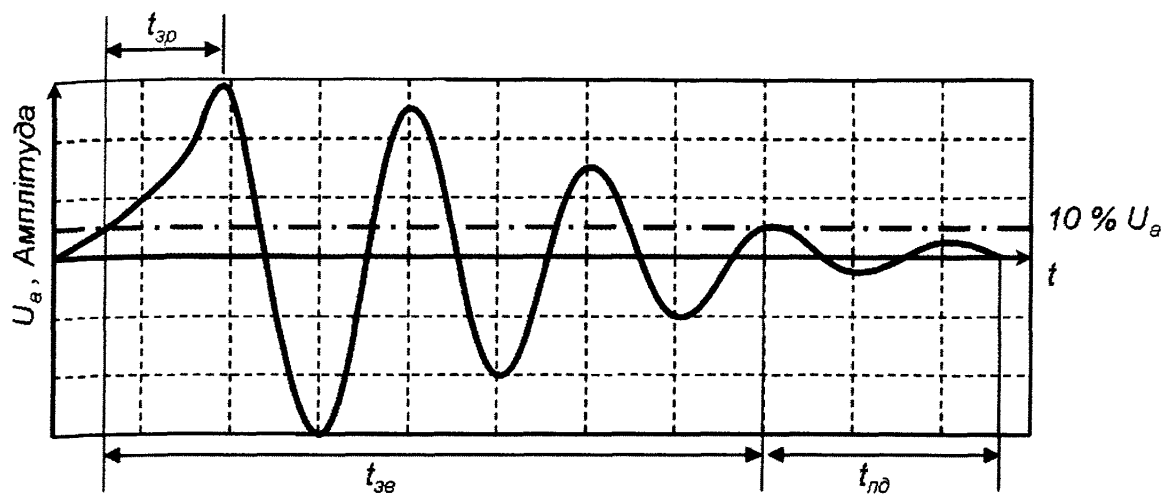


Рис. 7.8 – Сигнал ПП від пікового імпульсу генератора

Значну похибку в роботі ПП становить зміна параметрів електромеханічного перетворення від температури. Похибка від температури є статичною та додатковою, оскільки значення температури може відрізнитись при застосуванні ПП в натурних умовах. Похибка від зміни температурного режиму роботи ПП може вимірюватись експериментально, а можна її розрахувати, взявши за основу дані виробника чутливого елементу про залежність його власної частоти від температури [207].

На параметри роботи ПП вносить вплив старіння чутливого елементу. Похибка від зміни параметрів чутливого елементу від часу є прогресуючою.

При проведенні вимірювань ПП прикладається до поверхні об'єкту контролю, сила з якою він притискається вносить вплив на частотний режим роботи. Похибка від зусилля притискання є випадковою.

Важливим є поділити похибки ПП за типом їх накопичення. З проведеного аналізу способу виникнення такі похибки як невірне визначення чутливості, похибка від дрейфу частоти та похибка, що викликана старінням чутливого елементу є мультиплікативними. Інші похибки є адитивними.

Для ПП із кварцовим чутливим елементом найбільш вагомими є похибки від температури, чутливості та величини власної частоти чутливого елементу. Похибку від температури слід аналізувати враховуючи теплопровідність конструктивних елементів перетворювача. Більш складно аналізувати похибку від зміни чутливості ПП. Нами пропонується проводити її аналіз виходячи з такого рівняння:

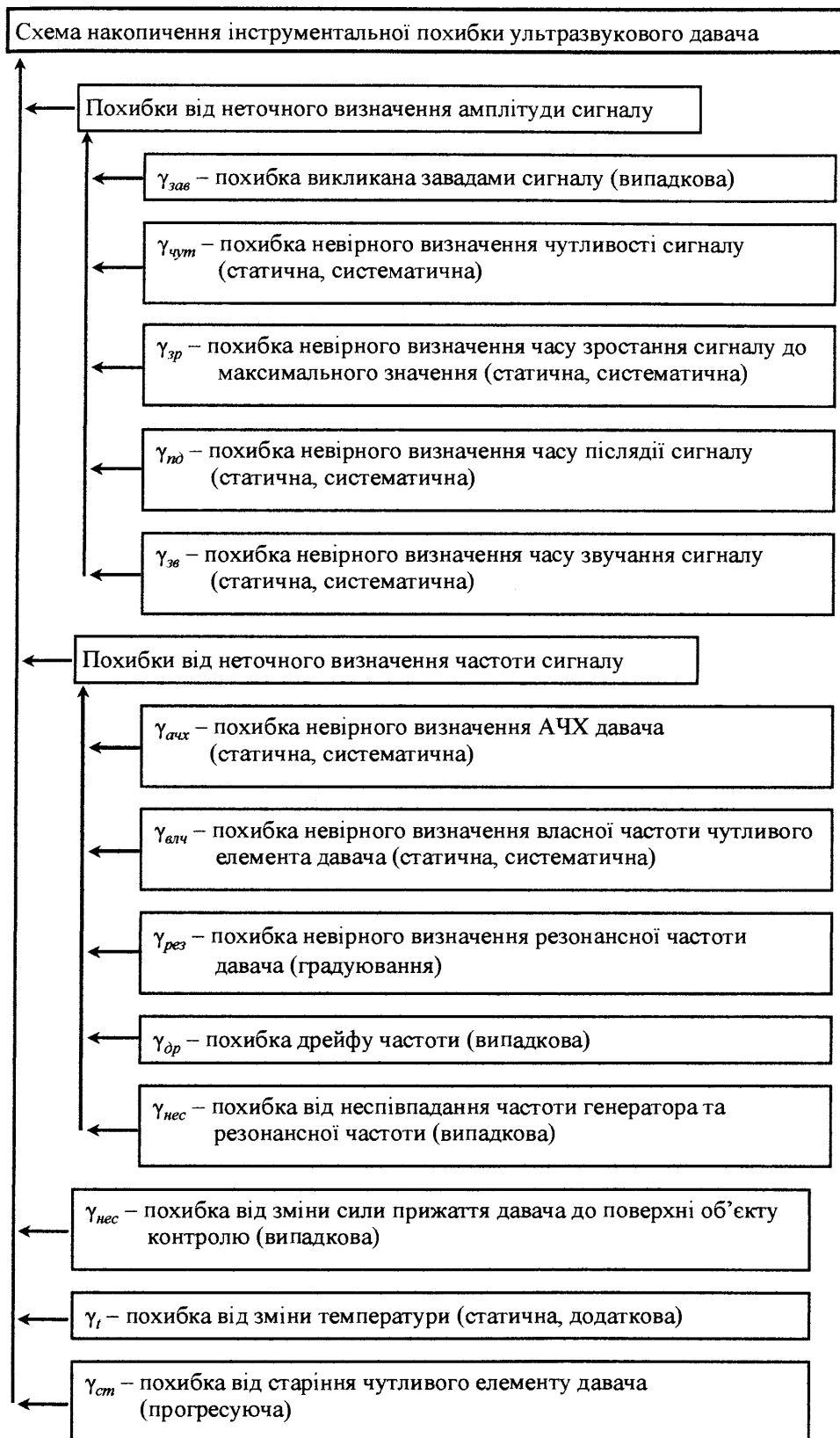


Рис. 7.9 – Схема накопичення інструментальної похибки ультразвукового первинного перетворювача

$$S_v = \frac{d_{33} \cdot L}{\varepsilon \varepsilon_0 A}, \quad (7.12)$$

де  $d_{33}$  – п'єзомодуль,

$L$  – товщина пластини,

$A$  – площа поверхні пластини,

$\varepsilon$  – відносна діелектрична проникність,

$\varepsilon_0$  – абсолютна діелектрична проникність,

$S_v$  – чутливість ПП по напрузі.

Як можна побачити із формули, чутливість залежить від точності визначення геометричних розмірів чутливого елемента ПП. Інші складові формули, п'єзомодуль та відносна діелектрична проникність, є даними, що їх надає виробник матеріалу кварцової пластини. Ці величини є набагато точніші за геометричні розміри. Проте, на відміну від величини геометричних розмірів, вони піддаються процесу старіння. Похибка визначення власної частоти чутливого елемента залежить від точності визначення її геометричних розмірів, розмірів та місця кріплення електродів.

Похибка первинного перетворювача та вторинного пристрою повинна складати не більше 0,7 %.

На розроблену систему контролю труб КТУ-1 розроблено та затверджено "Методику метрологічної атестації системи ультразвукового контролю труб КТУ-1".

Загальна інструментальна похибка складає 0,9 %. Загальна методична похибка складає 2,8 %.

Сумарна похибка складає 3,7 %.

#### **7.4 Вибір методики оцінки технічного стану трубопроводу із дефектом в його стінці**

При оцінці залишкового ресурсу трубопроводу із дефектом необхідно враховувати пружно-пластичні властивості матеріалу, змішаний характер

руйнування (силовий і температурний), рівень навантаження і т. д. Оскільки використані при такій оцінці співвідношення є нелінійними і залежать від форми елемента конструкції, розмірів та форми дефекту, задача має багато параметрів і є достатньо складною [103].

В основу оцінки залишкового ресурсу входять такі етапи:

- вибір параметра механіки руйнування, що описуватиме поля напружень та деформацій в околі дефекту чи його фронту;
- побудова діаграми оцінки небезпеки руйнування (ДОНР);
- визначення координати точки, що відповідає заданим умовам навантаження, на діаграмі оцінки небезпеки руйнування.

В основу параметру механіки руйнування, що описує поля деформації та напруження в околі дефекту було вибрано енергетичний  $J$  - інтеграл.

В якості методу оцінки залишкового ресурсу було вибрано методику R6 [232]. Згідно цієї методики ДОНР будується в таких координатах:

$$K_r = K_I / K_{Ic}, \quad L_r = \sigma / \sigma_0, \quad (7.13)$$

де  $K_I$  - розрахунковий коефіцієнт інтенсивності напружень для елемента трубопроводу з дефектом,

$K_{Ic}$  - в'язкість руйнування матеріалу,

$\sigma$  - прикладене номінальне навантаження,

$\sigma_0$  – граничне навантаження, обчислене із припущенням, що матеріал трубопроводу є жорстко-пластичним.

Типовий вид ДОНР представлений на рис. М.10. При малих значеннях  $L_r$  справджуються співвідношення лінійної механіки руйнування, при високих значеннях - нелінійної. При  $L_r = L_r^{max}$  відбувається руйнування через вичерпання властивості деформуватись в послабленому перерізі

Методика передбачає три способи побудови ДОНР.

Перший спосіб стосується матеріалів без площадки плинності:

$$K_r = (1 - 0,14L_r^2) (0,3 + 0,7 \exp(-0,65L_r^6)) \quad (7.14)$$

Другий спосіб стосується матеріалів з відомими параметрами діаграми деформування:

$$K_r = \sqrt{\frac{E \cdot \varepsilon_{ref}}{L_r \sigma_n} + \frac{L_r^3 \sigma_n}{2E \varepsilon_{ref}}}, \quad (7.15)$$

де  $E$  - модуль Юнга,

$\sigma_n$  - границя плинності (пропорційності),

$\varepsilon_{ref}$  - одноосна дійсна деформація при напруженні  $L_r \sigma_n$ .

Третій спосіб є розрахунковим:

$$K_r = \sqrt{J_e / J}, \quad (7.16)$$

де  $J$  - пружно-пластичний енергетичний інтеграл,

$J_e$  - пружно-пластичний енергетичний інтеграл при пружному деформуванню матеріалу.

При побудові ДОНР максимальне значення параметра навантаження  $L_r^{max}$  розраховують так:

$$L_r^{max} = (\sigma_n + \sigma_p) / 2\sigma_n, \quad (7.17)$$

де  $\sigma_p$  - границя міцності матеріалу.

Оцінка залишкового ресурсу трубопроводу із дефектом полягає в тому, що визначають координати  $L_r$  та  $K_r$  точки, що відповідає існуючому навантаженню. Якщо точка  $(L_r, K_r)$  розташована під кривою  $K_r(L_r)$  ДОНР, то даний дефект небезпеки не несе.

Визначення координат  $(L_r, K_r)$  проводиться в такий спосіб:

$$L'_r = F(\sigma^F) / F_0, \quad K'_r = (K_I(\sigma^F) + K_I(\sigma^T)) / K_{Ic} + \zeta, \quad x = L_r (K_I(\sigma^T) / K_I(\sigma^F)),$$

$$\zeta = \begin{cases} \zeta_1, & L_r \leq 0,8 \\ 4\zeta_1(1,05 - L_r), & 0,8 < L_r \leq 1,05 \\ 0, & L_r > 1,05 \end{cases} \quad (7.18)$$

$$\zeta_1 = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ 0,1x^{0,714} - 0,7 \cdot 10^{-2} x^2 + 0,3 \cdot 10^{-4} x^5, & 0 < x < 5,2, \\ 0,25, & x > 5,2 \end{cases}$$

де  $\sigma^F$  - напруження, що приводять до пластичної нестійкості в перерізі дефекту;  
 $\sigma^T$  - напруження, що дають вклад в пластичну нестійкість (самоврівноважені температурні напруження тощо);

$F$  - розрахункове навантаження, що створює напруження  $\sigma^F$ ;

$F_0$  - граничне навантаження для жорсткого пластичного матеріалу.

Якщо обмежитись силовим навантаженням і будувати ДОНР на базі пружно-пластичного розрахунку  $J$ -інтегралу (7.16), то розрахунок зводиться до відомого співвідношення:

$$K_I / K_{Ic} \leq \sqrt{J_e / J}, \quad F \leq F_0 \quad (7.19)$$

або

$$\sqrt{EJ} \leq K_{Ic}, \quad F \leq F_0. \quad (7.20)$$

Умова (7.20) є порівнянням розрахункового  $J$ -інтегралу із його критичним значенням і додатковою перевіркою за граничним навантаженням.

Для марки сталі Х 60 критичний коефіцієнт інтенсивності напружень  $K_{Ic} = 7808$  МПа $\sqrt{м}$  [103].

Розрахунок  $J$ -інтегралу може бути проведений рядом способів в тому числі із застосуванням методів скінченних елементів.

За допомогою приведеного підходу можна обчислювати здатність трубопроводу експлуатуватись із наявною тріщиною, що виявлена із застосуванням ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль чи об'ємних хвиль.

## 7.5 Лабораторні дослідження наявності дефектів в стінці магістрального трубопроводу за допомогою пристрою КТУ-1 і їх аналіз

Для визначення ефективності застосування УСКХ на практиці було проведено лабораторні експерименти на кафедрі методів та приладів контролю якості та сертифікації продукції Івано-Франківського національного технічного університету

нафти і газу. Параметри дефекту є такими: діаметр 6 мм, висота від внутрішньої сторони труби 6 мм. Товщина стінки труби 16 мм. Ультразвукова хвиля генерувалась на частоті 2.5 МГц прямим УПП із кутом нахилу  $14^\circ$ , рис. 7.10.

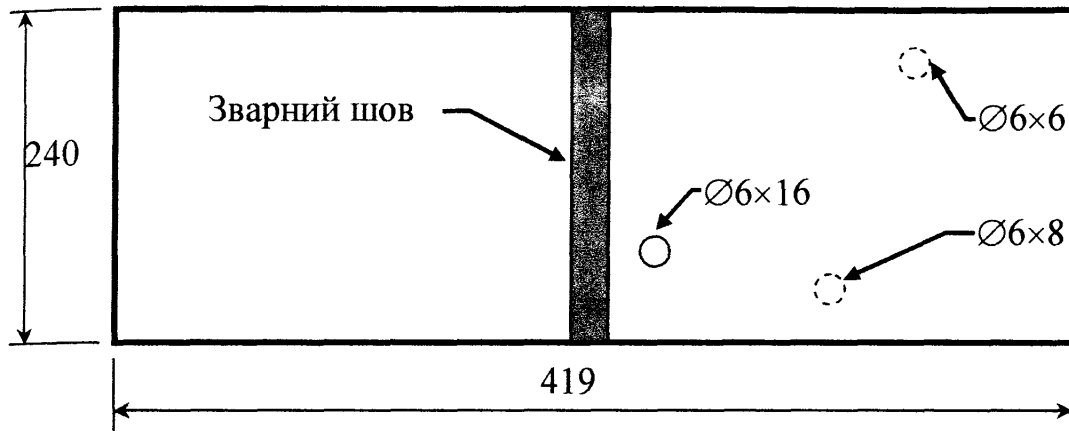


Рис. 7.10 – Зразок сегменту стінки магістрального трубопроводу

Експеримент проводився для двох випадків. У першому випадку по шляху проходження УСКХ дефектів в стінці труби не було. При цьому було зареєстровано сигнал та виділено окремі пакети хвиль, що репрезентують окремі моди УСКХ представлені в табл. 7.2 [188, 184].

Таблиця 7.2

Параметри поширення мод ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль

Номер моди УСКХ	1	2	3	4
Загальна швидкість, м/с	3733	2995	2477	2349

У другому випадку УСКХ поширювалась в напрямку дефекту. Для цього було визначено відстані до дефектів і розраховано час приходження луно-імпульсів від дефекту до приймального УПП. Перший розрахований луно-імпульс із загальною швидкістю 3733 м/с гарно видно у порівнянні із амплітудою коливань хвиль, що поширюються від генеруючого УПП до приймального, рис. 7.11.



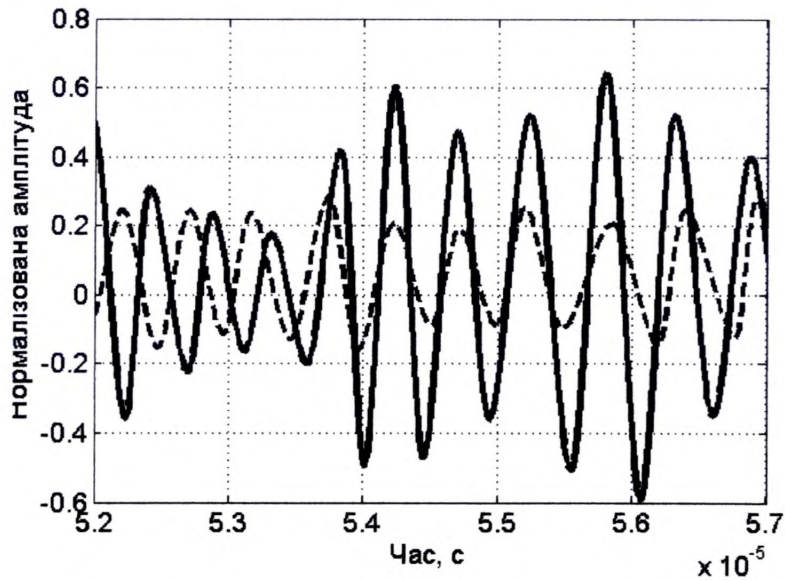


Рис. 7.11 – Перша мода сигналу ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль:  
суцільна лінія – сигнал в зразку з дефектом, штрихова – без дефекту

Вигляд експериментальної установки на базі системи КТУ-1 представлений на рис. 7.12.

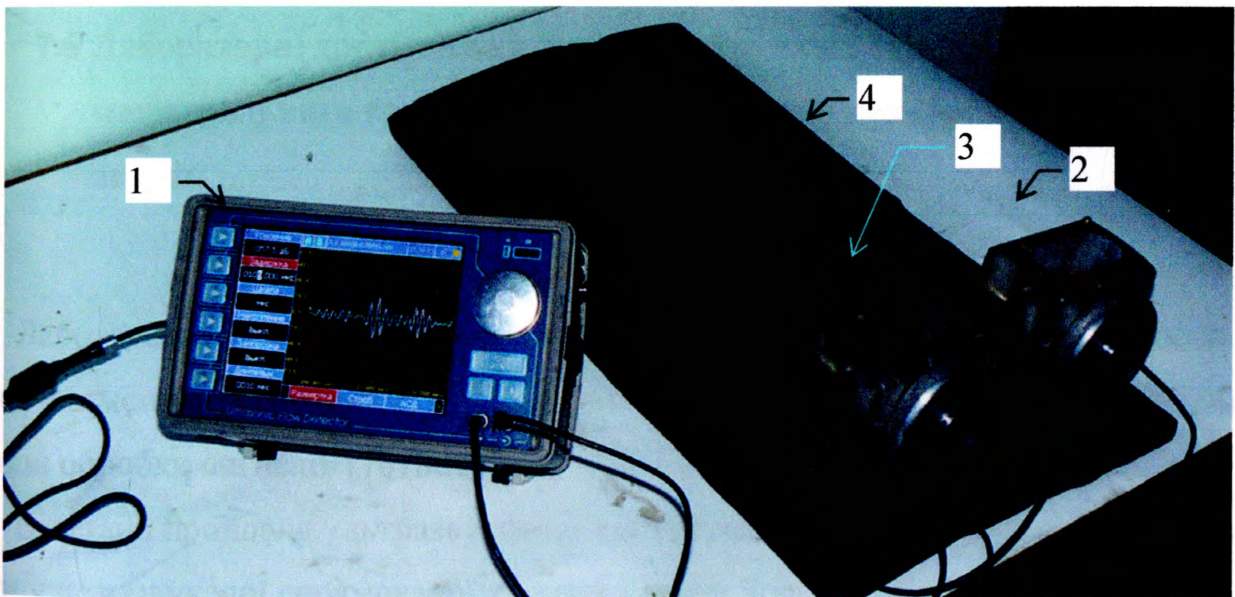


Рис. 7.12 – Система КТУ-1 в умовах лабораторних експериментів:  
1 – пристрій генерування та реєстрації ультразвукових коливань, 2 – система кріплення генеруючого ПП, 3 – система кріплення приймального ПП, 4 – дослідний зразок

Загальна швидкість другого луно-імпульсу від дефекту складає 2995 м/с і повністю співпадає із розрахованим значенням швидкості поширення для пакетів

імпульсів, що поширюються від генеруючого до приймального УПП (рис. М.9).

Імпульс зареєстрований на 66 мкс. Наступний розрахований луно-імпульс від дефекту із швидкістю 2477 м/с за амплітудою дорівнював сигналам, що поширювались від генеруючого УПП, тому на практиці їх детектувати є складно.

Четвертий луно-імпульс УСКХ із швидкістю поширення 2349 м/с (рис. М.11) співпав із приходженням на приймальний УПП прямого сигналу. Незважаючи на це, його можна легко виокремити за величиною амплітуди та фазою коливань.

Проведені лабораторні дослідження взаємодії ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль із донними дефектами в стінках магістральних трубопроводів показали їх дієвість при застосуванні у неруйнівному контролі [53, 80, 61]. Це дозволяє відмовитись від дискретності покриття поверхні трубопроводу при проведенні контролю дефектів із застосуванням існуючих ультразвукових методів та пристроїв.

### **7.6 Лабораторні дослідження величини пружних констант стінки магістрального трубопроводу за допомогою пристрою КТУ-1 і їх аналіз**

Лабораторні дослідження величини пружних констант було проведено на зразку сегмента труби, рис. 7.10. В основі лабораторних досліджень лежать вейвлет методи обробки сигналів [76186142].

Відстань пройдена ультразвуковою хвилею складає 162 мм, загальна швидкість моди ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі дорівнює 2421 м/с. Із врахуванням часу поширення ультразвуку в проміжному шарі товщиною 8 мм (товщина проміжних шарів генеруючого та приймального первинних перетворювачів) де швидкість поширення приймемо 1400 м/с, час поширення УСКХ в стінці труби буде на  $5.7 \cdot 10^{-7}$  с менший ніж визначений вторинним приладом. Тому швидкість моди УСКХ в стінці труби дорівнює 2647 м/с.

Отримані сигнали поширення УСКХ в стінці труби показують, що їх легко виокремити із завад внаслідок більшої амплітуди та профілю сигналу, що має правильну форму збудженого імпульсу, рис. М.12.

Для визначення залежності часу поширення моди ультразвукової кільцевої хвилі в стінці труби від величини модуля Юнга було проведено математичні дослідження поширення мод при двох значеннях модуля Юнга  $2.1 \cdot 10^{11}$  Па та  $1.89 \cdot 10^{11}$  Па. Обчислення проводились методом скінченних елементів за допомогою пакету прикладних програм Abaqus. Моделювання проводилось таким чином, що ультразвукові коливання генерувались в рідкому середовищі, внаслідок контакту із поверхнею стінки труби проникали в неї та формували спрямовану кільцеву хвилю. Кут падіння ультразвуку на поверхню труби складав  $14^\circ$ . На математично обчислені форми сигналів УСКХ накладався сигнал, отриманий дослідним шляхом з допомогою пристрою КТУ-1, рис. М.13, який усереднювався 10 разів.

Апроксимовані значення зміни часу поширення УСКХ від величини модуля Юнга та експериментально визначене значення швидкості УСКХ більш наглядно демонструють запропонований метод, рис. 7.13.

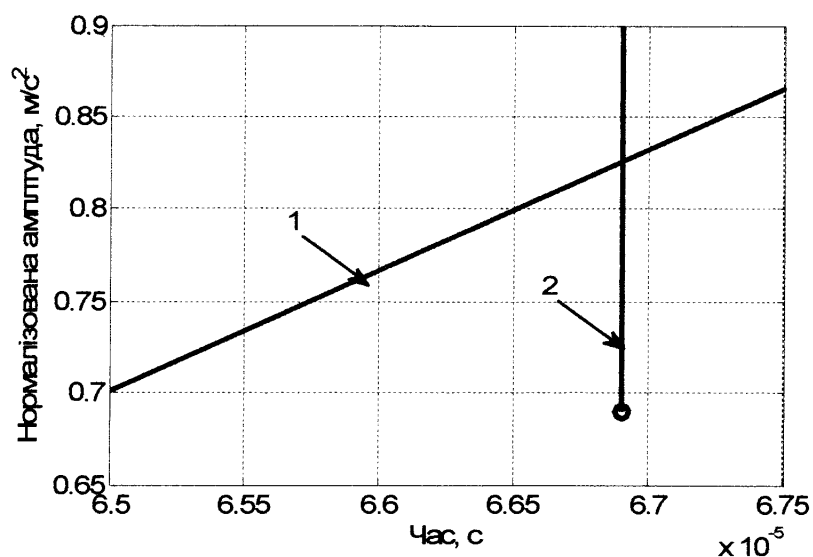


Рис. 7.13 – Визначення величини модуля Юнга за часом приходження УСКХ:  
1 – теоретично обчислена залежність часу приходження від величини модуля Юнга,  
2 – експериментальне значення

Для обчислення значення модуля Юнга із експериментальних значень побудовано таке рівняння:

$$E(t) = -6.9079E15 \cdot t + 6.5673E11 \quad (7.21)$$

Визначене значення модуля Юнга на основі лабораторних досліджень складає  $1.95 \cdot 10^{11}$  Па. Розраховано пружні константи на основі визначеного значення модуля Юнга та значення модуля Пуассона, що дорівнює 0,3, табл. 7.3.

Таблиця 7.3

Визначені пружні константи стінки магістрального трубопроводу

Назва параметру	Значення
Модуль Юнга, Па	$1.95 \cdot 10^{11}$
Константа Ляме ( $\lambda$ ), Па	$1.1227 \cdot 10^{11}$
Константа Ляме ( $\mu$ ), Па	$7.4844 \cdot 10^{10}$

Графічне представлення залежності модуля Юнга від часу поширення УСКХ представлено на рис. М.14.

Проведення розрахунків величини модуля Юнга на основі часу поширення УСКХ вимагає точного дотримання відстаней при проведенні лабораторних досліджень та відповідність моделі на основі скінченних елементів. Проведення обчислень на основі швидкості поширення моди УСКХ дозволить уникнути виконання таких вимог, рис. 7.14.

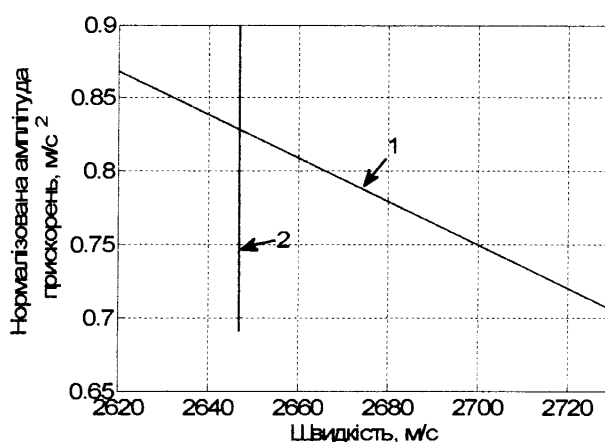


Рис. 7.14 – Залежність швидкості поширення мод УСКХ від величини модуля Юнга:

1 – обчислена пряма, 2 – визначена експериментально

Для обробки сигналу в результаті аналізу було вибрано Добеші вейвлет 6 із 5-а рівнями деталізації. Для відкинення завад було вибрано метод порогового порівняння із такими коефіцієнтами  $d_1=9.402$ ,  $d_2=21.889$ ,  $d_3=35.154$ ,  $d_4=12.222$ ,  $d_5=5.631$ , рис. М.15.

На рис. М.15 видно ефективність виокремлення інформативної складової сигналу УСКХ за допомогою вейвлет аналізу.

Для декомпозиції сигналу УСКХ із метою аналізу його параметрів за допомогою вейвлет перетворень було розроблено дерево декомпозиції із порогом 2, рис. М.16.

Як можна побачити із рис. М.16 найбільше енергії сигналу зосереджено у деталізації третього рівня 79 %. Представлення розподілу коефіцієнтів деталізації сигналу УСКХ на площині показує щільність та їх місце в часі, рис. М.17.

В результаті представленого аналізу можна оцінити вплив завад на сигнал УСКХ та визначити параметри завад, що показано як за енергією неінформативного сигналу, так і розподілу вейвлет коефіцієнтів на площині. Визначено, що інформативний сигнал є в коефіцієнтах деталізації третього рівня, інші рівні деталізації та апроксимації містять завади у відповідному енергетичному співвідношенні. При подальшому аналізі встановлено, що інформативний сигнал можна реконструювати за допомогою 40 коефіцієнтів апроксимації 5-го рівня та 3-х найбільших коефіцієнтах третього рівня деталізації, рис. М.18.

Представлений підхід вейвлет аналізу ультразвукового сигналу спрямованої кільцевої хвилі показує його ефективність щодо фільтрування завад, аналізу їх параметрів та рівня впливу, виокремлення інформативної складової сигналу. Додатково вейвлет аналіз можна застосовувати для компактного зберігання та передавання сигналу по лініях зв'язку, наприклад, від вторинного пристрою на комп'ютер.

Проведені лабораторні дослідження визначення величини пружних констант за допомогою мод УСКХ показують їх дієвість та ефективність.

## 7.7 Розробка методики проведення натурних досліджень пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів

Перед проведенням неруйнівного контролю трубопроводів ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями необхідно пересвідчитись у справності всіх блоків пристрою неруйнівного контролю.

В цьому пункті приведено послідовність проведення неруйнівного контролю трьома методами: а) контроль напружено-деформованого стану магістральних трубопроводів, б) контроль пружних констант металу стінок магістральних трубопроводів, в) контроль дефектів в стінках магістральних трубопроводів.

Контроль пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів проводиться пристроєм КТУ-1.

Для проведення контролю трьома методами слід виконати такі вимоги:

1. Вибрати необхідну відстань між генеруючим та приймальним первинними перетворювачами. Скріпити первинні перетворювачі з допомогою металевої пластини на вибраній відстані.
2. Вставити первинні перетворювачі (генеруючий та приймальні) у відповідні кріплення.
3. Під'єднати за допомогою кабелів первинні перетворювачі (генеруючий та приймальні) із вторинним пристроєм.
4. Розмістити систему ультразвукових первинних перетворювачів на об'єкті контролю. Забезпечити необхідне місце для вторинного пристрою.
5. Нанести на робочу поверхню контактну речовину.
6. Включити вторинний пристрій. Вибрати режим сканування.
7. Встановити номінальну частоту пристрою згідно маркування ПЕП в меню "ПЕП" параметр "Частота". Наприклад, для первинних перетворювачів із частотою 2.5 МГц встановити частоту генерування ультразвукових хвиль рівною 2.5 МГц.
8. Виключити режим детектування імпульсів. В меню "Обробка" встановити параметр "Детектор" в положення "Викл."

9. Встановити часову шкалу у необхідний масштаб з врахуванням відстані між первинними перетворювачами.

10. В меню "Генератор" встановити параметр "Напруга".

Для проведення контролю напружено-деформованого стану магістральних трубопроводів необхідно виконати такі вимоги:

1. Встановити в меню "Обробка" параметр "Режим ПЕП" в положення "Роздільний".

2. Встановити значення фільтра згідно маркування ПЕП.

3. Встановити кут нахилу генеруючого ультразвукового первинного перетворювача до поверхні об'єкту контролю, рівним  $14^\circ$ .

4. Встановити кут нахилу приймального ультразвукового давача рівним із кутом генеруючого давача.

5. Провести вимірювання часу поширення ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі.

Для проведення контролю пружних констант металу стінок магістральних трубопроводів слід виконати такі вимоги:

1. Встановити в меню "Обробка" параметр "Режим ПЕП" в положення "Роздільний".

2. Встановити значення фільтра згідно маркування ПЕП.

3. Встановити кут нахилу генеруючого ультразвукового первинного перетворювача до поверхні об'єкту контролю таким, щоб фазова швидкість УСКХ відповідала високим порядкам мод.

4. Встановити кут нахилу приймального ультразвукового давача рівним із кутом генеруючого давача.

5. Провести вимірювання часу поширення ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі в стінці труби.

Для проведення контролю дефектів в стінках магістральних трубопроводів слід виконати такі вимоги:

1. Встановити в меню "Обробка" параметр "Режим ПЕП" в положення "Суміщений".

2. Встановити значення фільтра згідно маркування ПЕП.

3. Встановити кут нахилу генеруючого ультразвукового первинного перетворювача до поверхні об'єкту контролю, так, щоб він відповідав першій моді ультразвукової спрямованої хвилі.

4. Провести вимірювання часу поширення ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі в стінці труби.

5. Повернути ультразвуковий первинний перетворювач у протилежний бік на величину кута, що дорівнює першій моді ультразвукової спрямованої хвилі.

6. Провести вимірювання часу поширення ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі в стінці труби.

Отримані дані в результаті проведення контролю необхідно обробити методами обробки сигналів для виділення інформативних складових сигналу УСКХ.

### **7.8 Натурні дослідження пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів і їх аналіз**

Натурні дослідження проводяться на магістральних трубопроводах різних діаметрів та товщини стінки. На рис. 7.15 показано пристрій КТУ-1 для проведення дослідження пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів.

В результаті проведених досліджень та подальших розрахунків було отримано значення НДС в стінках трубопроводів, табл. 7.4.

Таблиця 7.4

Максимальні напруження магістрального трубопроводу  
газокомпресорної станції 37Б

Назва трубопроводу	Значення
Всмоктувальний трубопровід газокompресорний агрегат № 1	184 МПа
Нагнітальний трубопровід газокompресорний агрегат № 1	242 МПа
Всмоктувальний трубопровід газокompресорний агрегат № 2	165 МПа
Нагнітальний трубопровід газокompресорний агрегат № 2	238 МПа





Рис. 7.15 – Пристрій контролю пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів

Загальний вигляд магістрального газопроводу із пристроєм КТУ-1 показує, що контроль можна проводити в місцях технологічних колін, рис. М.19. Трубопровід перед проведенням контролю необхідно звільнити від ізоляційного покриття (кожуха та шару скловати).

Для розроблених пристроїв було розроблено ряд нормативних документів (Додаток Н). Розроблені пристрої і методи були впроваджені на підприємствах, що експлуатують та обслуговують магістральні трубопроводи (Додаток П, Додаток Р, Додаток С, Додаток Т, Додаток У).

## Висновки до розділу

В результаті проведеної роботи представлено теоретичні та практичні підходи щодо контролю ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів.

1 Розроблено спосіб та пристрій неперервного контролю стінок магістральних трубопроводів на який отримано патент України, що полягає в забезпеченні акустичного контакту між ультразвуковим первинним перетворювачем та стінкою магістрального трубопроводу із нерівною поверхнею. Пристрій дозволяє проводити контроль, як зварних з'єднань так і нерівної поверхні магістральних трубопроводів, що утворена внаслідок корозійних процесів, відлущування фарби тощо в експлуатаційних умовах. Розроблено алгоритм та програмне забезпечення аналізу величини луно-сигналу в залежності від геометричних розмірів товщини акустичного шару, стінки магістрального трубопроводу, їх акустичних властивостей, частоти хвилі, що дозволяє оптимально налаштувати параметри неперервного контролю розробленим пристроєм.

2 Розроблено пристрій контролю труб КТУ-1 ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями, за допомогою якої реалізуються методи контролю наявності дефектів, величини напружено-деформованого стану та пружних констант сталі магістральних трубопроводів. Представлено функціональну схему пристрою та системи кріплення, встановлення кута нахилу первинного перетворювача. Представлено спосіб визначення часу та швидкості поширення ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль, що дозволяє застосовувати розроблений пристрій на практиці.

3 Представлено пристрій для вимірювання швидкості ультразвуку на який отримано патент України, який дозволяє зменшити похибку дискретності сигналу, що підвищує точність контролю.

4 Проведено аналіз накопичення сумарної похибки пристрою контролю пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів. Представлено структурну схему елементарних похибок ультразвукового первинного перетворювача. Розроблено та затверджено "Методику метрологічної атестації

системи ультразвукового контролю труб КТУ-1". Загальна інструментальна похибка складає 0,9 %. Загальна методична похибка складає 2,8 %. Сумарна похибка складає 3,7 %.

5 Представлено підхід оцінки залишкового ресурсу магістрального трубопроводу із дефектом за результатами контролю ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями, який полягає у визначенні опору дефекту до руйнування при заданих умовах експлуатації за енергетичним показником  $J$ -інтегралу механіки руйнування, що дозволяє застосовувати представлений підхід оцінки залишкового ресурсу для будь-якого сортаменту та умов навантаження магістральних трубопроводів.

6 Проведено лабораторні дослідження контролю дефектів в стінці магістрального трубопроводу, що показали дієвість запропонованого методу контролю ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями.

7 Проведено лабораторні дослідження контролю величини пружних констант в стінці магістрального трубопроводу, що показали дієвість запропонованого методу контролю ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями. Представлено метод обробки сигналу УСКХ за допомогою вейвлет аналізу, що дозволило ефективно виокремити його інформативну складову.

8 Представлено методику контролю проведення натурних досліджень пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів за допомогою УСКХ, що дозволяє фахівцям із ультразвукового контролю застосовувати на практиці розроблені методи.

9 Представлено натурні дослідження пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів, що дозволило оцінити ефективність контролю пристроєм КТУ-1 його складних ділянок.

## ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ ТА РЕКОМЕНДАЦІЇ

Науковим результатом дисертаційної роботи є вирішення науково-технічної проблеми підвищення безпеки та надійності експлуатації магістральних трубопроводів шляхом розвитку теорії методів та засобів акустичного контролю фізико-механічних параметрів стінок трубопроводів.

Основні результати дисертаційної роботи і нові наукові положення:

1. Проведений аналіз проблеми забезпечення підвищення безпеки та надійності експлуатації магістральних трубопроводів засвідчує, що традиційні методи мають ряд таких недоліків: а) неможливість отримати інтегральну характеристику досліджуваної ділянки трубопроводу внаслідок точковості контролю, б) складність проведення контролю в місцях з обмеженим доступом до поверхні трубопроводу (під опорами, в шурфах, під фундаментами, в місцях обмежувачів руху), в яких найбільше проявляються процеси деградації пружних властивостей, концентрації напружено-деформованого стану стінок магістральних трубопроводів. У роботі встановлено, що розроблення нових акустичних методів контролю є перспективним напрямком підвищення точності та достовірності контролю пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів.

2. Вперше розроблена математична модель, що описує явище акустопружності ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль. Для розв'язку математичної моделі застосовано метод скінченних елементів, в якому модель матеріалу представлено теорією Мурнагана. Внаслідок аналізу представлених кривих залежності 8-ми мод ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль від значення величини напружень в стінці труби на двох частотах 1 МГц та 2.5 МГц встановлено, що для кожної моди та для однієї моди на різних частотах явище акустопружності проявляється по різному. Встановлено, що явище акустопружності має найбільший ефект на низьких частотах ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль. Розроблено алгоритм та програмне забезпечення поширення ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль засобами скінчених елементів із застосуванням модального підходу, що є основою для розрахунку акустопружності запропонованою математичною моделлю. Програма

реалізована в середовищі пакету Ansys і дозволяє враховувати неідеальність форми профілю стінки труби при поширенні ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль.

3. Вперше розроблений метод контролю дійсної величини напружено-деформованого стану металу магістральних трубопроводів ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями, який полягає визначенні зміни швидкості поширення цих хвиль в залежності від величини напружено-деформованого стану на ділянці металу труби за одне вимірювання. Встановлено, що запропонований метод є для трубопроводів середнього діаметру (до 1000 мм) чутливіший на порядок ніж існуючі, а для діаметрів більше 1000 мм є ще більше чутливішим. Запропонований метод дає змогу підвищити точність контролю у порівнянні з існуючими методами. Подальшого розвитку набули методи контролю перерозподілу величини напружено-деформованого стану по околу та по довжині магістрального трубопроводу, що базуються на явищі акустопружності мод ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль і дають можливість проводити контроль металу трубопроводу без даних про швидкість поширення мод в ненапруженому стані, без інформації про марку сталі.

4. Вперше розроблено метод контролю величини пружних констант металу магістральних трубопроводів модами ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль. Метод полягає у визначенні зміни часу поширення мод у сегменті стінки труби в залежності від величини пружних констант металу трубопроводу. Встановлено, що значення пружних констант металу змінюються внаслідок деградації його фізико-механічних параметрів, їх значення залежить від технології виплавки сталі і тому має різне значення навіть для однієї марки сталі в залежності від року виготовлення та виробника. Дійсне значення модуля Юнга та коефіцієнта Пуассона є основою для інженерних методів (R6, General Electric) оцінки опору руйнуванню трубопроводу із тріщинами.

5. Подальшого розвитку набули математичні моделі опису поширення горизонтально-поляризованих мод та мод типу Лемба ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в стінках магістральних трубопроводів, що полягають: а) у описі дисперсних властивостей цих мод для труб великих діаметру, б) можливості

проведення числового аналізу суперпозиції об'ємних поздовжньої та поперечної хвиль при утворенні мод типу Лемба ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль. Розроблені математичні моделі дають змогу поводити аналіз зміни хвильових параметрів мод в залежності від величини фізико-механічних параметрів стінок магістральних трубопроводів та здійснювати селективний вибір мод при їх генеруванні ультразвуковим первинним перетворювачем. За допомогою розробленого програмного забезпечення на базі пакету математичного числення Matlab реалізовано запропоновані математичні моделі.

6. Для контролю дефектів в стінках магістральних трубопроводів розроблено метод неруйнівного контролю, який полягає у виявленні дефектів за луно-імпульсами від мод ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль. Форма сигналу, що утворена відбиттям моди від дефекта аналізується та порівнюється із сигналом розрахованого розробленою математичною моделлю поширення мод кільцевих хвиль в стінці труби із дефектом. Такий підхід дозволив розробити спосіб визначення місцеположення дефекта по околу труби та його розміру шляхом аналізу часу приходження луно-імпульсу спрямованої кільцевої хвилі. Метод дозволяє контролювати як поверхневі, так і донні дефекти в стінці труби за одне вимірювання. Переваги запропонованого методу полягають також у тому, що ним можна проводити контроль у складно доступних місцях для традиційних методів ультразвукового контролю, виявляти дефекти такої форми, що є складно для ультразвукових спрямованих хвиль, що поширюються вздовж осі труби. Запропонований метод дозволяє зменшити час проведення контролю та збільшити достовірність результатів, оскільки значно зменшується ймовірність пропуску дефектів. Оптимальною була вибрана робоча частота 2.5 МГц, виходячи із складності аналізу луно-імпульсів та розмірів дефектів, які необхідно виявляти.

7. Вперше розроблено метод неперервного контролю товщини стінок магістральних трубопроводів в натурних умовах їх експлуатації об'ємними ультразвуковими хвилями, розроблено та виготовлено пристрій УНКТ-1, що реалізує цей метод, який полягає у забезпеченні постійного імерсійного акустичного контакту на всій ділянці контролю і дає змогу проводити контроль як гладких, так і нерівних поверхонь трубопроводу, що зумовлені зварними з'єднаннями, нерівністю

ізоляційного покриття тощо. За результатами розв'язку розробленої моделі поширення ультразвукових об'ємних хвиль через нерівну межу розділу рідина - сталь із різною густиною нерівностей однакової висоти отримано числові дані різниць амплітуди сигналу, що дає можливість класифікувати поверхні магістральних трубопроводів в залежності від ступеня нерівності, що дозволить підвищити точність і чутливість контролю.

8. Вперше побудована математична модель ультразвукового тракту пристрою контролю ультразвуковими спрямованими хвилями пружних властивостей металу стінок магістральних трубопроводів, що враховує параметри коливань первинного перетворювача. Ця модель становить теоретичну основу для створення процедур обробки експериментальних сигналів з метою виключення з результатів вимірювання швидкості поширення ультразвукових спрямованих хвиль систематичних похибок, які вносяться первинними перетворювачами. Розроблено програмне забезпечення обчислення розроблених математичних моделей в середовищах прикладних програм Comsol та Matlab для частот хвиль 1...10 МГц та для товщин стінок труб більше 10 мм. При аналізі результатів обчислень встановлено перерозподіл хвильової енергії мод по товщині стінки труби викликаний кривизною середовища поширення для магістральних трубопроводів малого та середнього діаметрів.

9. Встановлено, що на основі термоакустичного явища можна проводити неруйнівний контроль наявності дефектів у стінках магістральних трубопроводів за одне вимірювання на поверхні певного розміру, що дозволяє значно підвищити достовірність та швидкість контролю. Для розроблення нових методів контролю дефектів розроблено теоретичні основи і методологія оцінювання та прогнозування параметрів термоакустичного явища на основі експериментальних досліджень концентрації теплової енергії в околі дефекту при існуванні потужного акустичного поля.

10. Подальшого розвитку набули теорія і методи обробки сигналів ультразвукових об'ємних та спрямованих хвиль, які полягають у виокремленні інформаційних складових із загального сигналу із завадами, визначенні частоти сигналу в реальному часі, визначення часу поступлення вибраного періоду луно-

імпульсу і дають змогу на відміну від існуючих методів підвищити точність обробки сигналів при реалізації методів ультразвукового неруйнівного контролю стінок магістральних трубопроводів.

11. Розроблено та виготовлено пристрій КТУ-1 для генерування та реєстрації ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в умовах експлуатації магістральних трубопроводів, що реалізує методи контролю параметрів технічного стану їх стінок. Проведений метрологічний аналіз розробленого пристрою КТУ-1 та здійснено аналіз схеми нагромадження похибок, визначено величину кожної з складових інструментальної та методичної похибок. Сумарна похибка складає 3,7%. Розроблено методика метрологічної атестації пристрою КТУ-1, що реалізує методи неруйнівного контролю фізико-механічних параметрів стінок магістральних трубопроводів, технологію проведення контролю розробленими методами. Проведено лабораторні та натурні дослідження параметрів технічного стану стінок магістральних трубопроводів розробленими методами та засобами. Встановлено, що амплітуда мод спрямованих кільцевих хвиль є в два рази більшою за амплітуду об'ємних хвиль, що дозволяє точно проводити їх ідентифікацію і обробку та реалізовувати розроблені методи контролю.



## СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. [Электронный ресурс]. - Режим доступа <http://www.globalspec.com>
2. [Электронный ресурс]. - Режим доступа <http://www.ua.all-biz.info>
3. А. М. Прохоров. Физическая энциклопедия.- М.: «Большая Российская энциклопедия».- т. 4.- 1994.- 700 с.
4. Алешин Н. П. Ультразвуковая дефектоскопия: справ. пособ. / Н. П. Алешин, В. Г. Лупачев. - Мн.: Вышейшая. школа, 1987. - 271 с.
5. Ананьва А.А. К расчету поршневого пьезоэлектрического излучателя без учета внутренних потерь // Акустический журнал. - 1958. - Т.3. - Вып. 3. - С. 223 - 233.
6. Андрейків О. Теоретичні основи методу акустичної емісії в механіці руйнування / О. Андрейків, В. Скальський, Г. Сулим.- Львів: Сполом, 2007.- 480 с.- ISBN 978-966-665-450-5.
7. Бархатов В.А. Решение одномерной обратной акустической задачи с учетом дисперсии скорости звука и частотно-зависимого затухания волн // Дефектоскопия. – 2009. - №1. – С. 40 – 53.
8. Басов В. И. Прием и обработка сигналов в каналах с частотно-селективными замираниями: дисс. ... канд. техн. наук: 05.12.02 / В. И. Басов. - Харьков, 2004. - 136 с.
9. Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. Функции Бесселя, функции параболического цилиндра, ортогональные многочлены. – М.: Наука, 1974. – 296 с.
10. Белл Ф. Дж. Экспериментальные основы механики деформируемого твердого тела. В 2-х частях. Часть 1. Малые деформации: Пер. с англ. / Под ред. А.П. Филина. – М.: Наука, 1984. – 600 с.
11. Бобренко В. М. Акустическая тензометрия / В. М. Бобренко, М. С. Вангели, А. Н. Куценко.- Кишинев: Штиинца, 1991.- 206 с.
12. Болтычев М. И., Петрищев О. Н. Расчет частотной характеристики пьезокерамического преобразователя в режиме возбуждения волн Лэмба. Часть 1.

- Постановка и общее решение комплексной граничной задачи / Болтычев М. И., Петрищев О. Н. // Электроника и связь.-2010.- № 1.- С. 44-53.
13. Викторов И. А. Исследование возбуждения волн Лэмба методом «клина» / И. А. Викторов, О. М. Зубова, Т. М. Каёкина // Акуст. ж. - 1964. - № 4. - С. 412 - 418.
14. Вовк А. Е. Возбуждение нормальных волн в плоском упругом волноводе силами, заданными в его поперечном сечении / А. Е. Вовк, В. В. Тютюкин // Труды Акуст. ин – та. – 1969. – Вып. 9. – С. 5 – 26.
15. Галузева система діагностичного обслуговування обладнання магістральних газопроводів та АГНКС. [Текст]: СОУ 60.3-30019801-006:2004.- [Чинний від 2004].- К.: Державна компанія "Укртрансгаз".- 2004.- 21 с.
16. Головань А. В. Адаптивная обработка сигналов на фоне помех с произвольным пространственным спектром мощности: дисс. ... канд. техн. наук: 05.12.17 / А. В. Головань. – Одесса, 2004. – 193 с.
17. Головкина Е. "Дефектоскопия-2006". Круглый стол - площадка для профессионального общения" // Материалы конференции "Дефектоскопия-2006".- г. Санкт-Петербург.- 2006 р.- [www.td.ru/content/view/46/16/](http://www.td.ru/content/view/46/16/).
18. Горбійчук М. І. Математична модель трубопроводу як елемента системи автоматичного керування процесом компримування природного газу / М. І. Горбійчук, М. І. Когутяк, О. Б. Василенко // Нафтогазова енергетика.- 2009.- 2(11).- С.40-47.- ISSN 1933-9868.
19. Горбійчук М. І. Метод синтезу математичних моделей коливних процесів з некротними частотами / М. І. Горбійчук, М. А. Шуфнарович // Нафтогазова енергетика.- 2010.- 1(12).- С.105-112.- ISSN 1933-9868.
20. Гринченко В. Т. Возбуждение нормальных волн Лэмба системой объемных и поверхностных нагрузок / Гринченко В. Т., Петрищев О. Н. // Акустика и ультразвуковая техника. – 1986. – Вып. 21. – С. 87–94.
21. Гринченко В.Т., Мелешко В.В. Гармонические колебания и волны в упругих телах. – Киев, Наукова думка, 1981. – 284 с.
22. Грудз В. Я. Дослідження термопружності трубних сталей при місцевому нагріванні трубопроводу / В. Я. Грудз, В. Б. Затухляк // Науковий вісник Івано-

- Франківського національного технічного університету нафти і газу.- 2010.- 3(25).- С. 102-105.- ISSN 1993-9965.
23. Грудз В. Я. Оцінка зміни якості функціонування газопроводу в процесі його експлуатації / Р. Т. Мартинюк, В. Я. Грудз, А. З. Багнюк // Розвідка та розробка нафтових і газових родовищ.- 2007.- 1(22).- С. 74-77.- ISSN 1993-9973.
24. Гузь А.Н. Основы ультразвукового неразрушающего метода определения напряжений в твердых телах / А.Н. Гузь, Ф.Г. Махорот, О.И. Гуца, В.К. Лебедев. – К.: Наукова думка, 1974. - 108 с.
25. Документація на пакет програм скінченно-елементного аналізу Abaqus [електронний ресурс]: версія 6.9.1 / Компанія Simulia.- 2009.- 1 електронний оптичний диск (DVD-ROM).- Системні вимоги: Windows XP.- Назва з титул. екрану.
26. Документація на пакет програм скінченно-елементного аналізу Ansys [електронний ресурс]: версія 12.1 / Компанія Ansys.- 2010.- 1 електронний оптичний диск (DVD-ROM).- Системні вимоги: Windows XP.- Назва з титул. екрану.
27. Документація на пакет програм скінченно-елементного аналізу Comsol версія 3.5a. - COMSOL Inc., 2009. - 1 електрон. опт. диск (DVD-ROM) 12 см. - Системні вимоги: Pentium-266; 32 Mb RAM; DVD-ROM Windows 98/2000/NT/XP.- Назва з титул. екрану.
28. Заміховський Л. М. Апаратно-програмний комплекс для вимірювання рівня нафтопродуктів на основі ультразвукових первинних перетворювачів і обладнання Simatic S7-300 / Л. М. Заміховський, М. Я. Николайчук // Методи та прилади контролю якості. – 2008. - № 21. – С. 103-106.- ISSN 1993-9981.
29. Заміховський Л. М. Експериментальне визначення місць витoku повітря на технологічному трубопроводі / Л. М. Заміховський, Л. О. Штаєр, В. А. Ровенський // Методи та прилади контролю якості. – 2010. - № 24. – С. 73-77.- ISSN 1993-9981.
30. Заміховський Л. М. Оцінка напружено-деформованого стану вертикальних сталевих циліндричних резервуарів за даними їх геометричного калібрування /

- Л. М. Заміховський, Х. В. Паньків // Методи та прилади контролю якості. – 2007. - № 19. – С. 22-24. - ISSN 1993-9981.
31. И. А. Викторов. Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике. М.: Наука.- 1966.- 168 с.
32. Карпаш О. М. Експериментальна установка для вимірювання товщини металоконструкцій безконтактним акустичним методом / О. М. Карпаш, І. В. Рибіцький, М. О. Карпаш // Методи та прилади контролю якості. – 2008. - № 20. – С. 7-12.- ISSN 1993-9981.
33. Карпаш О. М. Розроблення методу безконтактного акустичного контролю геометричних параметрів зварних з'єднань / О. М. Карпаш, Т. Т. Котурбаш, М. О. Карпаш, І. В. Рибіцький, Я. І. Коман // Методи та прилади контролю якості. – 2010. - № 24. – С. 9-12.- ISSN 1993-9981.
34. Карпов О. Н. Методы анализа и распознавания сложных сигналов в автоматизированных системах речевого диалога: дисс. ... д-ра техн. наук: 05.13.06 / О. Н. Карпов. – Днепропетровск, 2003. – 271 с.
35. Контроль неразрушающий. Соединения сварные. Методы ультразвуковые (ГОСТ 14782-86): ГОСТ 14782-86. - [Чинний від 1988]. - К.: Держспоживстандарт України, 1988. - 40 с.
36. Корпорация OLYMPUS [Электронный ресурс]. - Режим доступа <http://www.olympus-ims.com>
37. Кошляков Н. С., Глинер Э. Б., Смирнов М. М. Уравнения в частных производных математической физики. – М.: Высшая школа, 1970. – 710 с.
38. Красовский А. Я. Трещиностойкость сталей магистральных трубопроводов / А. Я. Красовский, В. Н. Краси́ко. - К.: Наукова думка, 1990. – 176 с.
39. Крауткремер Й. Ультразвуковой контроль материалов: справ. пособ. / Й. Крауткремер, Г. Крауткремер. - М.: Металлургия, 1991. - 673 с. - ISBN: 5-229-00362-6.
40. Крендалл И. Б. Акустика / И. Б. Крендалл. – М.: КомКнига, 2005. - 168 с. - ISBN 978-5-484-00798-1.
41. Кретов Е.Ф. Ультразвуковая дефектоскопия в энергомашиностроении / Е. Ф. Кретов. - СПб: Радиоавионика, 1995. - 317 с. - ISBN: 5-88877-001-9.

42. Крижанівський Є. І. Зміна механічних та електрохімічних характеристик сталі газопроводів після тривалої експлуатації / В. І. Похмурський, Є. І. Крижанівський // Науковий вісник Івано-Франківського національного технічного університету нафти і газу.- 2009.- 3(21).- С. 5-10.- ISSN 1993-9965.
43. Ландау Л. Д. Механика / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. - М.: Физматгиз, 1958. - 423 с.
44. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. – М.: Наука, 1970. – 904 с.
45. Лэй. Цифровая обработка сигналов для инженеров и технических специалистов / Лэй.- ИД Технологии, 2007.- 336 с. - ISBN 978-5-94833-025-9.
46. Лютак З. П. Векторне визначення напружень ремонтних ділянок магістральних газопроводів / З. П. Лютак, М. М. Семенен // Ресурсозберігаючі технології в нафтогазовій енергетиці „ІФНТУНГ-40”: Міжнар. наук.-техн. конф., Івано-Франківськ, 16-20 квіт. 2007р.: тези доп. і повідомл. - Івано-Франківськ, 2007. – С. 179.
47. Лютак И. З. Определение напряженно-деформированного состояния трубопроводов ультразвуковыми направленными кольцевыми волнами / И. З. Лютак // Технічна діагностика і неруйнівний контроль.- 2010.- № 3.- С. 25-28.
48. Лютак І. З. Визначення дефектів в трубах спрямованими кільцевими ультразвуковими хвилями / І. З. Лютак // Відкрита науково-технічна конференція молодих науковців і спеціалістів Фізико-механічного інституту ім. Г. В. Карпенка НАН України "Проблеми корозійно-механічного руйнування, інженерія поверхні, діагностичні системи".- Львів.- 2009.- С. 349-350.
49. Лютак І. З. Автоматичне знаходження дефектів на основі аналізу зображень, отриманих неруйнівними методами контролю / А. О. Бедзир, І. З. Лютак // Методи та прилади контролю якості. – 2009. - № 22. – С. 28-32.
50. Лютак І. З. Адаптивний алгоритм обробки виміряного ультразвукового сигналу в частотній області / І. З. Лютак, І. С. Кісіль // Методи та прилади контролю якості. – 2006. - № 16. – С. 15-18.
51. Лютак І. З. Алгоритм оброблення сигналів під час аналізу поширення поверхневих ультразвукових хвиль / І. З. Лютак, І. С. Кісіль, А. А. Мандра,

3. П. Лютак // Науковий вісник Івано-Франківського національного технічного університету нафти і газу. – 2010. – № 3 (25). – С. 189-192.
52. Лютак І. З. Визначення коефіцієнтів демпфування пружного середовища при поширенні ультразвукової хвилі / І. З. Лютак // Східно – Європейський журнал передових технологій. – 2007. - № 6/4 (30). – С. 24 - 27.
53. Лютак І. З. Визначення фізичних властивостей ізоляційного покриття трубопроводів ультразвуковим методом / І. З. Лютак // Матеріали 8-ї міжнародної науково-практичної конференції "Нафта і газ України - 2004", Судак.- 2004.- т. 2.- С. 215-216.
54. Лютак І. З. Використання ультразвукового методу для оцінки залишкового ресурсу газопроводу / І. З. Лютак // Наукові вісті інституту менеджменту і економіки "Галицька академія". – 2007. – № 1(11).- С. 158-164.
55. Лютак І. З. Дослідження дисперсних властивостей ультразвукових кільцевих мод пластинчатих хвиль в трубопроводі великого діаметру / І. З. Лютак // Матеріали шестнадцятої міжнародної конференції "Современные методы и средства неразрушающего контроля и технической диагностики", г. Ялта.- 2008.- С. 29- 31.
56. Лютак І. З. Дослідження залежності величини кутового хвильового числа від частоти кільцевих ультразвукових хвиль для магістральних газопроводів середніх діаметрів / Лютак І. З., Кісіль І. С. // 6-а Національно-технічна конференція і виставка "Неруйнівний контроль та технічна діагностика".- Київ.- 2009.- С. 107-110.
57. Лютак І. З. Дослідження залежності хвильових параметрів симетричних мод спрямованих ультразвукових хвиль від товщини пластини трубної сталі / І. З. Лютак // Матеріали 14-ї міжнародної науково-технічної конференції "Електромагнітні і акустичні методи неруйнівного контролю матеріалів і виробів ЛЕОТЕСТ-2009", Славське Львівської обл.- 2009.- С. 49-50.
58. Лютак І. З. Дослідження параметрів ультразвукових перетворювачів / І. З. Лютак // Матеріали 3-ї науково-технічної конференції "Приладобудування 2004 стан і перспективи", Київ: НТУУ "К П І".- 2004.- С. 193-194.

59. Лютак І. З. Дослідження поширення поверхневих ультразвукових хвиль в металі при зміні величини фізико-механічних параметрів поверхні металу / І. З. Лютак, І. С. Кісіль, З. П. Лютак, А. А. Мандра // Розвідка та розробка нафтових і газових родовищ.- 2010.- 3 (36).- С. 68-72.
60. Лютак І. З. Експериментальний модальний аналіз повітряних переходів магістральних газопроводів / А. А. Мандра, С. Ф. Савула, Ю. В. Банахевич, І. З. Лютак // Нафтова і газова промисловість.- 2008.- №5.- С. 36-37.
61. Лютак І. З. Експериментальні дослідження виявлення донних дефектів ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями / І. З. Лютак, І. С. Кісіль // Вісник Інженерної академії України.- 2010.- № 2.- С. 121-124.
62. Лютак І. З. Контроль дефектів в стінках трубопроводів ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями / І. З. Лютак // Методи та прилади контролю якості. – 2009. - № 23. – С. 20-24.
63. Лютак І. З. Контроль технічного стану магістральних трубопроводів кільцевими модами пластинчатих ультразвукових хвиль / І. З. Лютак // Збірник наукових праць. Серія: Фізичні методи та засоби контролю середовищ, матеріалів та виробів. Теорія і практика неруйнівного контролю матеріалів і конструкцій (Фізико-механічний інститут ім. Г. В. Карпенка НАН України).- 2008.- випуск 13.- С. 193-198.
64. Лютак І. З. Математична модель методу контролю донних дефектів ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями / І. З. Лютак // Східно – Європейський журнал передових технологій. – 2010. - № 5/4 (47). – С. 53 - 57.
65. Лютак І. З. Математична модель обробки сигналу ультразвукових пластинчатих хвиль / І. З. Лютак // Науковий вісник Івано-Франківського національного технічного університету нафти і газу. – 2007. – № 2 (16). – С. 178-183.
66. Лютак І. З. Математична модель роботи прямокутного чутливого елемента ультразвукового перетворювача / І. З. Лютак // Збірник наукових праць. Фізичні методи та засоби контролю середовищ, матеріалів та виробів (Фізико-механічний інститут ім. Г. В. Карпенка НАН України), випуск 11.- 2006.- С. 40-47.

67. Лютак І. З. Метод енергетичного балансу для опису роботи кварцового чутливого елементу / І. З. Лютак // Матеріали 5-ї національної науково-технічної конференції і виставки "Неруйнівний контроль та технічна діагностика", Київ. – 2006. – С. 104-105.
68. Лютак І. З. Моделювання методом кінцевих елементів поширення нульових мод плоских хвиль Лемба в пластині з ортотропними механічними властивостями / І. З. Лютак // Вісник Хмельницького національного університету. – 2007. - № 6. т. 1. – С. 151-156.
69. Лютак І. З. Моделювання напружено-деформованого стану металевої пластини з неоднорідністю під дією гармонічних навантажень ультразвукової частоти / В. Б. Копей, І. З. Лютак // Розвідка та розробка нафтових і газових родовищ.- 2008.- 3 (28).- С. 65-69.
70. Лютак І. З. Модель поширення ультразвукових хвиль у металах трубопроводів при навантаженнях / І. З. Лютак, І. С. Кісіль, А. А. Мандра // Методи та прилади контролю якості. – 2003. - № 11. – С. 27-31.
71. Лютак І. З. Наукові основи нового неруйнівного термоакустичного методу контролю фізико-механічних параметрів металевих конструкцій / І. З. Лютак // Праці Луганського відділення Міжнародної Академії інформатизації. Науковий журнал. – 2007. – № 2 (15). – С. 90-94.
72. Лютак І. З. Підхід реалізації нового термоакустичного методу неруйнівного контролю технічного стану металевих конструкцій / І. З. Лютак, А. А. Мандра // Східно – Європейський журнал передових технологій. – 2010. - № 4/6 (46). – с. 52 - 56.
73. Лютак І. З. Побудова та обчислення математичної моделі поширення кільцевих мод в трубопроводі спрямованими хвилями в ультразвуковому діапазоні частот / І. З. Лютак // Технічна діагностика і неруйнівний контроль.- 2009.- № 2.- С. 30-35.
74. Лютак І. З. Розробка математичної моделі акустичного поля тріщиною в пружному металічному середовищі / І. З. Лютак // Методи та прилади контролю якості. – 2006. - № 17. – С. 31-36.



75. Лютак І. З. Розробка мережевого програмного забезпечення технологією Джава для моніторингу технічного стану магістральних газопроводів / І. З. Лютак, Р. М. Федорак // Нафтогазова енергетика. Всеукраїнський науково-технічний журнал. – 2007. – № 3 (4). – С. 35-40.
76. Лютак І. З. Розробка пристрою та алгоритму обробки ультразвукового сигналу для контролю фізико-механічних характеристик сталі / І. З. Лютак // Наукові вісті інституту менеджменту і економіки "Галицька академія". - 2005.- № 2(8).- С. 106-110.
77. Лютак І. З. Розроблення алгоритму обчислення дисперсних властивостей спрямованих ультразвукових хвиль та дослідження їх залежності від механічних характеристик сталі / І. З. Лютак // Збірник наукових праць. Серія: Фізичні методи та засоби контролю середовищ, матеріалів та виробів. Неруйнівний контроль матеріалів і конструкцій (Фізико-механічний інститут ім. Г. В. Карпенка НАН України).- 2009.- випуск 14.- С. 22-28.
78. Лютак І. З. Спосіб визначення параметрів загасання хвиль Лемба в ізотропному пружному середовищі / І. З. Лютак, А. А. Мандра // Науковий вісник національного технічного університету "ХПІ".- 2008.- № 3.- С. 114-118.
79. Лютак І. З. Спосіб селективного збудження мод ультразвукових кільцевих хвиль / І. З. Лютак, І. С. Кісіль // Методи та прилади контролю якості. – 2008. - № 21. – С. 36-42.
80. Лютак І. З. Ультразвуковий контроль технічного стану магістральних трубопроводів [Текст] / І. З. Лютак, І. С. Кісіль.- Івано-Франківськ: Факел, 2010.- 285 с.
81. Лютак І. З. Дослідження пасивуючих плівок на поверхнях сталевих конструкцій електромагнітним методом / Ю. Й. Стрілецький, І. С. Кісіль, І. З. Лютак, З. П. Лютак // Методи та прилади контролю якості. – 2010. - № 24. – С. 112-115.
82. Лютак І. З. Експериментальні дослідження взаємодії круглих дефектів в стінах трубопроводів великого діаметру із ультразвуковою спрямованою кільцевою хвилею / І. З. Лютак // Матеріали 15-ї міжнародної науково-технічної конференції "Електромагнітні і акустичні методи неруйнівного контролю матеріалів і виробів ЛЕОТЕСТ-2010", Славське Львівської обл.- 2010.- С. 68-69.

83. Металлы. Метод испытания на ударный изгиб при пониженных, комнатной и повышенных температурах. [Текст]: ГОСТ 9454-78.-[Чинний від 01.01.1978].- М.: Государственный стандарт Союза ССР.- 39 с.
84. Металлы. Методы испытаний на растяжение при повышенных температурах. [Текст]: ГОСТ 9651-84 (ИСО 783-89).-[Чинний від 01.01.1989].- М.: Государственный стандарт Союза ССР.- 37 с.
85. Металлы. Методы испытаний на растяжение при пониженных температурах. [Текст]: ГОСТ 11150-84.-[Чинний від 01.01.1984].- М.: Государственный стандарт Союза ССР.- 32 с.
86. Металлы. Методы испытания на растяжение. [Текст]: ГОСТ 1497-84 (ИСО 6892-84).- [Чинний від 01.01.1984].- М.: Государственный стандарт Союза ССР.- 35 с.
87. Механика связанных полей в элементах конструкций. Т. 5. Электроупругость / Гринченко В. Т., Улитко А. Ф., Шульга Н. А.; Отв. ред. А. Н. Гузь, АН УССР. Ин-тут механики. – Киев: Наукова думка, 1989. – 280 с.
88. Наконечний А. Й. Розвиток теорії і практика математичного моделювання сигналів у часо-частотній області: дис. ... д-ра техн. наук: 01.05.02 / А. Й. Наконечний. – Львів, 2005. - 367 с.
89. Новацкий В. Теория упругости. – М.: Мир, 1975. – 873 с.
90. Новацкий В. Электромагнитные эффекты в твердых телах. – М.: Мир, 1986. – 160 с.
91. Нормы расчета на прочность оборудования и трубопроводов атомных энергетических установок. - М.: Metallurgy, 1989.
92. Онлайн енциклопедія [Електронний ресурс]. - Режим доступу [http://www.en.wikipedia.org/wiki/Standing\\_wave](http://www.en.wikipedia.org/wiki/Standing_wave).
93. ООО "Акустические Контрольные Системы" [Електронний ресурс]. - Режим доступу <http://acsys.ru>
94. Пат. 50914 А, G 01 Н 5/00. Пристрій для вимірювання швидкості ультразвуку / І. З. Лютак. - № 2001021357, Заявл. 27.02.2001 Опубл. 15.11.2002, Бюл. № 11.
95. Пат. 86910. Україна, МПК (2009) G01Н 5/00. Пристрій для вимірювання швидкості ультразвуку [Текст] / Лютак І. З.; заявник і патентовласник Івано-

Франківський національний технічний університет нафти і газу.- № а 2008

04340; заявл. 27.10.2008 Бюл. № 20; опубл. 25.05.2009 Бюл. № 10.- 3 с.: іл.

96. Пат. 90052. Україна, (51) МПК (2009) G01B 17/02. Ультразвуковий товщиномір [Текст] / Лютак І. З.; заявник і патентовласник Лютак І. З.- № а 2008 11619; заявл. 10.11.2009 Бюл. № 21; опубл. 26.03.2010 Бюл. № 6.- 3 с.: іл.
97. Патент на корисну модель 32624. Україна, (51) МПК (2006) G01H 5/00. Пристрій для вимірювання швидкості ультразвуку [Текст] / Лютак І. З., Семененко М. М., Померенко А. В., Бедзир А. О.; заявник і патентовласник Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу.- № у 2008 00077; заявл. 02.01.2008; опубл. 26.05.2008 Бюл. № 10.- 3 с.: іл.
98. Патент на корисну модель 40819. Україна, (51) МПК (2009) G01F 1/66. Ультразвуковий витратомір [Текст] / Мельниченко Ю. Г., Лютак І. З., Дзюргалюк І. Є., Вульчин І. В.; заявник і патентовласник Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу.- № у 2008 13781; заявл. 01.12.2008; опубл. 27.04.2009 Бюл. № 8.- 3 с.: іл.
99. Петрищев О. Н. Возбуждение системой объемных и поверхностных нагрузок несимметричных волн в изотропных цилиндрах / Петрищев О. Н. // Вестник Киевского политехн. ин-та. Электроакустика и звукотехника. – 1987. – Вып. 11. – С. 54–61.
100. Петрищев О. Н. Возбуждение системой объемных и поверхностных нагрузок продольных (осесимметричных) волн в изотропных цилиндрах / Петрищев О. Н. // Вестник Киевского политехн. ин-та. Электроакустика и звукотехника. – 1985. – Вып. 9. – С. 15–19.
101. Попов Ю. В. Гідромеханічне та електричне моделювання процесів передачі та перетворення акустичних сигналів у завитці органа слуху: дис. ... д-ра біол. наук: 03.00.02 / Ю. В. Попов. - Київ, 2003. - 261 с.
102. Рішення про видачу патенту на винахід. Україна, (51) МПК (2009) G01N 29/04. Спосіб ультразвукового контролю труб [Текст] / Лютак І. З.; заявник і патентовласник Лютак І. З.- № а 2009 07879; заявл. 27.07.2009.

103. Сапунов В. Т. Прочность поврежденных трубопроводов: течь и разрушение трубопроводов с трещинами / В. Т. Сапунов. – М.: КомКнига, 2005. – 192 с. - ISBN 5-484-00188-9.
104. Свиридов Ю. Б. О построении динамического тензора Грина для твердого слоя // Акуст. журн. – 1985. – 31. - №2. – С. 246 – 254.
105. Семеген М. М. Визначення напружено-деформованого стану трубопроводів на ремонтних ділянках / М. М. Семеген, З. П. Лютак // Методи та прилади контролю якості. – 2008. – №21. – С. 43-47. - ISSN 1993-9981.
106. Сергиенко А.Б. Цифровая обработка сигналов /А. Б. Сергиенко.- Санкт – Петербург: Питер, 2002. - 608 с.
107. Смирнов В. И. Курс высшей математики: в 5 т. / В. И. Смирнов. - М.:Наука, 1974 - Т. 4. – 1974. - 882 с.
108. Смирнов В. И. Курс высшей математики. Том III. Часть 2. – М.: Наука, 1974. – 672 с.
109. Строительные нормы и правила. магистральные трубопроводы. [Текст]: СНиП 2.05.06-85.- [Чинний від 1985].- М.: Главтехнормирование Госстрой СССР.- 78 с.
110. Т.А. Бибигов. Принципы построения математических моделей микроэлектромеханических резонаторов балочного типа / Т.А. Бибигов, А.В. Богдан, О.Н. Петрищев, Ю.И. Якименко, Ю.Ю. Яновская // Электроника и связь.- 2010.- № 5.- С. 94-107.
111. Технічне діагностування та контроль технічного стану. Терміни та визначення. [Текст]: ДСТУ 2389-94.- [Чинний від 1994].- К.: Держспоживстандарт України.- 18 с.
112. Тихонов А.Н. Математическая модель // Математическая энциклопедия. – М.: Советская энциклопедия, 1982. – Т.3. – С.574 – 575.
113. Українське товариство неруйнівного контролю та технічної діагностики [Електронний ресурс]. - Режим доступу <http://www.usndt.com.ua>.
114. Ультразвуковые преобразователи для неразрушающего контроля / Под общ. ред. И.Н. Ермолова. – М.:Машиностроение,1986. – 280с.
115. Физическая энциклопедия. Том 2. [Текст]: енциклопедія / [ред. - упоряд. А. М. Прохоров].- Москва: Советская энциклопедия, 1990.- 700 с.

116. Шелевицький І. В. Сплайн-методи і засоби аналізу і синтезу цифрових сигналів: дис. ... д-ра техн. наук: 05.12.17 / І. В. Шелевицький. – Київ, 2005. – 282 с.
117. Шлапак Л. С. Уточнення вертикальної сили тиску на консоль балкового переходу компенсатором з коліном зігнутим на  $90^\circ$  / Л. С. Шлапак, Л. М. Гайдаш, М. Л. Гайдаш // Науковий вісник Івано-Франківського національного технічного університету нафти і газу.- 2010.- 3(25).- С. 86-90.- ISSN 1993-9965.
118. Шутко В. М. Сплайн-Фур'є перетворення в задачах обробки радіолокаційних сигналів: дис. ... д-ра техн. наук: 05.12.17 / В. М. Шутко. – Київ, 2005. - 326 с.
119. Элайсез М., Гарсиа-Молинер Ф. Распространение волновых пакетов и частотно-зависимое внутреннее трение // В кн. Физическая акустика. Принципы и методы. Том V. Под ред. У. Мэзона. – М.: Мир, 1973. – С. 192 – 253.
120. Яворський Б. І. Методи і програмне забезпечення радіотехнічних систем оперативного виявлення складних сигналів з невідомими параметрами: дис. ... д-ра техн. наук: 05.12.17 / Б. І. Яворський. – Львів, 2005.- 342 с.
121. Abramowitz M. Handbook of Mathematical Functions - with Formulas, Graphs and Mathematical Tables / M.Abramowitz, I.Stegun. - New York: Dover Publications inc., 1970. - 1058 p.
122. Allan D. W. Statistics of atomic frequency standards / D. W. Allan // Proc. IEEE.- 1966.- Vol. 54.- P. 221–230. - ISSN 0018-9219.
123. Antoniou A. Digital Signal Processing / A. Antoniou. - McGraw-Hill Professional, 2005.- 965 p. – ISBN 10: 0071454241.
124. Assessment of the integrity of Structures Containing Defects.- R/H/R6.- Revision /3 /Milne I., Ainsworth R. A., Dowling A. R., Stewart A. T./ GEGB.- 1986.
125. Auld B. A. Acoustic Fields and Waves in Solids: volume 1 / B. A. Auld. – Florida: Krieger Publishing Company Malabar, 1990. - 431 p. - ISBN-10 0894644904.
126. Berkhout A.J. Array technology for acoustic wave field analysis in enclosures / A.J. Berkhout, D. de Vries, J.J. Sonke // The Journal of the Acoustical Society of America. - 1997. - Vol. 102. - P. 2757 - 2770. - ISSN 0001-4966.

127. Biot M.A. General Theorems on the Equivalence of Group Velocity and Energy Transport // *Physical Review*. – 1957. – 105. - №4. – P. 1129 – 1137.
128. Braverman J.I. Degradation assessment of structures and passive components at nuclear power plants / J.I. Braverman, C.A. Miller, C.H. Hofmayer, B.R. Ellingwood, D.J. Naus, T.Y. Chang // *Nuclear Engineering and Design*. - 2004. - Vol. 228. - P. 283 – 304. - ISSN 0029-5493.
129. Brekhovskikh L. M. Surface Waves Confined to the Curvature of the Boundary in Solids / L. M. Brekhovskikh // *Soviet Physics Acoustics*. - 1968.- №13. - P. 462 – 472. - ISSN 0038-562X.
130. Brink M.C. The acoustic representation of bending waves / M.C.Brink. - MSc thesis TU Delft., 2002.- 132 p.
131. Britton W. Stress Pulse Dispersion in Curved Mechanical Waveguides / W. Britton, G. Langley // *Journal of Sound and Vibration*. - 1968. - №7. - P. 417 – 430. - ISSN 0022-460X.
132. Brizard A. J. An Introduction to Lagrangian Mechanics [Text] / A. J. Brizard.- World Scientific Publishing Company, 2008.- 276 p.- ISBN: 978-9812818379.
133. Cao Z. Acoustoelastic effects on guided waves in a fluid-filled pressurized borehole in a prestressed formation / Z. Cao, K. Wang, Z. Ma // *Journal of the Acoustical Society of America*. - 2004. - Vol. 116, №3. - P. 1406 - 1415. - ISSN 0001-4966.
134. Cao Z. Dipole flexural waves splitting induced by borehole pressurization and formation stress concentration / Z. Cao, K. Wang, G. Li, R. Xie, J. Liu, X. Lv // *Chin. J. Geophysics*. - 2003. - Vol. 46. - P. 1021 – 1030. - ISSN 0926-9851.
135. Carpinteri A. Acoustic Emission and Critical Phenomena: From Structural Mechanics to Geophysics / A.Carpinteri G.Lacidogna.- Taylor & Francis, 2008.- 282 p.- ISBN 978-0415450829.
136. Ch. Zhang. On Wave Propagation in Elastic Solids with Cracks (Advances in Fracture Mechanics) / Ch. Zhang, D. Gross.- Southampton: Computational Mechanics, 1997.- 272 p. - ISBN: 978-1853125355.
137. Cheeke J. D. N. Fundamentals and Applications of Ultrasonic Waves / J. D. N. Cheeke. - CRC Press, 2002. - 480 p. - ISBN-10 0849301300.

138. Chimenti D. Guided Waves in Plates and their Use in Materials Characterization / D. Chimenti // Applied Mechanical Review. -1997. - №50. - P. 247 – 284. - ISSN 0003-6900.
139. Christian U. Acoustic Emission Testing / U. G. Christian, O. Masayasu.- Springer, 2008.- 406 p.- 978-3540698951.
140. Chu Y. C. On determination of orthotropic material moduli from ultrasonic velocity data in non-symmetry planes / Y. C. Chu, A. D. Degtyar, S. I. Rokhlin // Journal of the Acoustical Society of America. - 1994. - №95(6). - P. 3191 - 3203. - ISSN 0001-4966.
141. D. M. Egle. Measurement of acoustoelastic and third-order elastic constants for rail steel / D. M. Egle, D. E. Bray // Journal of the Acoustical Society of America. - 1976. - Vol. 60. - P. 741 – 744. - ISSN 0001-4966.
142. Daubechies I. Ten Lectures on Wavelets / I. Daubechies. - Philadelphia: Society for industrial and Applied Mathematics, 1992.- 289 p. – ISBN 10: 0898712742.
143. Demma A. Scattering of the fundamental Shear Horizontal mode from steps and notches in plates / A. Demma, P. Cawley, M. Lowe // Journal of the Acoustical Society of America. - 2003. - Vol. 113. - P. 1880 - 1891. - ISSN 0001-4966.
144. Dike J. J. Residual Stress Determination Using Acoustoelasticity / J. J. Dike, G. C. Johnson // Journal of Applied Mechanics.- 1990.- Vol. 57.- Iss. 1.- p. 12-17.
145. Dillenz. Elastic wave burst thermography for NDE of subsurface features / Dillenz, T. Zweschper, G. Busse // Insight. - 2000. - Vol. 42, №12. - P. 815 - 832.
146. Ditri J. J. An experimental study of the use of static effective modulus theories in dynamics problems / J. J. Ditri, J. L. Rose // J. Comp. Mat. - 1993. - №27(9). - P. 934 - 943. - ISSN 0025-5718.
147. Dong Hyuk Shin. Microstructures and mechanical properties of equal-channel angular pressed low carbon steel / Dong Hyuk Shin, Chang Woo Seo, Jongryoul Kim, Kyung-Tae Park, Wung Young Choo // Scripta Materialia. - 2000. - Vol. 42, №7. - P. 695 - 699. - ISSN 1359-6462.
148. Eckhardt V. Dynamic measuring of frequency and frequency oscillations in multiphase power systems / V. Eckhardt, P. Hippe, G. Hosemann // IEEE Trans. Power Delivery.-1989.- Vol. 4.- P. 95–102. - ISSN 0885-8977.

149. Favro L. D. Infrared imaging of defects heated by a sonic pulse / L. D. Favro, X. Y. Han, Z. Ouyang, G. Sun, H. Sui, R. L. Thomas // *Review of Scientific Instruments*. - 2000. - Vol. 71, Issue 6. - P. 2418 - 2422. – ISSN 0034-6748.
150. Fong J. Curvature effect on the properties of guided waves in plates / J. Fong, M.J.S. Lowe // *Review of Progress in Quantitative NDE* (American Institute of Physics). - 2004. - №23. - P. 126 - 133. - ISBN 0-7354-0312-0.
151. Fong J. Fast techniques for calculating dispersion relations of circumferential waves in annular structures / J. Fong, M.J.S. Lowe, D. Gridin, R.V. Craster // *Review of Progress in Quantitative NDE* (American Institute of Physics). - 2003. - №22. - P. 213 - 220. - ISBN 0-7354-0312-0.
152. Fong J. Leaky quasi modes in curved plates / J.Fong, M.J.S. Lowe // *Review of Progress in Quantitative NDE* (American Institute of Physics). - 2005.- Vol. 760. - P. 180 - 187. - ISBN 0-7354-0312-0.
153. 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. -
154. Gautschi G. H. Piezoelectric Sensorics. Force, Strain, Pressure, Acceleration and Acoustic Emission Sensors, Materials and Amplifiers / G. H. Gautschi. – Springer, 2005.– 264 p. - ASIN B000PC6CXC.
155. Gavrić L. J. Computation of propagative waves in free rail using a finite element technique / L. J. Gavrić // *Sound and Vib.* - 1995. - №185(3). - P. 531 - 543. - ISSN 0022-460X.
156. Grace O. D. Circumferential Waves on Solid Cylinders / O. D. Grace, R. R. Goodman // *The Journal of the Acoustical Society of America*. - 1966. - №39. - P. 173 – 174. - ISSN 0001-4966.
157. Graff K. F. Wave motion in elastic solids [Text] / K. F. Graff.- Oxford: Clarendon Press, 1975.- 682 p.- ISBN 0-486-66745-6.
158. Gray Robert M. An Introduction to Statistical Signal Processing / Robert M. Gray.- Cambridge University Press, 2005. - 478 p. – ISBN 10: 0521838606.
159. Green Jr R. E. Ultrasonic Investigation of Mechanical Properties / R. E. Green Jr. - New York: Academic Press, 1973. Vol. 3: *Treatise on Materials Science and Technology*. - 1973. - 166 p.



160. Gridin D. The High-Frequency Asymptotic Analysis of Guided Waves in a Circular Elastic Annulus / D. Gridin, R. V. Craster, J. Fong, M. Lowe, M. Beard // *Wave Motion*. - 2003. - №38. - P. 67 – 90. – ISSN 0165-2125.
161. Guided Ultrasonics Ltd [Электронный ресурс]. - Режим доступа <http://www.guided-ultrasonics.com>
162. Guo Y. B. Mechanical Properties of Hardened AISI 52100 Steel in Hard Machining Processes / Y. B. Guo, C. R. Liu // *Journal of Manufacturing Science and Engineering*. - 2002. - Vol. 124, Issue 1. - P. 1-9. - ISSN 1087-1357.
163. Hao Y. L. Aging response of the Young's modulus and mechanical properties of Ti-29Nb-13Ta-4,6Zr for biomedical applications / Y. L. Hao, R. Yang, M. Niinomi, D. Kuroda, Y. L. Zhou, K. Fukunaga, A. Suzuki // *Metallurgical and Materials Transactions A*. - 2003. - Vol. 34, №4. - P. 1007 - 1012. - ISSN 1073-5623.
164. Hestenes D. *New Foundations for Classical Mechanics* / D. Hestenes. – Holland: Reidel, Dordrecht, 1986. - 327 p. - ISBN-10 0792355148.
165. Horton C. W. Theoretical Analysis of the Scattering of Short Acoustic Pulses by a Thin-Walled Metallic Cylinder in Water / C. W. Horton, W. R. King, K. J. Diercks // *The Journal of the Acoustical Society of America*. – 1962. - №34. - P. 1929 – 1932. - ISSN 0001-4966.
166. Hosten B. Finite elements methods for modeling the guided waves propagation in structures with weak interfaces / B. Hosten, M. Castaings // *Journal of the Acoustical Society of America*. – 2005. – Vol 760. – P. 142 – 149. - ISSN 0001-4966.
167. Jacob B. *Microphone Array Signal Processing (Springer Topics in Signal Processing)* / B. Jacob, Ch. Jingdong, H. Yiteng. - Springer, 2008. - 240 p. - ISBN 3540786112.
168. Jin-Xia L. The acoustoelastic effect on Rayleigh waves in elastic–plastic deformed layered rocks / L. Jin-Xia, C. Zhi-Wen, W. Ke-Xie // *Chinese Physics*. - 2007. - Vol. 16, №8. - P. 1280 - 1284. - ISSN 0256-307X.
169. Kalisz J. Review of methods for time interval measurements with picosecond resolution / J. Kalisz // *Metrologia*. - 2004. - Vol. 41. - P. 17–32.

170. Kamwa. Fast adaptive scheme for tracking voltage phasor and local system frequency in power transmission and distribution systems / Kamwa, R. Grondin // IEEE Trans. Power Delivery.- 1992.- Vol. 7.- P. 789–795. - ISSN 0885-8977.
171. Kim Y. H. Generation of the ultrasonic guided waves in a seamless stainless steel pipe using an array transducer / Y. H. Kim, Sung-Jin Song, Joon-Soo Park, J. H. Jeon // Review of QNE. – 2005. - Vol. 24. - P. 211 - 218. - ISBN 9780735402454.
172. Kino G. S. Acoustic waves: devices, imaging and analog signal processing / G. S. Kino. -Englewood Cliffs: Prentice-Hall, 2000. - 601 p. – ISBN 10: 0130030473.
173. Kley M. Development of Dispersion Curves for Two-Layered Cylinders using Laser Ultrasonics / M. Kley, C. Valle, L. Jacobs, J. Qu, J. Jarzynski // The Journal of the Acoustical Society of America. - 1999. - №106. - P. 582 – 588. - ISSN 0001-4966.
174. Koch G. H. Corrosion Costs and Preventative Strategies in the United States / G. H. Koch, M. P. H. Brongers, N. G. Thompson, Y. P. Virmani, J. H. Payer // Report FHWA-RD-01-156. - September 2001.
175. Kundu T. Advanced Ultrasonic Methods for Material and Structure Inspection / T. Kundu, D. Placko. - Instrumentation & Measurement Series, Wiley-ISTE, 2007. - 393 p. - ISBN 978-1905209699.
176. Kusljevič M. D. A Simple Recursive Algorithm for Frequency Estimation / M. D. Kusljevič // IEEE Trans. Instrum. Meas.-2004. - Vol. 53.- P. 335–340. - ISSN 0018-9456.
177. Kuttruff H. Acoustics. An introduction / H. Kuttruff. - New York: Taylor & Francis, 2007. - 472 p. - ISBN 978-0-415-38680-7.
178. Leipnik R. The extended entropy uncertainty principle / R. Leipnik // Information and Control. – 1960. - Vol. 3. - P. 18 – 25. - ISSN 00199958.
179. Li Ping'en. Acoustoelastic effects on mode waves in a fluid-filled pressurized borehole in triaxially stressed formations / Ping'en Li, Youquan Yin, Xianyue Su // Acta Mechanica Sinica. - 2006. - Vol. 22, №6. - P. 569 - 580. - ISSN 0567-7718.
180. Littles J. W. The Ultrasonic Measurement of Elastic Constants of Structural FRP Composites / J. W. Littles, L. J. Jacobs, A. K. Zurwich // Rev. Prog. Quant. Nondestr. Eval Plenum Press. - 1997. - Vol. 16. - P. 1807 – 1814.

181. Liu G. Guided Circumferential Waves in a Circular Annulus / G. Liu, J. Qu // Journal of Applied Mechanics. - 1998. - №65. - P. 424 – 430. - ISSN 0021-8936.
182. Liu Q. H. Multipole acoustic waveforms in fluid-filled boreholes in biaxially stressed formations: a finite-difference method / Q. H. Liu, B. K. Sinha // Geophysics. - 2000. - Vol. 65. - P. 190 – 201. - ISSN 0926-9851.
183. Lowe M. Plate Waves for the NDT of Diffusion Bonded Titanium / M. Lowe. - Ph.D. thesis. University of London, 1993.- 209 p.
184. Lyutak I. A computer system for monitoring technical state of gas pipeline / I. Lyutak // The 8-th conference of computer aided science, industrial and transport "TransComp 2004", Zakopane, Poland.- 2004.- pp 56-60.
185. Lyutak I. Discrete representation model of multiply connected pipelines with distributed physical properties / I. Lyutak // Міжнародний науковий журнал Комп'ютинг. – 2006. – т. 5. – Випуск 1. – С. 66-71.
186. Lyutak I. Wavelet analysis of ultrasonic guided waves in pipeline inspection / I. Lyutak // IEEE International Workshop on Intelligent Data Acquisition and Advanced Computing Systems: Technology and Applications, Sofia, Bulgaria.- 2005.- pp. 517-523.
187. Lyutak I. Z. Calculation of ultrasonic field distribution in steel plate by finite element method / I. S. Kisil, I. Z. Lyutak // International Scientific Journal Acta Universitatis Pontica Euxinus Special number. VI International Conference "Strategy of Quality in Industry and Education", Varna, Bulgaria.- 2010.- V. 1 (2).- p. 186-189.
188. Lyutak I. Z. New Corrosion Inspection Techniques: Passive Film Measurement by Ultrasonic Surface Waves / I. Z. Lyutak // IV International conference "Strategy of Quality in Industry and Education", Varna Bulgaria.- 2008.- v. 1.- pp. 379-381.
189. Marple S. L. Digital Spectral Analysis with Applications / S. L. Marple.- Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall Inc., 1987. - 342 p.
190. Maze G. Coupled Guided Acoustic Modes in Water Filled Thin-Walled Tubes / G. Maze, J. Cheek, X. Li, Z. Wang // The Journal of the Acoustical Society of America. - 2001.- №110. - P. 2295 – 2300. - ISSN 0001-4966.

191. Mignogna R. B. Thermographic investigation of high-power ultrasonic heating in materials / R. B. Mignogna, R. E. Green, J. C. Duke, E. G. Henneke, K. L. Reifsnider // *Ultrasonics*. - 1981. - Vol. 19, Issue 4. - P. 159 - 160. - ISSN 0041-624X.
192. Mobley R. K. *An Introduction to Predictive Maintenance* / R. K. Mobley. - Butterworth-Heinemann, 2002. - ISBN-10 0750675314.
193. Moore P. J. A new numeric technique for high-speed evaluation of power system frequency / P. J. Moore, R. D. Carranza, A. T. Johns // *Proc. Inst. Elect. Eng.* - 1994. - Vol. 141, №5. - P. 529–536. - ISSN 1350-2360.
194. Morbidini M. Prediction of the thermosonics signal from fatigue cracks in metals using vibration damping measurements / M. Morbidini, P. Cawley, T. Barden, D. Almond, Ph. Duffour // *J. Appl. Physics*. - 2006. – Vol. 100. - P. 104905 - 104919. – ISSN 0021-8979.
195. Morse P. Mc. *Methods of Theoretical Physics. Part I. [Text]* / P. Mc. Morse, H. Feshbach. - McGraw-Hill Science, 1953. - 997 p. - ISBN: 978-0070433168.
196. Muir Dave D. One-sided ultrasonic determination of third order elastic constants using angle-beam acoustoelasticity measurements / Muir. Dave D. – Georgia: Georgia Institute of Technology, - 2009. - 166 p. - Publication Number: 3376323.
197. Nishino H. *Generation of Circumferential Guided Waves Using a Bulk Shear Wave Sensor and their Mode Identification* / H. Nishino, R. Yokoyama, H. Kondo, K. Yoshida // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 2007. - Vol. 46, №7B. - P. 4568 – 4576. - ISSN 0021-4922.
198. Nishino H. Simple method of generating for circumferential shear horizontal waves in a pipe and their mode identifications / H. Nishino, K. Yoshida // *Acoustical Science and Technology*. - 2006. - Vol. 27. - №6. - P. 389 - 392. - ISSN 1346-3969.
199. Paik J. K. *Ultimate limit state design of steel plated structures* / J. K. Paik, A. K. Thayamballi. – Wiley, 2003. - 544 p. - ISBN-10 0471486329.
200. Papadakis E. P. The elastic moduli of a thick composite as measured by ultrasonic bulk wave pulse velocity / E. P. Papadakis, T. Patton, Y. Tsai, D. O. Thompson, R. B. Thompson // *Journal of the Acoustical Society of America*. - 1991. - №89(6). - P. 2753 - 2760. - ISSN 0001-4966.

201. Papadakis E. P. The Measurement of Ultrasonic Velocity / E. P. Papadakis // Physical Acoustics. - 1990.- Vol. 19.- P. 81 - 106.
202. Papadakis E. P. Ultrasonic Velocity and Attenuation: Measurement Methods with Scientific and Industrial Applications / E. P. Papadakis // Physical Acoustics. -1976.- Vol. 12. - P. 277 - 374.
203. Pardee W. J. Radially propagating surface and plate waves // J. Acoust. Soc. Amer. - 1982. - 71. - №1. - P. 1 - 4.
204. Pramila T. Determination of elastic constants of aluminium using laser based ultrasonics / T. Pramila, Anita Shukla, N.N. Kishore, V. Raghuram // Indian Journal of Science and Technology. - 2009. - Vol. 2, №12. - P. 25 - 28. - ISSN 0974-6846.
205. Pye C. J. Heat emission from damaged composite materials and its use in nondestructive testing / C. J. Pye, R. D. Adams // Journal of Physics D: Applied Physics. - 1981.- Vol. 14, Issue 5. - P. 927 - 928. - ISSN 0022-3727.
206. Qu J. Dispersion of Guided Circumferential Waves in a Circular Annulus / J. Qu, Y. Berthelot, L. Li // Review of Progress in Quantitative NDE (Plenum Press, New York).- 1996. - P. 169 - 176.
207. Rabinovich S. G. Evaluating Measurement Accuracy: A Practical Approach / S. G. Rabinovich. - Springer, 2009. - 271 p. - ISBN 978-1-4419-1455-2.
208. Riccardo M.G. The Acoustoelastic Effect: EMAT Excitation and Reception of Lamb Waves in Pre-Stressed Metal Sheets: Proceedings of the COMSOL Conference, Milan, 2009. - Milan, 2009. - P. 1-5.
209. Rose J. L. Ultrasonic Waves in Solid Media / J. L. Rose. - Cambridge University Press, 1999. - 476 p. - ISBN-10 0521640431.
210. Rubiola E. On the measurement of frequency and of its sample variance with high-resolution counters / E. Rubiola // Rev. Sci. Instrum.-2004.- Vol. 76.- P. 231-237. - ISSN 0034 - 6748.
211. Satyarnarayana L. Circumferential higher order guided wave modes for the detection and sizing of cracks and pinholes in pipe support regions / L. Satyarnarayana, J. Chandrasekarana, B. Maxfielda, K. Balasubramaniam // NDT & E International. - 2008. - Vol. 41, Issue 1. - P. 32 - 43. - ISSN 0963-8695.

212. Seale M. D. Lamb wave response of fatigued composite samples / M. D. Seale, B. T. Smith, W. H. Prosser, J. E. Masters // Review of Progress in Quantative Nondestructive Evaluation. – 1994 .- Vol. 13B. - P. 1261 – 1266. - ISBN 978-0-7354-0399-4.
213. Sezawa K. Dispersion of Elastic Waves Propagated on the Surface of Stratified Bodies and on Curved Surfaces / K. Sezawa // Bulletin of the Earthquake Research Institute.- 1927. - №3. - P. 1 – 18. - ISSN 00408972.
214. Sezawa K. On the Propagation of Rayleigh Waves on Plane and Spherical Surfaces / K. Sezawa // Bulletin of the Earthquake Research Institute.- 1927.- №2.- P. 21 – 28. - ISSN 00408972.
215. Sidhu T. S. Accurate measurement of power system frequency using a digital signal processing technique / T. S. Sidhu // IEEE Trans. Instrum. Meas.-1999.- Vol. 48.- P. 75–81. - ISSN 0018-9456.
216. Smith R. Stress-Induced Anisotropy in Solids - the Acousto-Elastic Effect / R. Smith // Ultrasonics. - 1963. - P. 135 – 147. – ISSN 0041-624X.
217. Snyder J. J. Algorithm for fast digital analysis of interference fringes / J. J. Snyder // Appl. Opt.-1980.- №4.- P. 1223–1225.
218. SR620 Universal Time Interval Counter Instruction Manual rev. 2.6. Stanford Research Systems Inc., 2004.- 142 p.
219. Stearns B. W. S. Adaptive Signal Processing / B. W. S. Stearns.- Prentice Hall, 1985.- 528 p. – ISBN 10: 0130040290.
220. Steven W. S. The Scientist & Engineer's Guide to Digital Signal Processing / W. S. Steven. – California: Technical Pub, 1997. - 626 p. - ISBN-10 0966017633.
221. Suzuki T. High Tensile Strength of Low-Carbon Ferritic Steel Subjected to Severe Drawing / T. Suzuki, Y. Tomota, A. Moriai, H. Tashiro // Materials Transactions. - 2009. - Vol. 50, №1. - P. 51 - 55. - ISSN 96682.
222. Szuecs F. Temperature dependence of Young's modulus and degradation of chemical vapor deposited diamond / F. Szuecs, M. Werner, R. S. Sussmann, C. S. J. Pickles, H. J. Fecht // J. Appl. Phys. Structural, mechanical thermodynamic and optical properties of condensed matter. - 1999.- Vol. 86, Iss. 11. – P. 6010 – 6017. - ISSN 0021-8979.

223. Terzija V. V. Voltage phasor and local system frequency estimation using Newton type algorithm / V. V. Terzija, B. M. Djuric, B. Kovacevic // IEEE Trans. Power Delivery.-1994.- Vol. 9.- P. 1358–1374. - ISSN 0885-8977.
224. Thomas R. L. Thermal NDE techniques-from photoacoustics to thermosonics / R. L. Thomas // AIP Conf. Proc. Quantitative Nondestructive Evaluation. – 2001. - Vol. 615, Issue 1. - P. 3 - 13.
225. Torvik P. J., McClatchey J. J. Response of an Elastic Plate to a Cyclic Longitudinal Force // J. Acoust. Soc. Amer. – 1968. – 44. - №1. – P. 59 – 64.
226. Truell R. Ultrasonic Methods in Solid State Physics / R. Truell, C. Elbaum, B. B. Chick. - New York: Academic Press, 1969. - 360 p. - ISSN 00290181.
227. Tuzlukov V. P. Signal Processing Noise (Electrical Engineering & Applied Signal Processing Series) / V. P Tuzlukov.- CRC Press, 2002. - 688 p. – ISBN 10: 0849310253.
228. Valle C. Guided Circumferential Waves in layered Cylinders / C. Valle, J. Qu, L. Jacobs // International Journal of Engineering Science. - 1999. - № 37. - P. 1369 – 1387. - ISSN 0020-7225.
229. Viktorov I. Normal Plate Modes in a Solid Cylindrical Layer / I. Viktorov, O. Zubova // Soviet Physics Acoustics.- 1963.- №9. - P. 15 – 17. - ISSN 0038-562X.
230. Viktorov I. Rayleigh-Type Waves on Cylindrical Surfaces / I. Viktorov // The Journal of the Acoustical Society of America. – 1958. - №4. – P. 131 – 136. - ISSN 0001-4966.
231. Vrh M. Strain path dependent stiffness degradation of a loaded sheet / M. Vrh, M. Halilovic, M. Misic, B. Stok // Int. J. Mater Form. - 2008. - Suppl 1. - P. 297 – 300.
232. W. P. Rogers. Elastic Property Measurement Using Rayleigh-Lamb Waves / W. P. Rogers // Res Nondestr Eval. - 1995. - Vol. 6. - P. 185-208. - ISSN 0934-9847.
233. Wang T. Analysis of Low-order Autoregressive Models for Ultrasonic Grain Signal Characterization / T. Wang, J. Saniie, X. Jin // IEEE Trans. on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency. Control.- 1991.- Vol. 38, №2.- P. 116-124. - ISSN 0885-3010.
234. Wear K. A. Differentiation between acutely ischemic myocardium and zones of completed infarction in dogs on the basis of frequency-dependent backscatter / K. A.

- Wear // The Journal of the Acoustical Society of America. - 1989. - Vol. 85, №6. - P. 2634–2641. - ISSN 0001-4966.
235. 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 QNDE. - 2002. - Vol. 21. - P. 203 - 210. - ISSN 0003-6951.
236. Wilson A. Asset Maintenance Management / A. Wilson. - New York: Industrial Press Inc., 2008. – 824 p. – ISBN 13 9780831133313.
237. Winkler K. W. Measurements of third-order elastic constants in rocks / K. W. Winkler, L. Xingzhou // Journal of the Acoustical Society of America. - 1996. - Vol. 100. - P. 1392 – 1398. - ISSN 0001-4966.
238. Wolfenden A. Dynamic Elastic Modulus Measurements in Materials / A. Wolfenden. – Philadelphia: ASTM, 1990. - 229 p. - ISBN-10 0803112912.
239. Wu D. Characterization of layered materials using lock-in thermography / D. Wu, A. Salerno, J. Rantala, G. Busse // Progress in natural science: 9th International Conference on Photoacoustic and Photothermal Phenomena, Nanjing, China. - China. - 1996. - P 1 - 6.
240. Wu D. T. Lock-in thermography for nondestructive evaluation of materials / D. T. Wu, G. Busse // Revue Generale de Thermique. - 1998. - Vol. 37, Issue 8. - P. 693 - 703. - ISSN 0035-3159.
241. Yu Jiangong. Guided circumferential waves in orthotropic cylindrical curved plate and the mode conversion by the end-reflection / Yu Jiangong, Wu Bina, He Cunfua // Applied Acoustics. - 2007. – Vol. 68, Issue 5. - P. 594 - 602. - ISSN 0003-682X.
242. Zhang Ch. Macrocrack-Microcrack Configurations Under Impact Loading / Ch Zhang // In: Adv. in Fract. Res. ICF 7 (Edited by Salama, K. et a/.), Pergamon Press, Oxford. - 1989. - №1. - P. 845 – 852.
243. Zweschper T. Ultrasound lock-in thermography - a defect-selective NDT method for the inspection of aerospace components / T. Zweschper, A. Dillenz, G. Busse // Insight. - 2001. – Vol. 43. - P.173 - 182.



## **ДОДАТКИ**

## ДОДАТОК А

### Пристрої контролю технічного стану металу стінок магістральних трубопроводів



Рис. А.1 – Система ультразвукового контролю на базі дефектоскопа

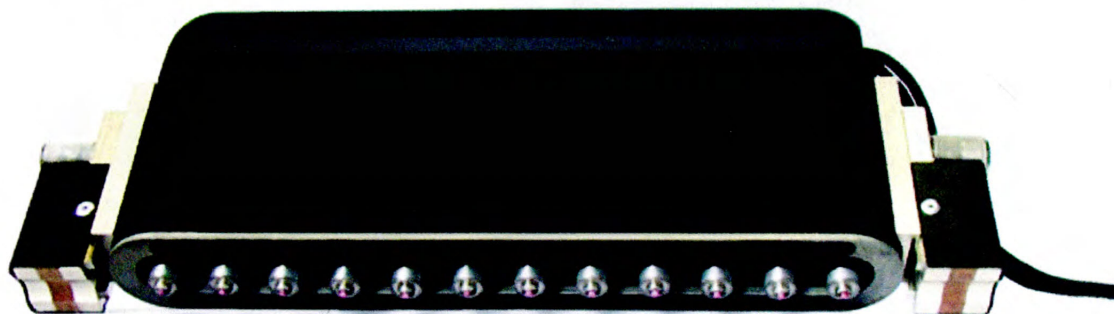


Рис. А.2 – Антенна ґратка ультразвукових первинних перетворювачів



Рис. А.3 – Пристрій Wavemaker G3 для генерування та реєстрації спрямованих ультразвукових хвиль в стінці трубопроводу

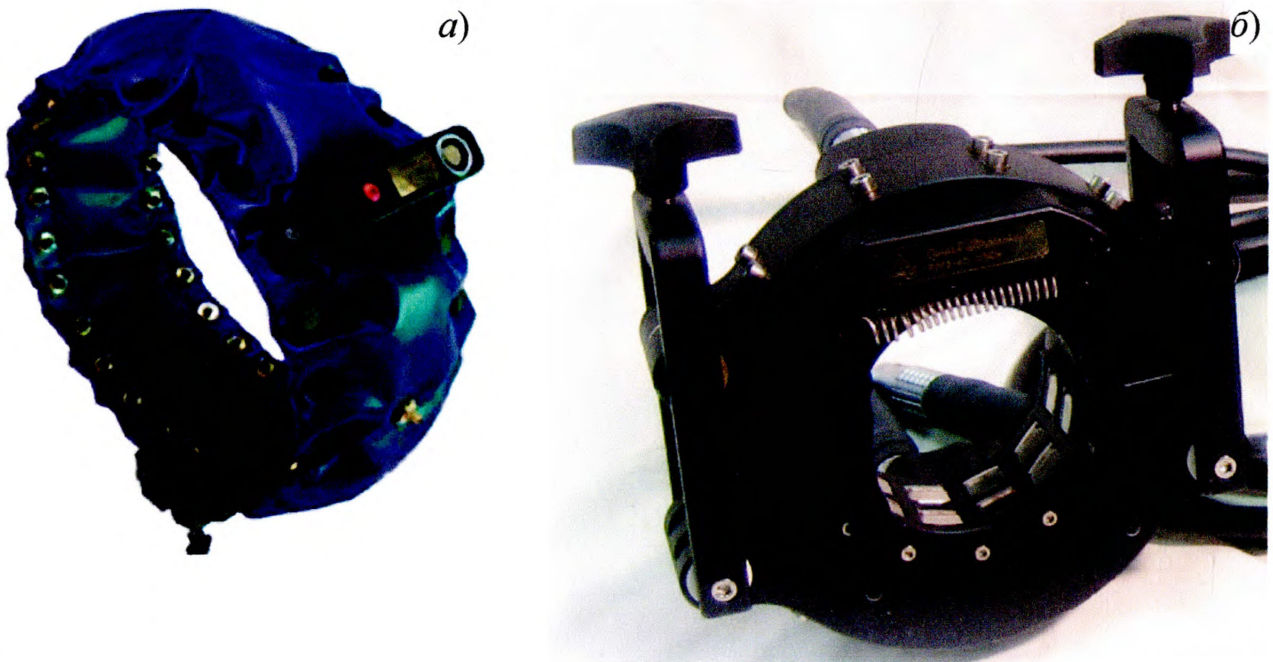


Рис. А.4 – Система первинних перетворювачів для генерування та прийому ультразвукових спрямованих хвиль:

*а)* кільце ПП із гнучким з'єднанням, *б)* кільце ПП із жорстким з'єднанням

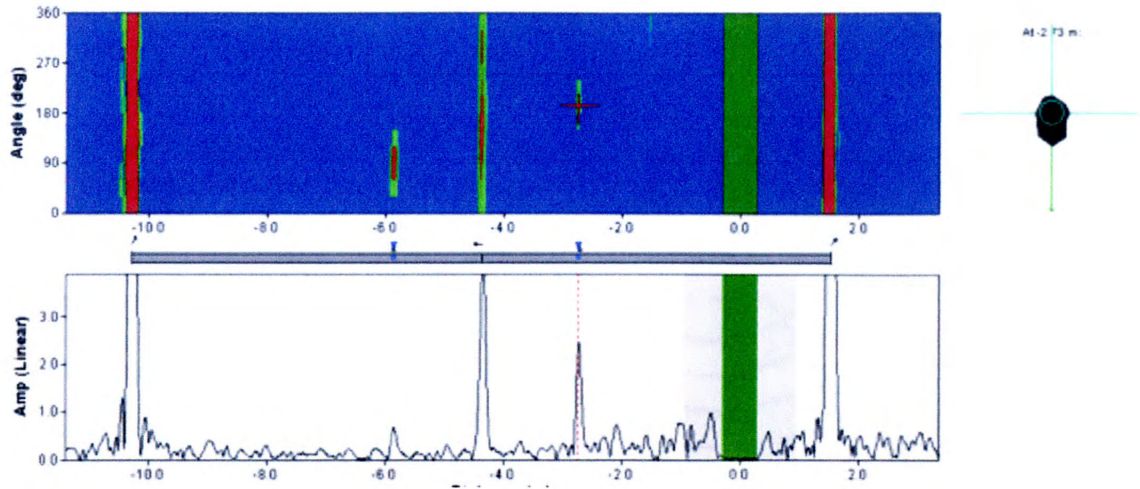


Рис. А.5 – Результати контролю стінок трубопроводу ультразвуковими спрямованими хвилями приладом Wavemaker G3

## ДОДАТОК Б

**Аналіз підходів генерування реєстрації та поширення ультразвукових  
спрямованих хвиль**

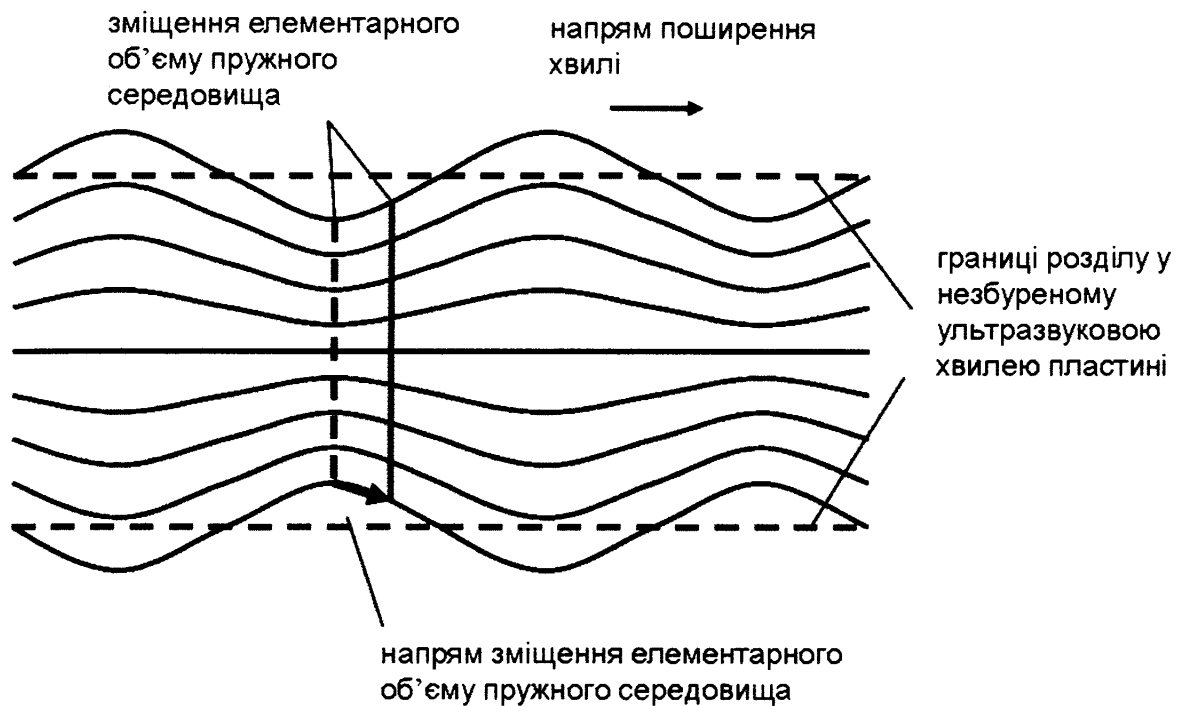


Рис. Б.1 – Поширення антисиметричної моди ультразвукової хвилі в пружному середовищі

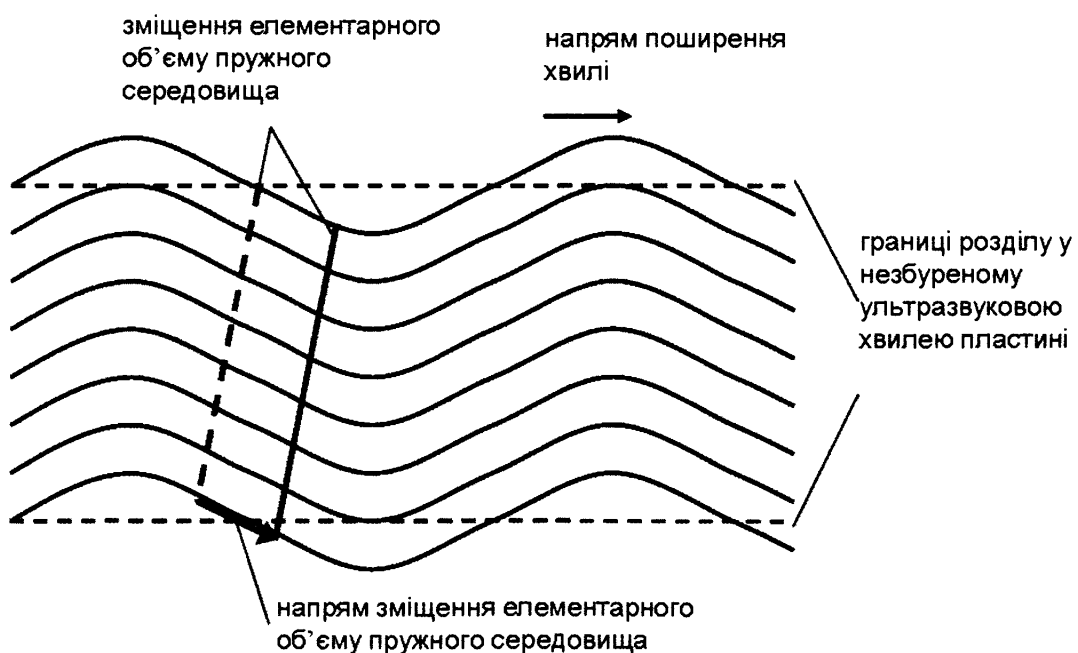
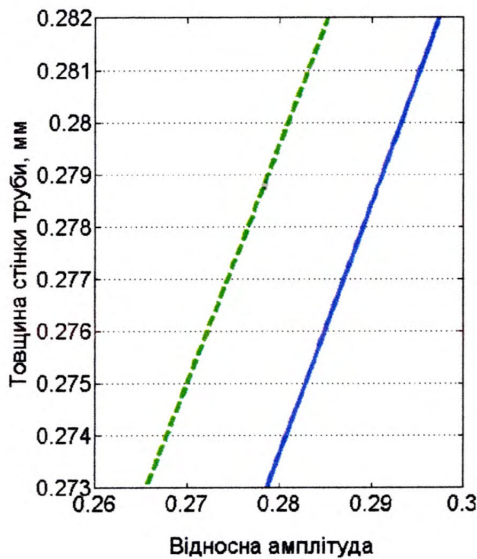


Рис. Б.2 – Поширення симетричної моди ультразвукової хвилі в пружному середовищі



Рис. Б.3 – Трубопроводи газокompресорного агрегату

а)



б)

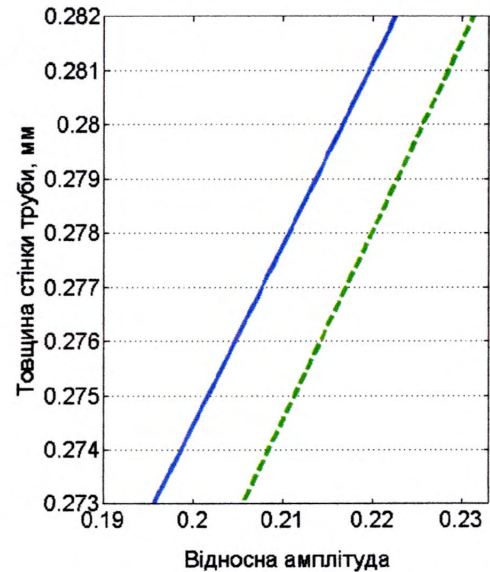


Рис. Б.4 – Форма зміщення хвильового фронту горизонтально-поляризованої ультразвукової хвилі по товщині стінки труби діаметром 282 мм:

————— – падаюча об'ємна поперечна хвиля

- - - - - – відбита об'ємна поперечна хвиля

частота коливань  $a$  – 50 кГц,  $b$  – 100 кГц

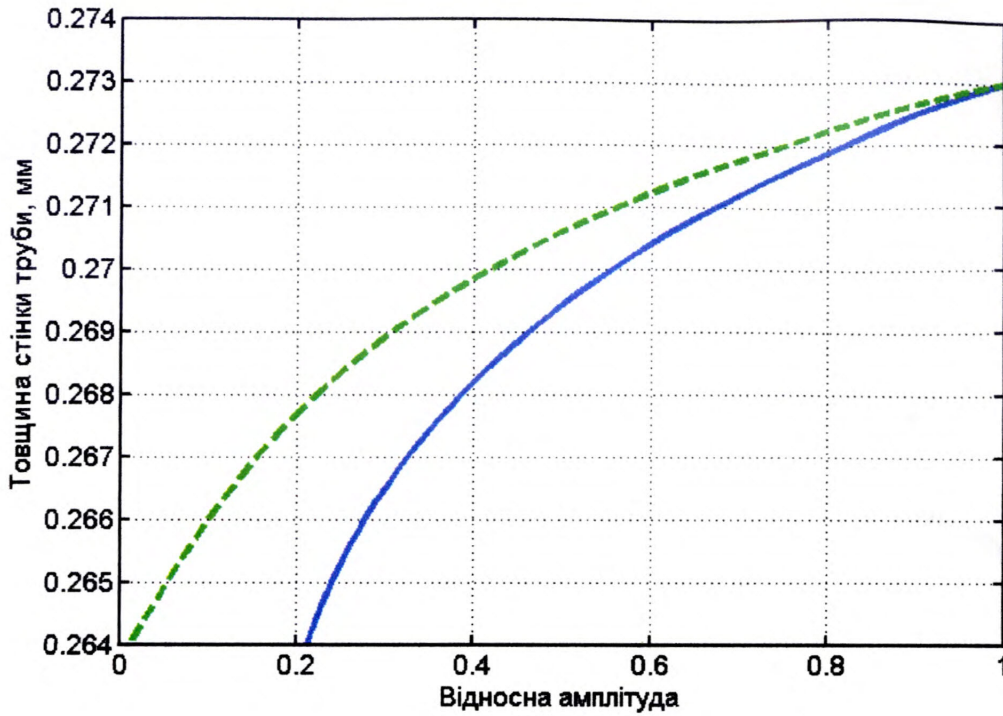


Рис. Б.5 – Розподіл зміщення компоненту  $u_0$  елементарного об'єму пружного середовища створеного спрямованою кільцевою хвилею частотою  $10E5$  Гц в трубі діаметром 273 мм.

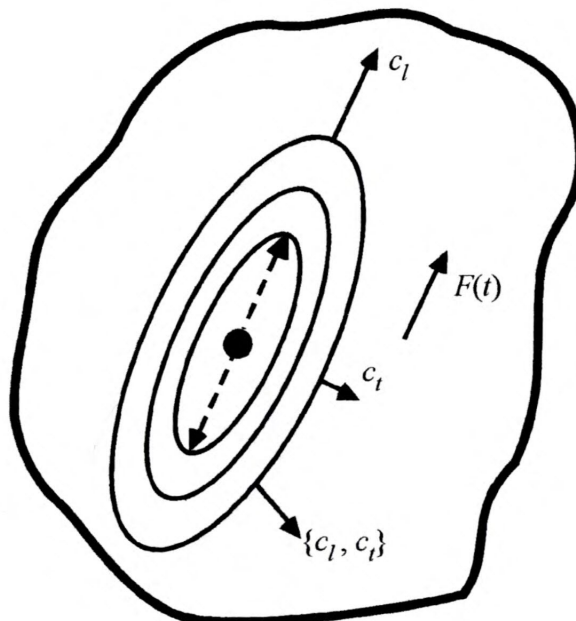


Рис. Б.6 – Коливання точки в безконечному пружному середовищі:

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

$F$  – гармонійна або імпульсна сила, прикладена до точки пружного середовища.

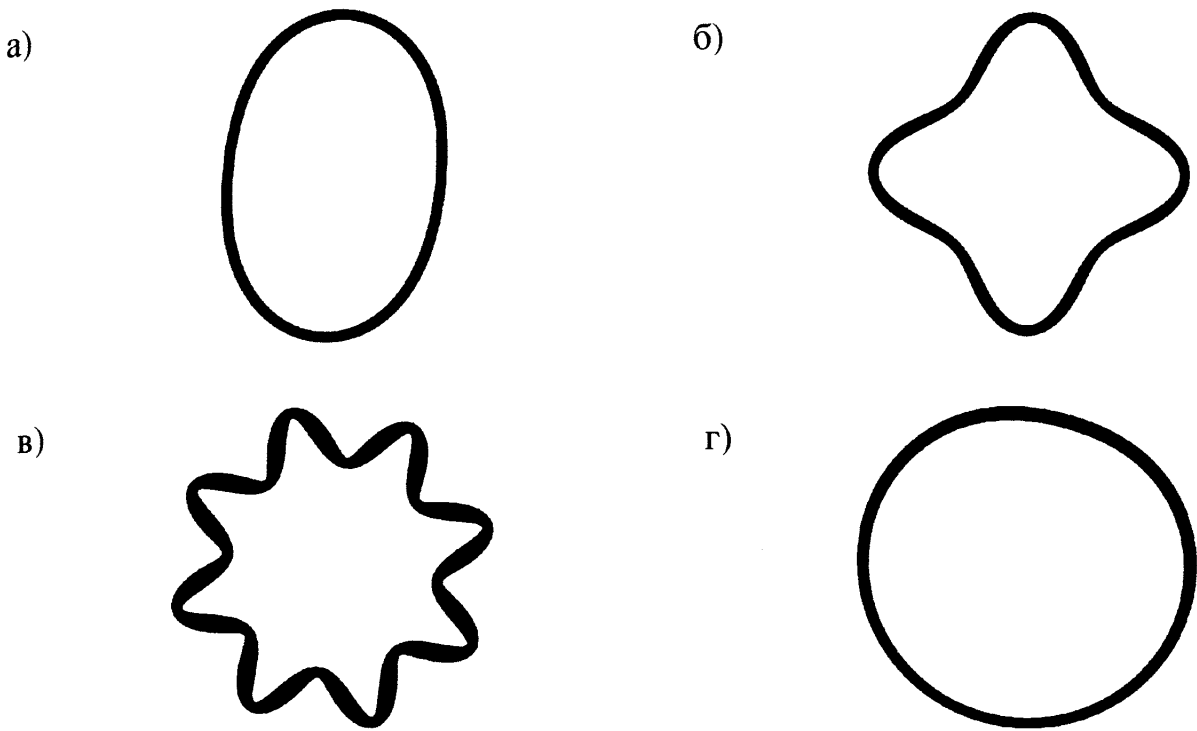


Рис. Б.7 – Форми мод сталевих труб:

а) четверта мода, б) восьма мода, в) сімнадцята мода, г) двадцята мода.

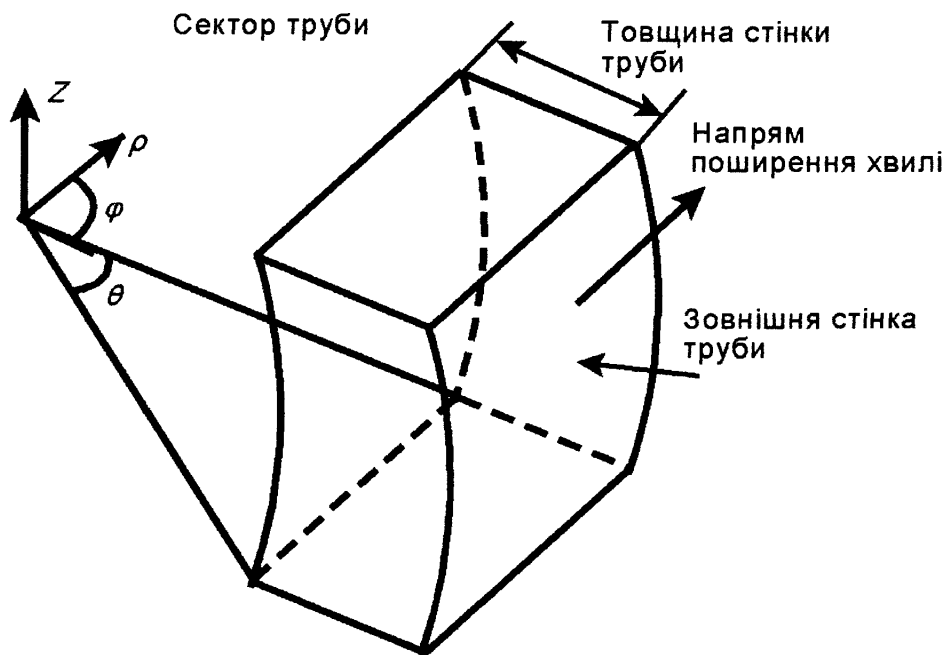


Рис. Б.8 – Сектор трубопроводу



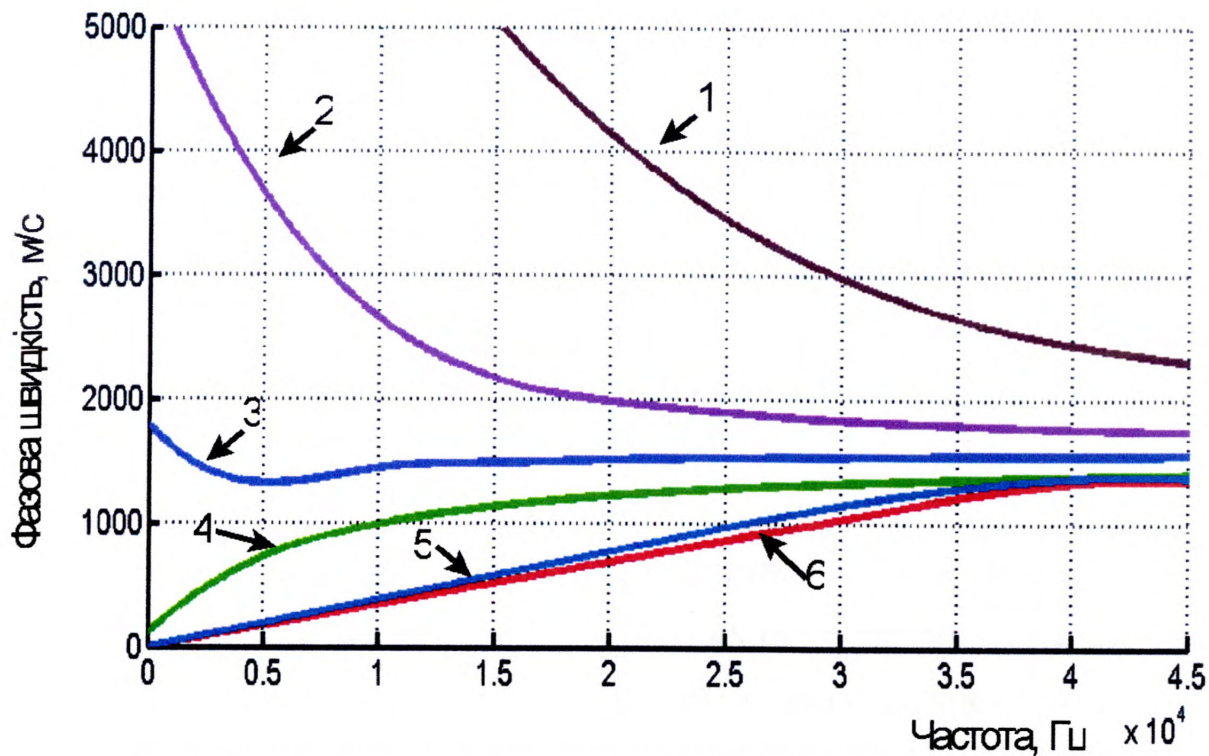


Рис. Б.9 – Фазова швидкість ультразвукових хвиль

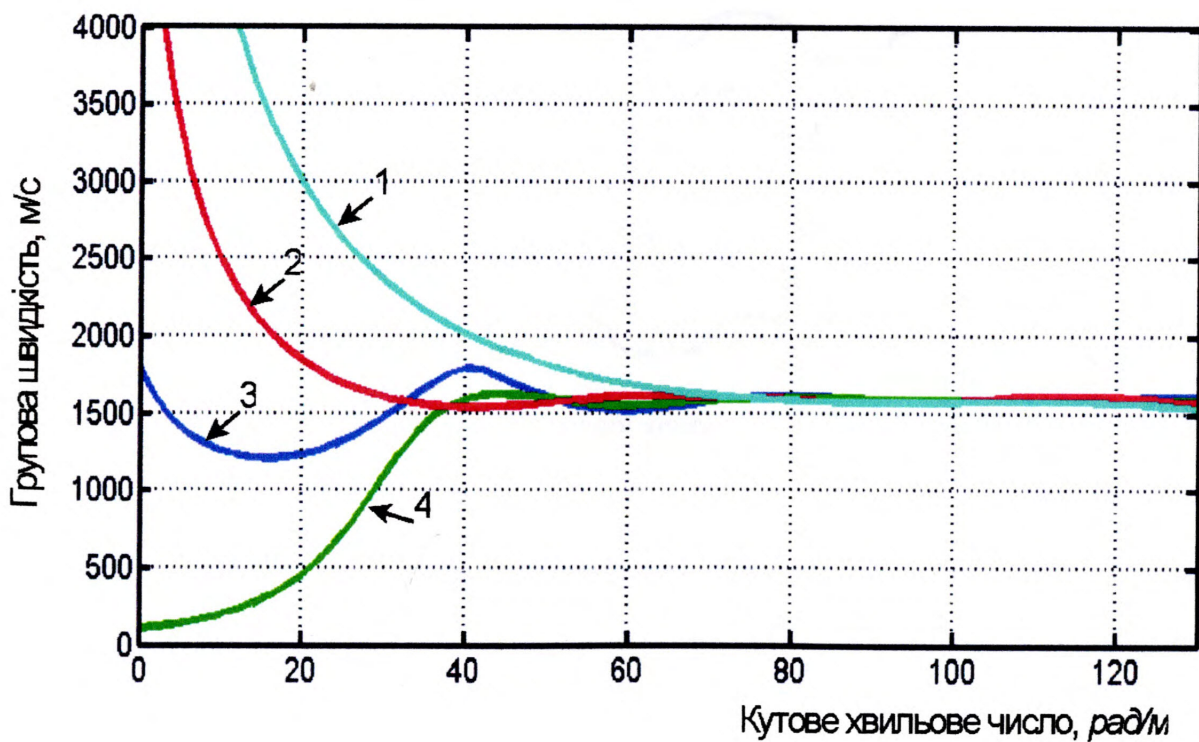


Рис. Б.10 – Групова швидкість ультразвукових кільцевих мод

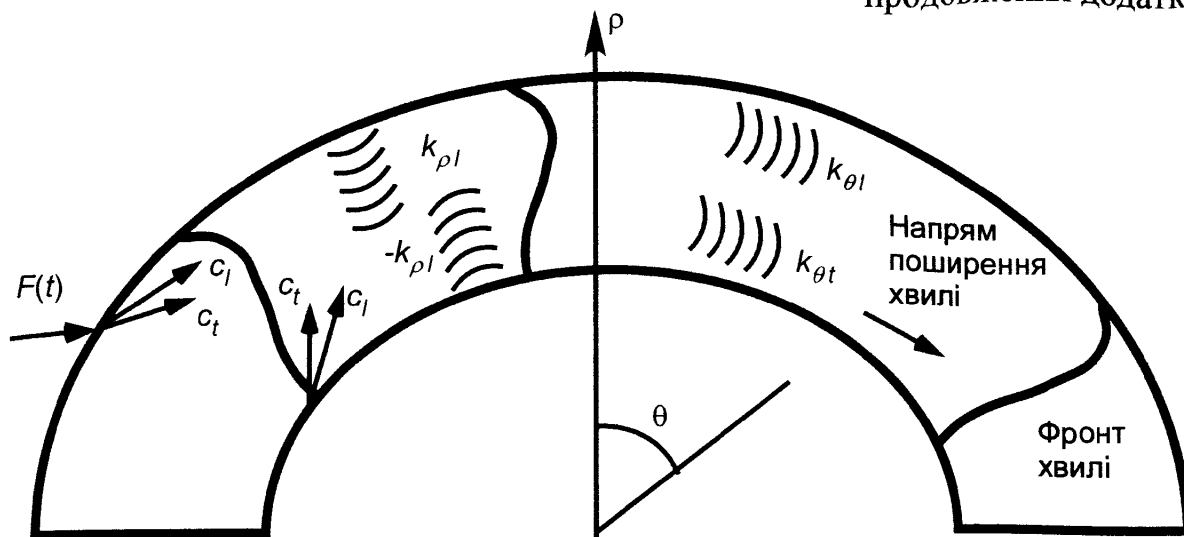


Рис. Б.11 – Утворення ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі:

$c_l, c_t$  – відповідно вектори швидкості поздовжніх та поперечних ультразвукових хвиль;  $\rho, \theta$  – полярні координати;  $k_l, k_t$  – відповідно хвильові числа поздовжніх та поперечних хвиль.

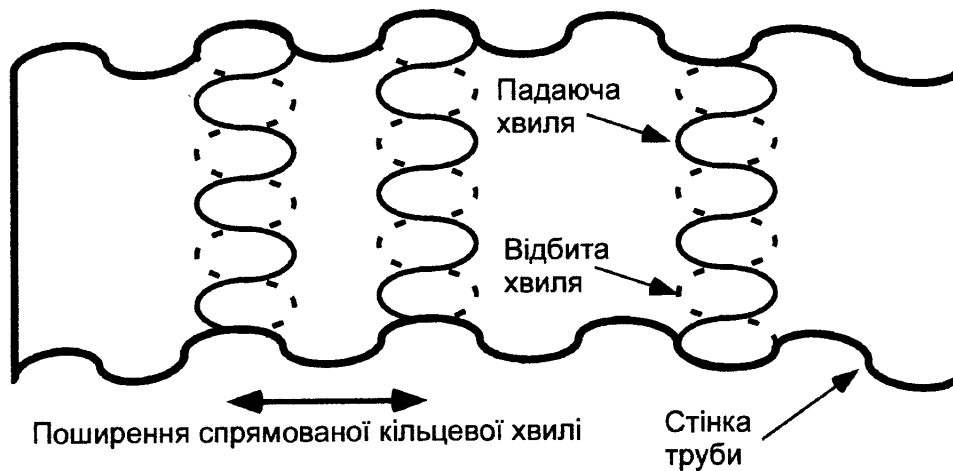


Рис. Б.12 – Формування стоячої ультразвукової хвилі по висоті стінки труби.

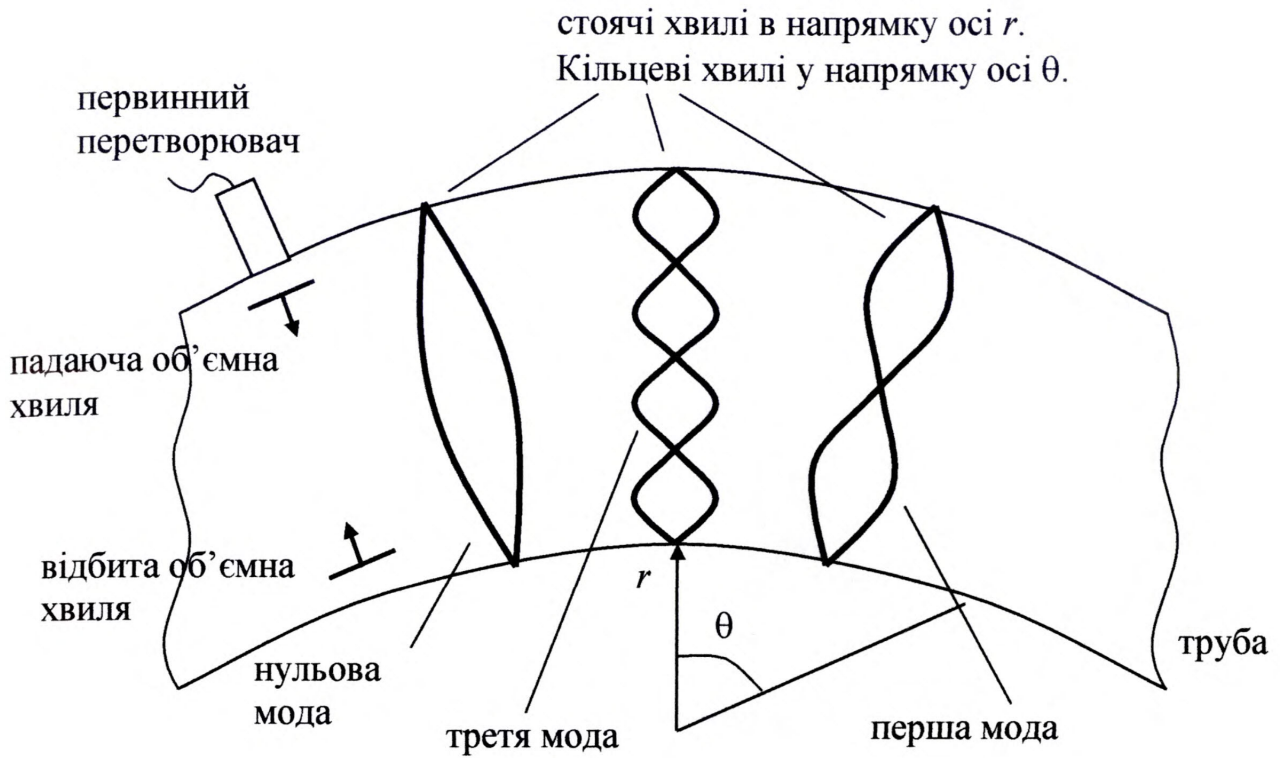


Рис. Б.13 – Утворення кільцевих хвиль у стінці труби

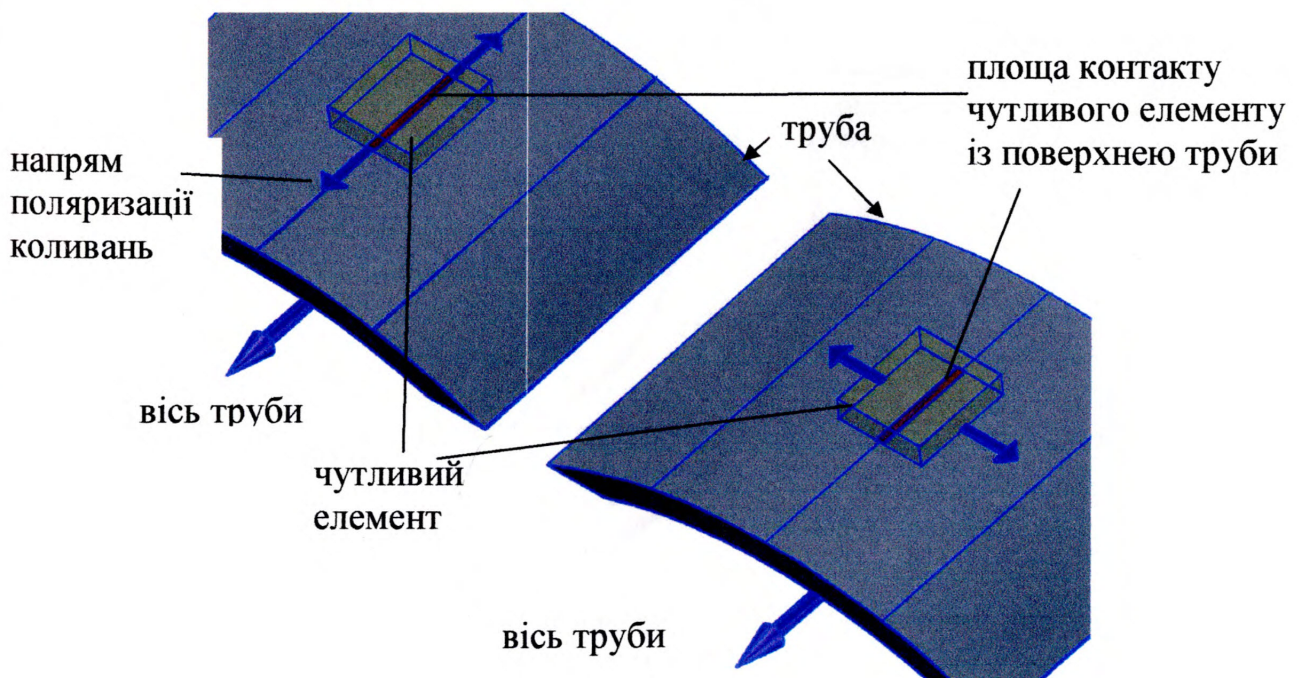


Рис. Б.14 – Генерування кільцевих хвиль у трубі ультразвуковим давачем із поперечною поляризацією коливань

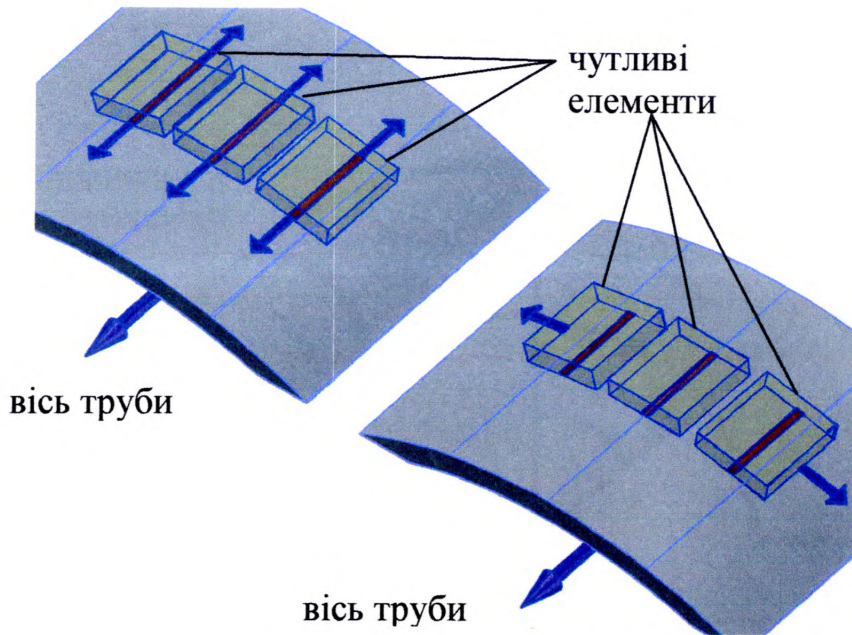


Рис. Б.15 – Вибіркове генерування мод кільцевих хвиль

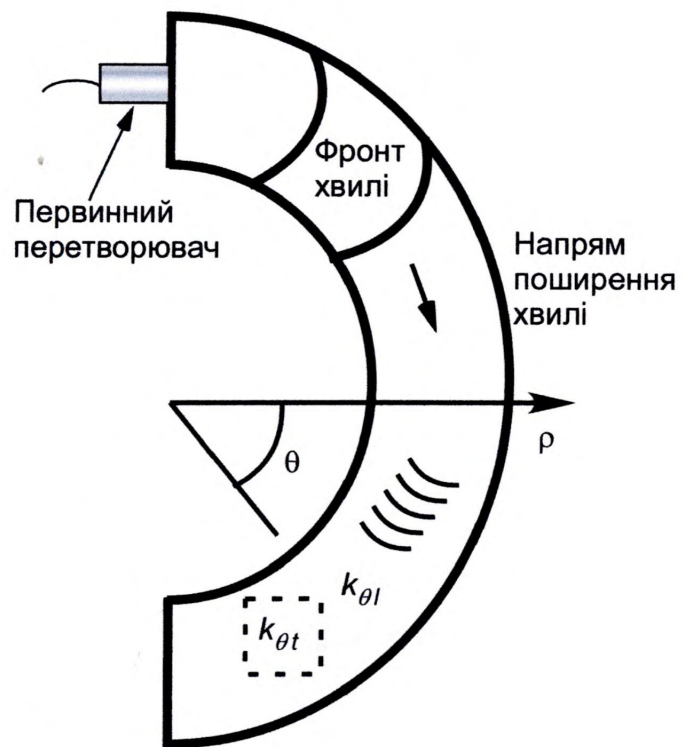


Рис. Б.16 – Генерування ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі нахиленим на  $90^\circ$  до дотичної до поверхні труби первинним перетворювачем:  
 $k_t, k_r$  – відповідно хвильові числа поздовжніх та поперечних хвиль.

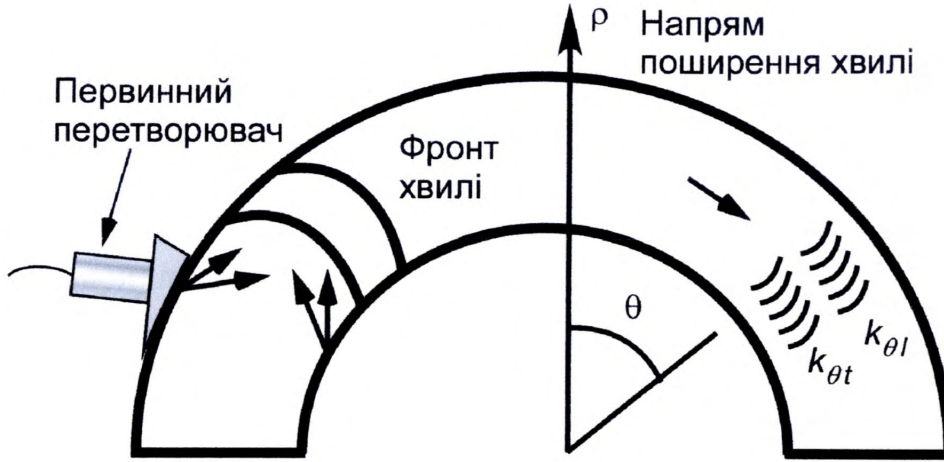


Рис. Б.17 – Генерування ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі нахиленим до поверхні труби первинним перетворювачем

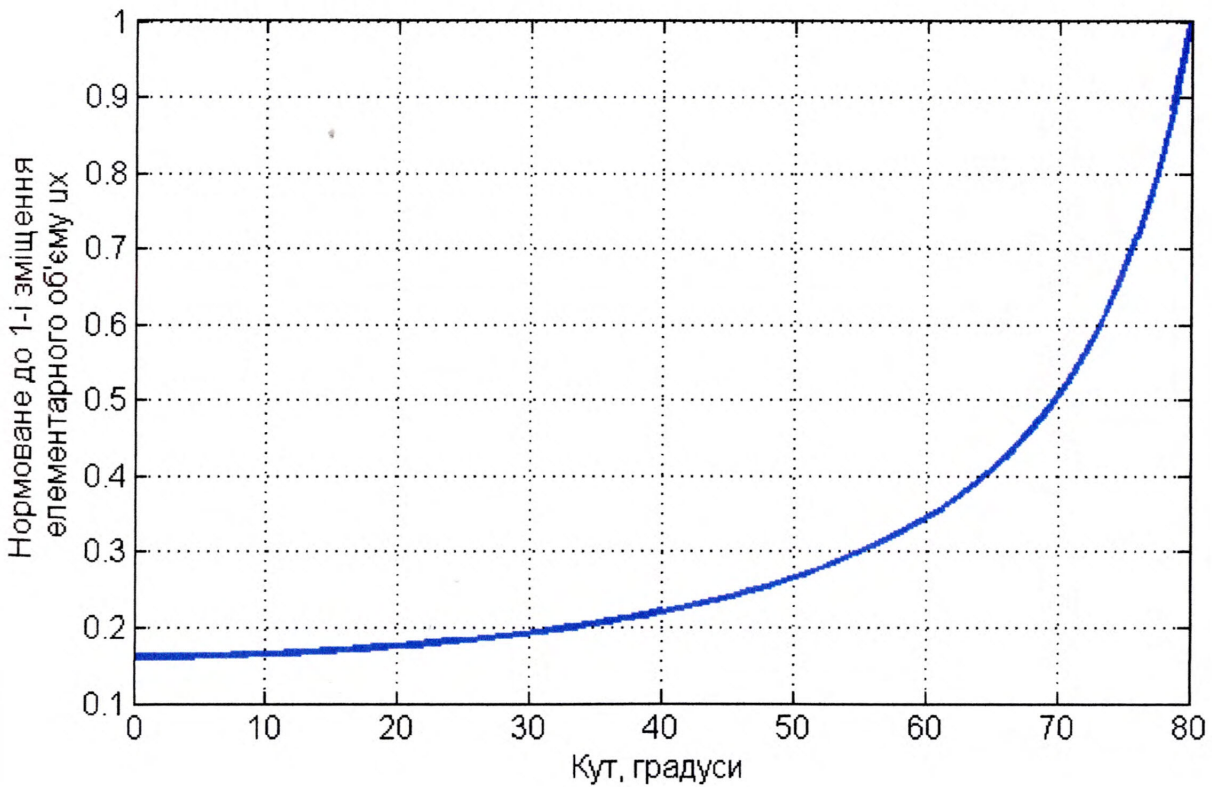


Рис. Б.18 – Зміщення елементарного об'єму пружного середовища  $u_x$

$$\begin{vmatrix} \frac{p}{r_2} J_p(k_\theta r_2) - k_\theta J_{p+1}(k_\theta r_2) & \frac{p}{r_2} Y_p(k_\theta r_2) - k_\theta Y_{p+1}(k_\theta r_2) \\ \frac{p}{r_1} J_p(k_\theta r_1) - k_\theta J_{p+1}(k_\theta r_1) & \frac{p}{r_1} Y_p(k_\theta r_1) - k_\theta Y_{p+1}(k_\theta r_1) \end{vmatrix} = 0. \quad (\text{Б.1})$$

де  $k_\theta$  – кутове хвильове число;

$r$  та  $\theta$  – циліндричні координати;

$r_1, r_2$  – відповідно внутрішній та зовнішній радіуси труби;

$J_p$  та  $Y_p$  – функції Бесселя першого та другого роду порядку  $p$ ;

$\omega$  - кутова частота.

$$\begin{aligned} u_r &= \left[ \begin{aligned} &U_1 \left( \frac{p}{r} J_p(k_\theta r) - k_\theta J_{p+1}(k_\theta r) \right) + U_3 \left( \frac{p}{r} Y_p(k_\theta r) - k_\theta Y_{p+1}(k_\theta r) \right) - \\ &-\frac{p}{r} (U_2 J_p(k_\theta r) + U_4 Y_p(k_\theta r)) \end{aligned} \right] \times \\ &\times \cos(\omega t - p\theta), \\ u_\theta &= \left[ \begin{aligned} &U_2 \left( \frac{p}{r} J_p(k_\theta r) - k_\theta J_{p+1}(k_\theta r) \right) + U_4 \left( \frac{p}{r} Y_p(k_\theta r) - k_\theta Y_{p+1}(k_\theta r) \right) - \\ &-\frac{p}{r} (U_1 J_p(k_\theta r) + U_3 Y_p(k_\theta r)) \end{aligned} \right] \times \\ &\times \sin(\omega t - p\theta), \end{aligned} \quad (\text{Б.2})$$

де  $U_1, U_2, U_3, U_4$  – відповідно амплітуди падаючих та відбитих об'ємних поздовжніх та поперечних хвиль.

$$\begin{aligned} \sigma_{rr} &= \left[ \lambda \left( \frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} \right) + 2\mu \frac{\partial u_r}{\partial r} \right]_{r=r_1, r_2} = 0, \\ \sigma_{r\theta} &= \left[ \lambda \left( -\frac{u_\theta}{r} + \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} \right) \right]_{r=r_1, r_2} = 0, \end{aligned} \quad (\text{Б.3})$$

де  $\lambda, \mu$  - коефіцієнти Пуассона;

$u_r, u_\theta$  - коливання елементарного об'єму пружного середовища в стінці труби.

$$u_x = \frac{\sigma_0}{\mu k_l} |F| \left\{ \sum_{k_s} \frac{k_l \sin(k_0 - k) (s^4 - k^4) \sinh(sd) \cosh(ad) e^{ikx}}{k_0 - k} \frac{1}{2k\Delta'_s(k)} + \sum_{k_a} \frac{k_l \sin(k_0 - k) (s^4 - k^4) \sinh(ad) \cosh(sd) e^{ikx}}{k_0 - k} \frac{1}{2k\Delta'_a(k)} \right\},$$

$$k_0 = k_l \sin \theta, \quad s = \sqrt{k^2 - k_l^2}, \quad a = \sqrt{k^2 - k_l^2}, \quad (Б.4)$$

$$\Delta_s = (k^2 + s^2)^2 \cosh(ad) \sinh(sd) - 4k^2 as \cosh(sd) \sinh(ad),$$

$$\Delta_a = (k^2 + s^2)^2 \cosh(sd) \sinh(ad) - 4k^2 as \cosh(ad) \sinh(sd),$$

де  $\sigma_0$  – напруження, створені ультразвуковою хвилею;

$\mu$  – константа Ляме;

$k_t, k_l$  – хвильові числа поперечної та поздовжньої хвиль;

$\theta$  – кут нахилу ультразвукового давача;

$k_a, k_s$  – хвильові числа антисиметричної та симетричної мод, значення яких приймає змінна  $k$ ;

$x$  – координата;

$d$  – товщина пружного середовища.

### Програма обчислення хвильових параметрів горизонтально-поляризованих кільцевих мод в середовищі Matlab

```
function [res uz] = an_SH(w)
```

```
% обчислення параметрів горизонтально-поляризованих хвиль
```

```
% повернене значення angular wave number of frequency w
```

```
%Put simply kth = an_SH(w)
```

```
global R1 R2 kt h;
```

```

R1 = 0.273;
R2 = 0.273+0.0093;
h = 1E-4;
%cl = 5960;
ct = 3260;
%kl = w / cl;
kt = w / ct;
kth = 0:10:1E2;
frootsSH = zeros(length(kth), 1);
for ii = 1:1:length(kth)
    frootsSH(ii) = fzero(@modalMatrixSH, kth(ii)); end
uz = uzSH(abs(frootsSH(1)), 0);
res = frootsSH; end
function res = modalMatrixSH(kth)
    global R1 R2 kt h;
    Jr1_prime = (besselj(kth , R1 * kt + h) - besselj(kth , R1 * kt - h)) / 2*h;

    Yr1_prime = (bessely(kth , R1 * kt + h) - bessely(kth , R1 * kt - h)) / 2*h;
    Jr2_prime = (besselj(kth , R2 * kt + h) - besselj(kth , R2 * kt - h)) / 2*h;
    Yr2_prime = (bessely(kth , R2 * kt + h) - bessely(kth , R2 * kt - h)) / 2*h;
    res = Jr1_prime * Yr2_prime - Jr2_prime * Yr1_prime;
end
function res = uzSH(kth, theta)
% обчислює поле зміщення по товщині стінки труби за кутом theta
    global R1 R2 kt h;
    A2 = 1.0E-1;
    Jr1_prime = (besselj(kth , R1 * kt + h) - besselj(kth , R1 * kt - h)) / 2*h;
    Yr1_prime = (bessely(kth , R1 * kt + h) - bessely(kth , R1 * kt - h)) / 2*h;
    A1 = -A2 * Yr1_prime / Jr1_prime;
    R = R1:(R2-R1)/50:R2;

```



```

uz1 = zeros(length(R), 1);
uz2 = zeros(length(R), 1);
for ii=1:1:length(R)
    uz1(ii) = uzSH_kernel(kth, R(ii), A1) * cos(kth * thetha);
    uz2(ii) = uzSH_kernel(kth, R(ii), A2) * cos(kth * thetha); end
res = [uz1'; uz2'; R];
end
function res = uzSH_kernel(kth, R, A)
% R - потічний радіус
% A - амплітуда
global kt h;
JrA_prime = (besselj(kth, A * kt + h) - besselj(kth, A * kt - h)) / 2*h;
YrA_prime = (bessely(kth, A * kt + h) - bessely(kth, A * kt - h)) / 2*h;
res = besselj(kth, R * kt) - (JrA_prime / YrA_prime) * bessely(kth, R * kt);
end

```

## ДОДАТОК В

Параметри акустичного тракту ультразвукових спрямованих кільцевих  
ХВИЛЬ

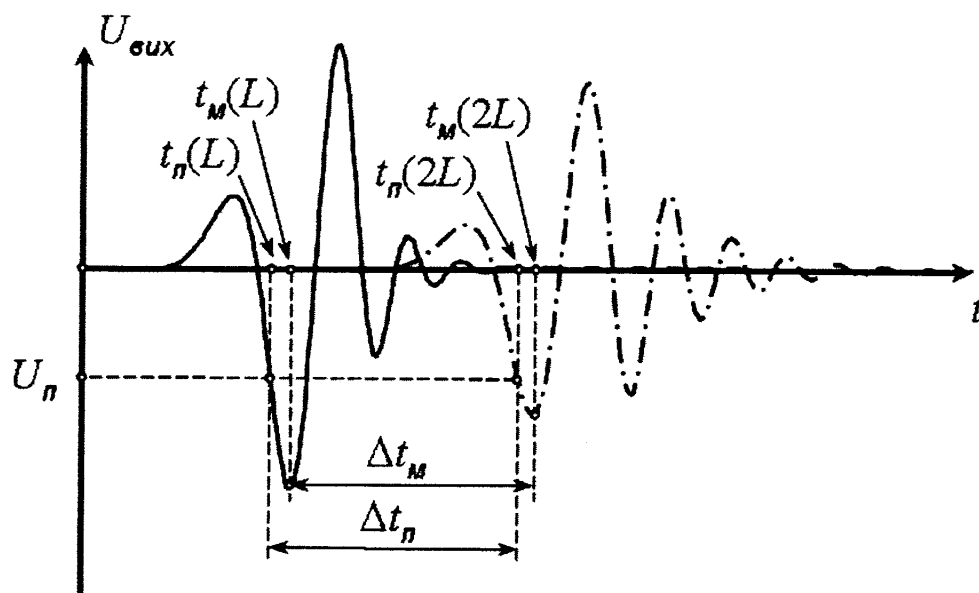


Рис. В.1 – Вплив зміни форми ультразвукового імпульсу на результати процедури визначення часу його приходу в точку спостереження

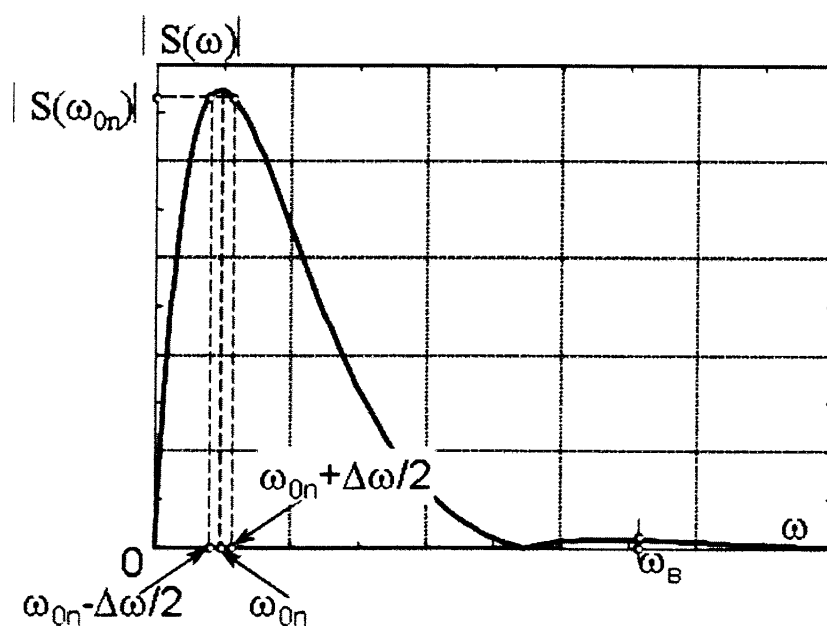


Рис. В.2 – Форма імпульсного сигналу в каналах з дисперсією швидкості розповсюдження

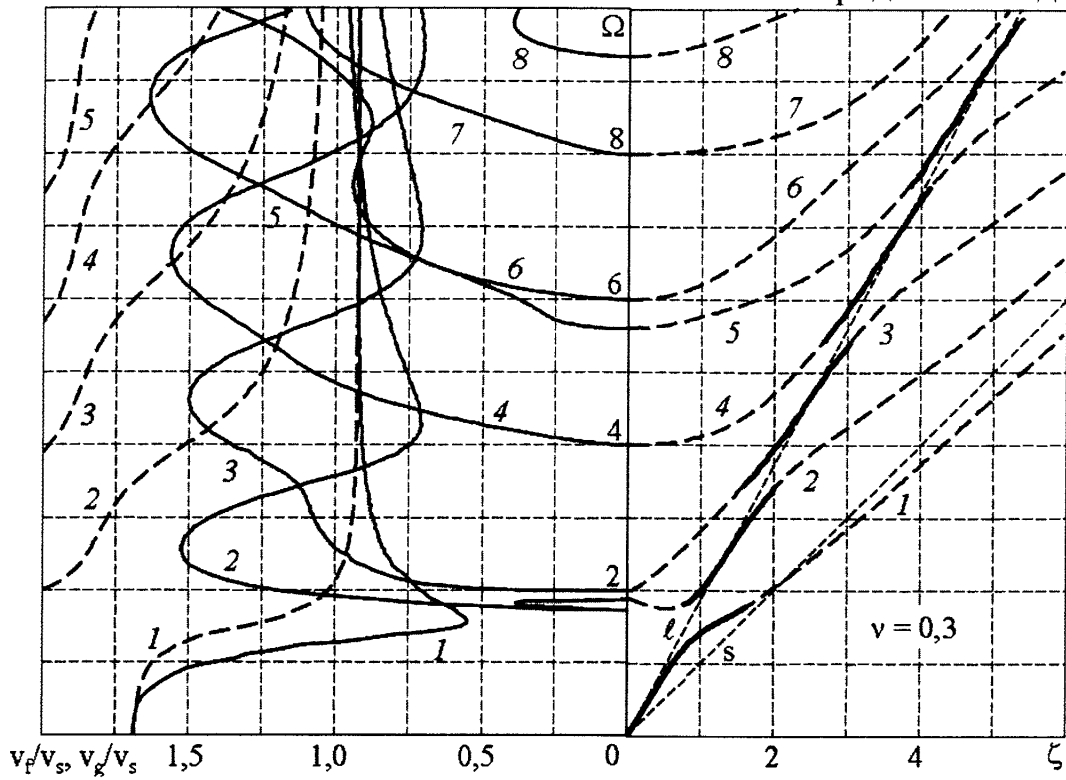


Рис. В.3 – Фазові (-----), групові (————) швидкості (ліва півплощина) і частотний спектр хвильових чисел (права півплощина) симетричних хвиль Лемба

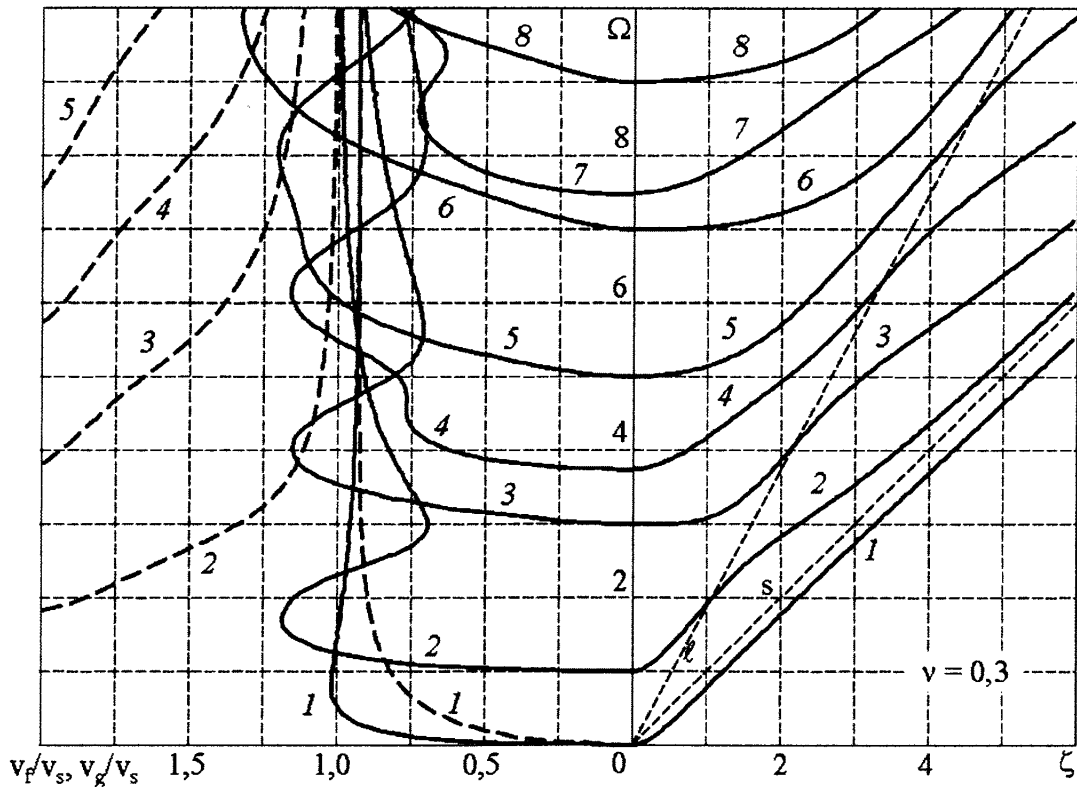


Рис. В.4 – Фазові (-----), групові (————) швидкості (ліва півплощина) і частотний спектр хвильових чисел (права півплощина) антисиметричних хвиль Лемба

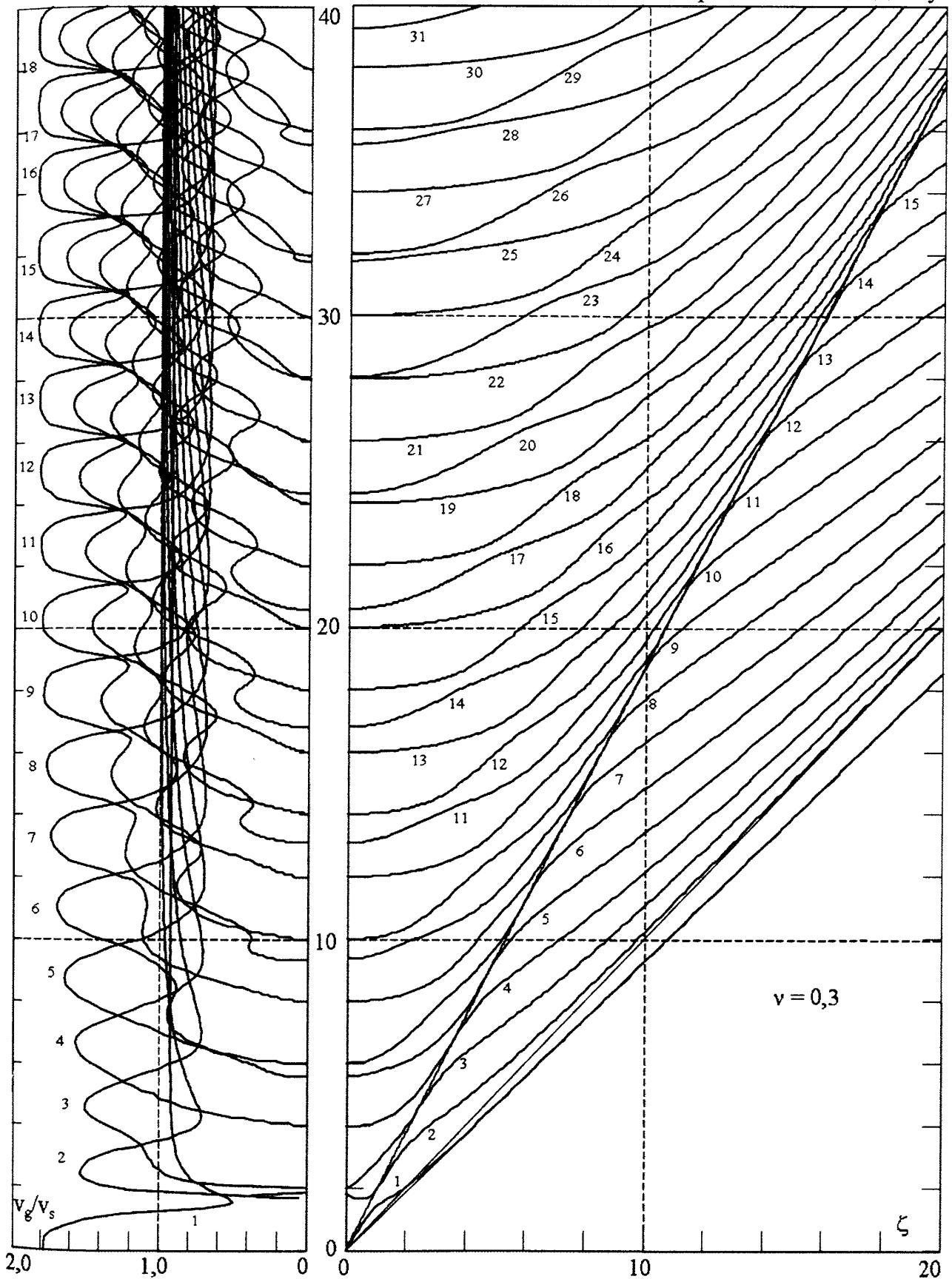


Рис. В.5 – Хвильові числа (права півплощина) і групові швидкості (ліва півплощина) симетричних хвиль Лемба, що поширюються радіально

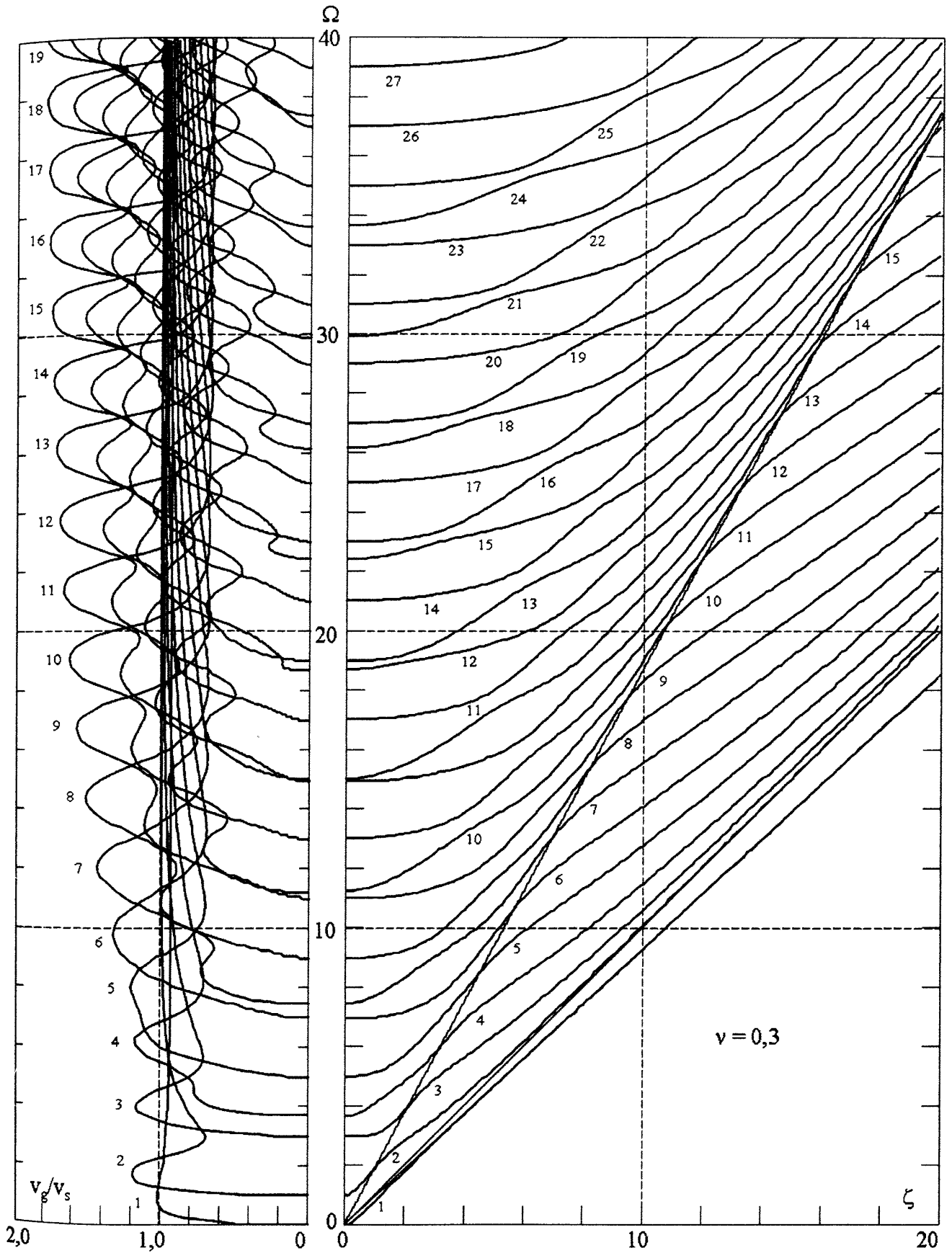


Рис. В.6 - Хвильові числа (права півплощина) і групові швидкості (ліва півплощина) антисиметричних хвиль Лемба, що поширюються радіально

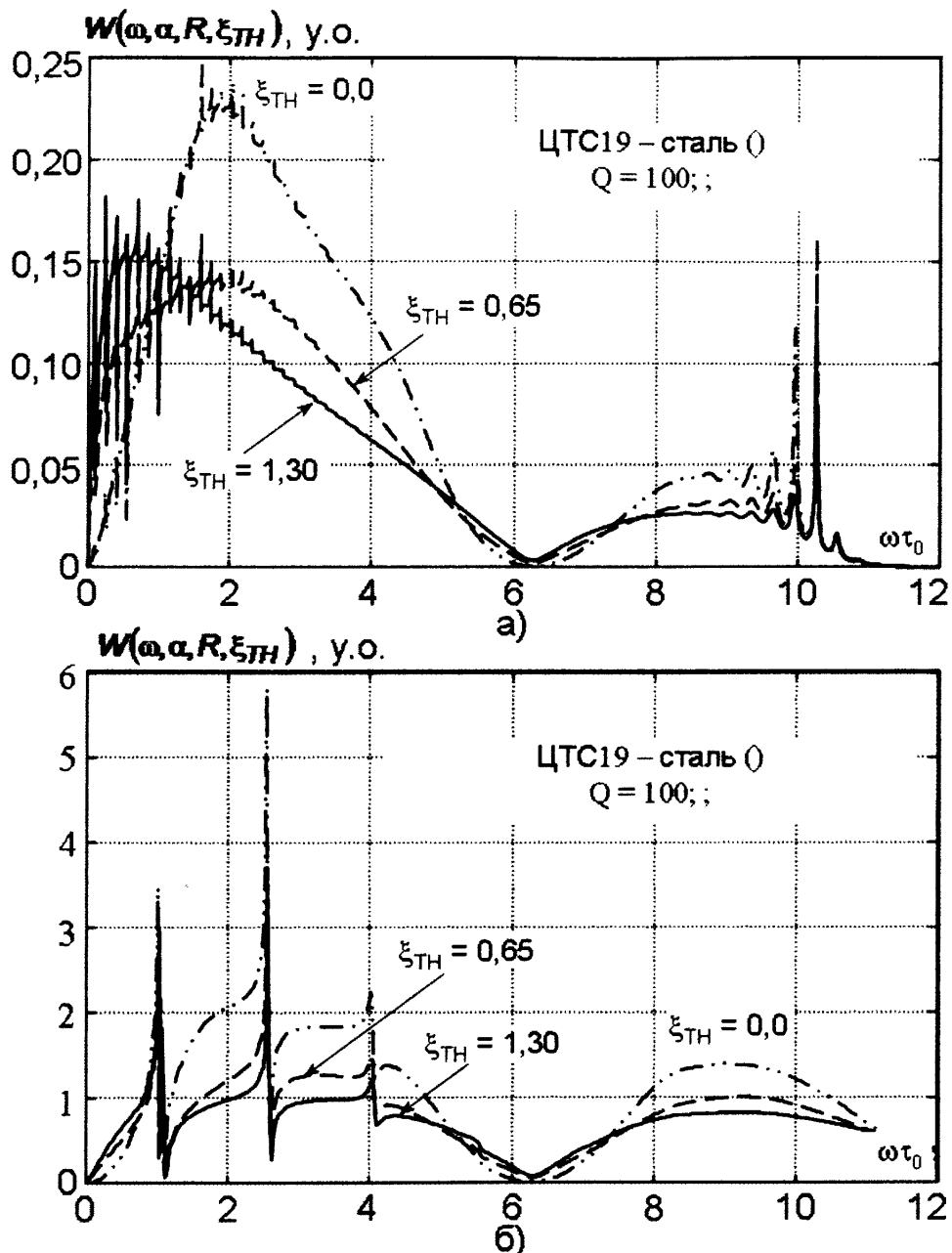


Рис. В.7 – Амплітудно-частотна характеристика перетворювача з дисковим п'єзоелектричним елементом

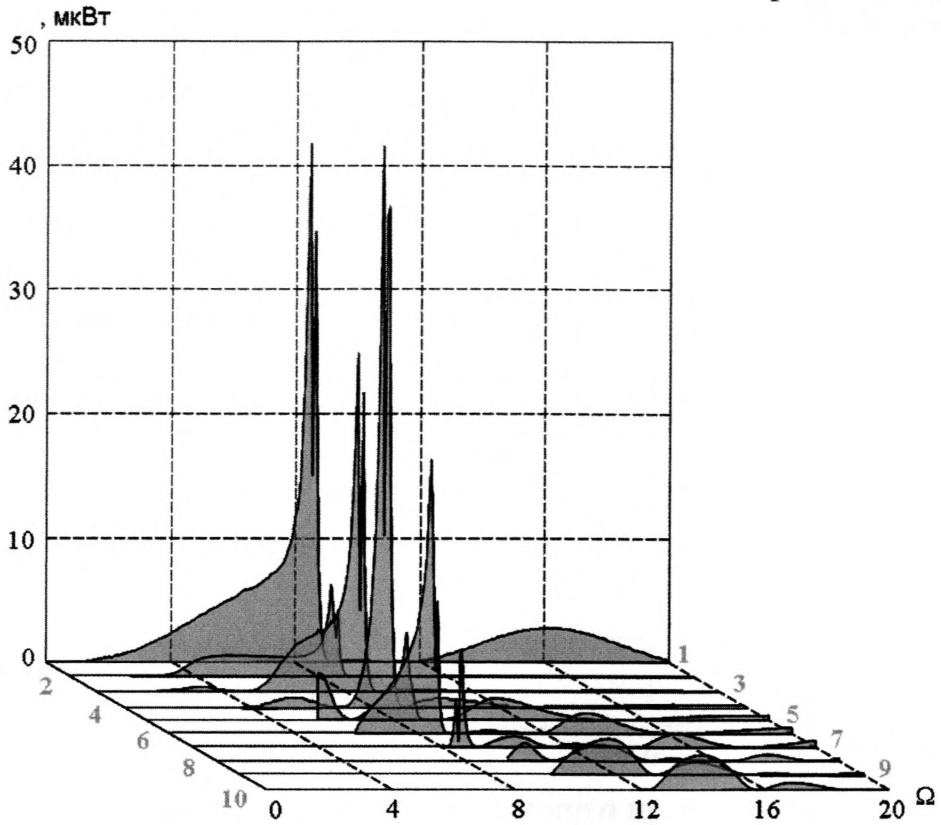


Рис. В.8 – Потокі потужності, що виносяться першими десятима симетричними хвилями Лемба, що поширюються у радіальному напрямку

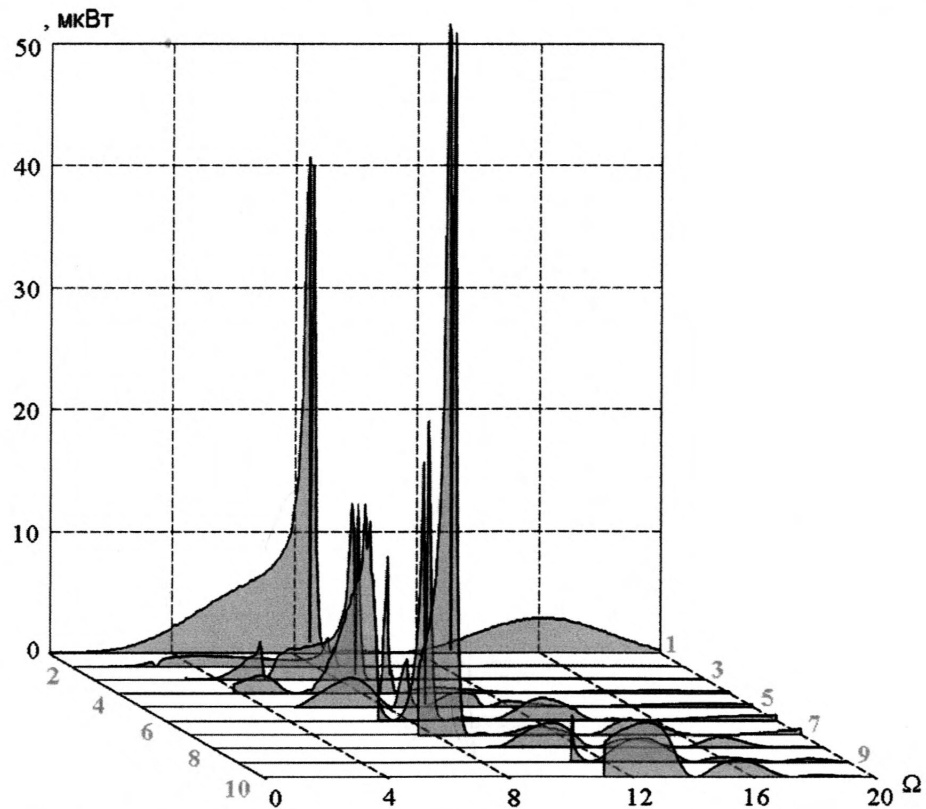


Рис. В.9 – Потокі потужності, що виносяться першими десятима антисиметричними хвилями Лемба, що поширюються у радіальному напрямку

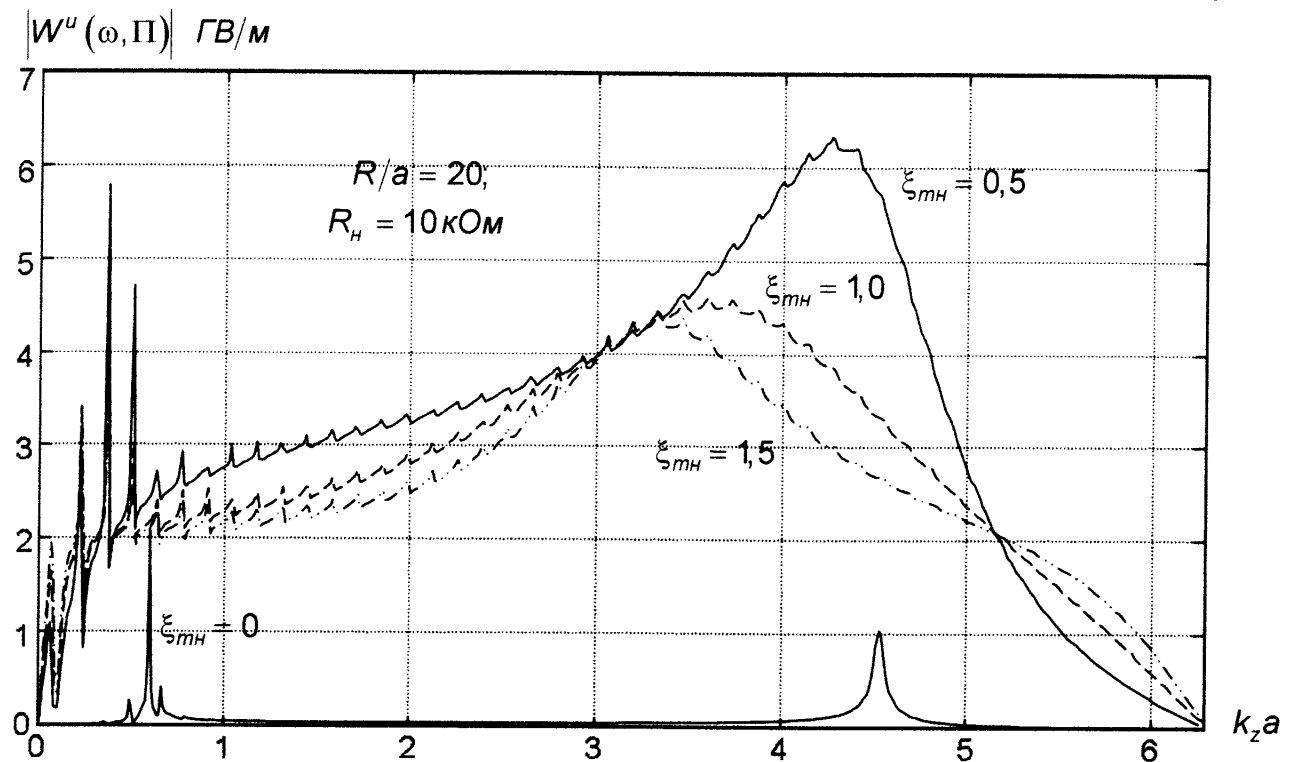


Рис. В.10 – Модуль чутливості п'єзоелектричного приймача ультразвукових хвиль для різних значень відносного акустичного імпедансу тилового акустичного навантаження перетворювача

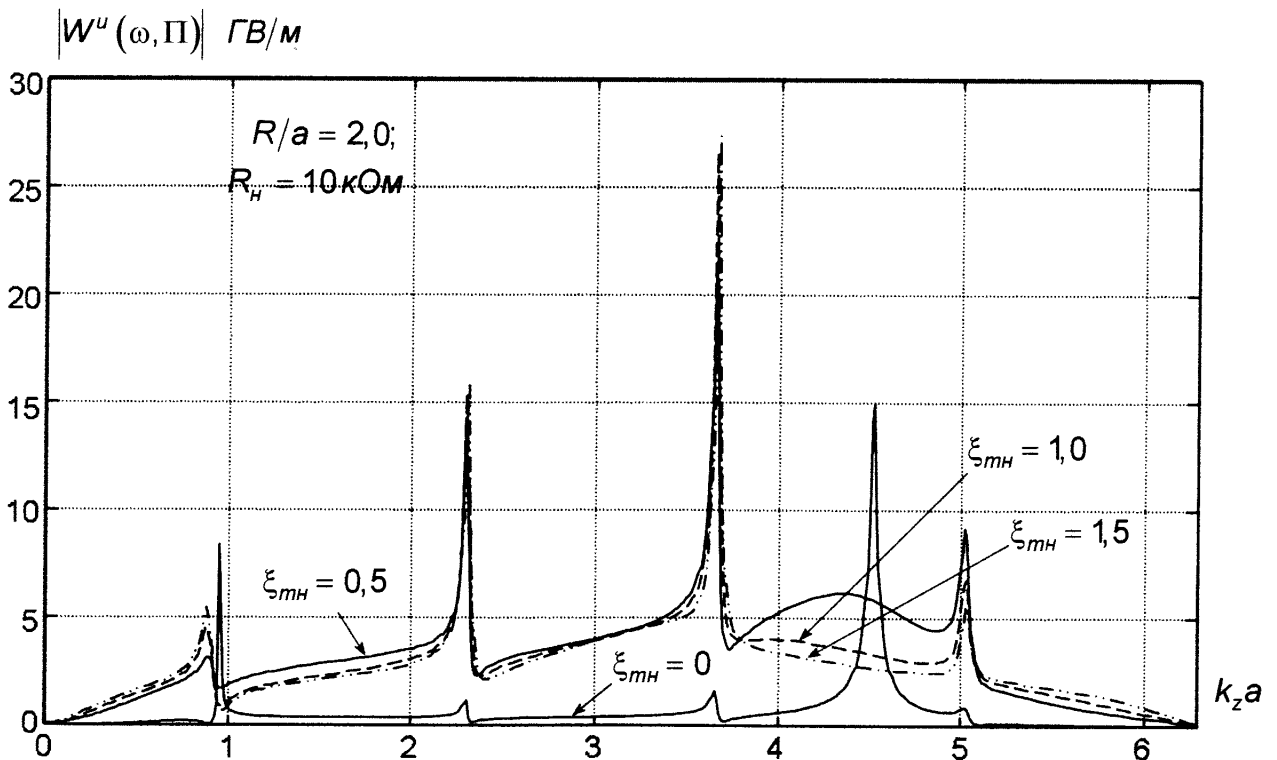


Рис. В.11 – Модуль чутливості п'єзоелектричного приймача ультразвукових хвиль з диском малого діаметру для різних значень відносного акустичного імпедансу тилового акустичного навантаження перетворювача



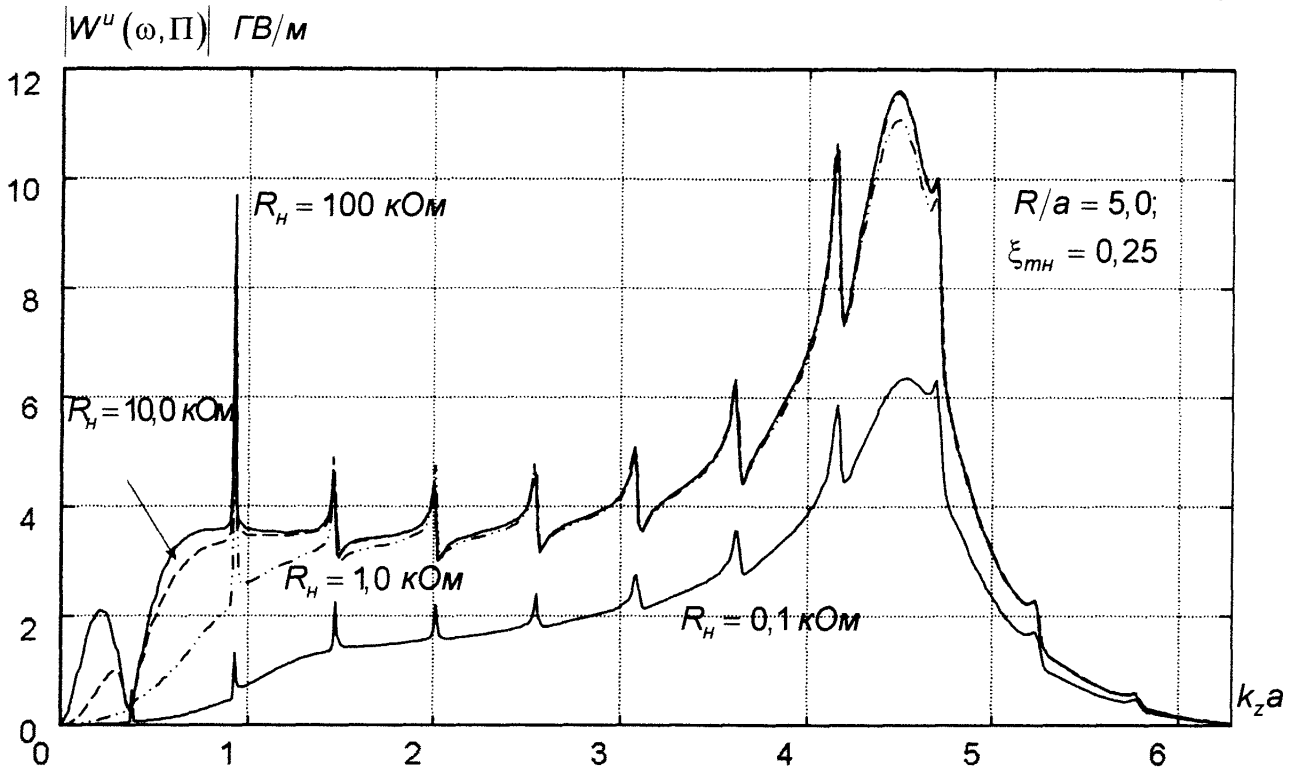


Рис. В.12 – Модуль чутливості п'єзоелектричного приймача ультразвукових хвиль для різних значень електричного навантаження перетворювача

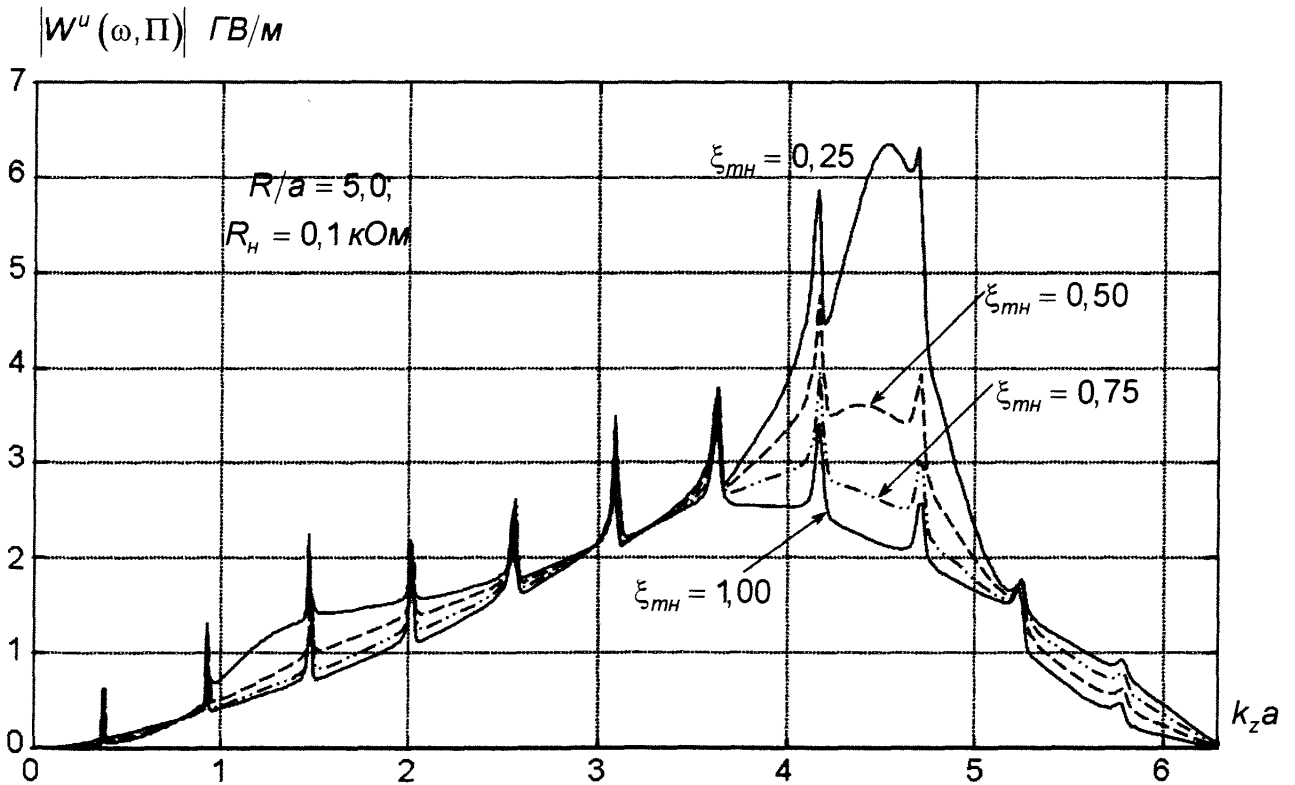


Рис. В.13 – Модуль чутливості п'єзоелектричного приймача ультразвукових хвиль для різних значень відносного акустичного імпедансу тилового навантаження перетворювача

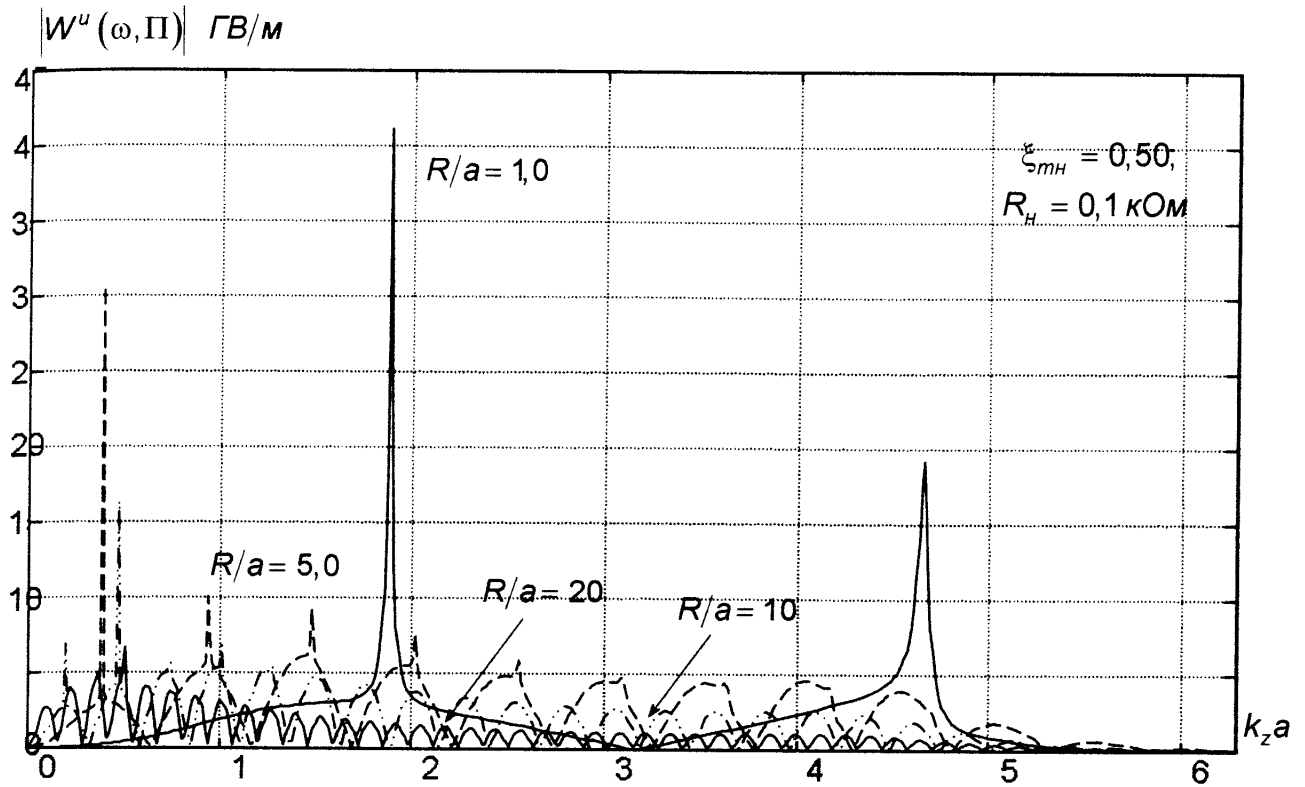


Рис. В.14 – Модуль чутливості п'єзоелектричного приймача ультразвукових хвиль з урахуванням усереднення по площі механічного контакту для різних радіусів чутливого елемента

## ДОДАТОК Г

**Параметри поширення ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в стінці труби в частотній області та модель загасання їх амплітуди**

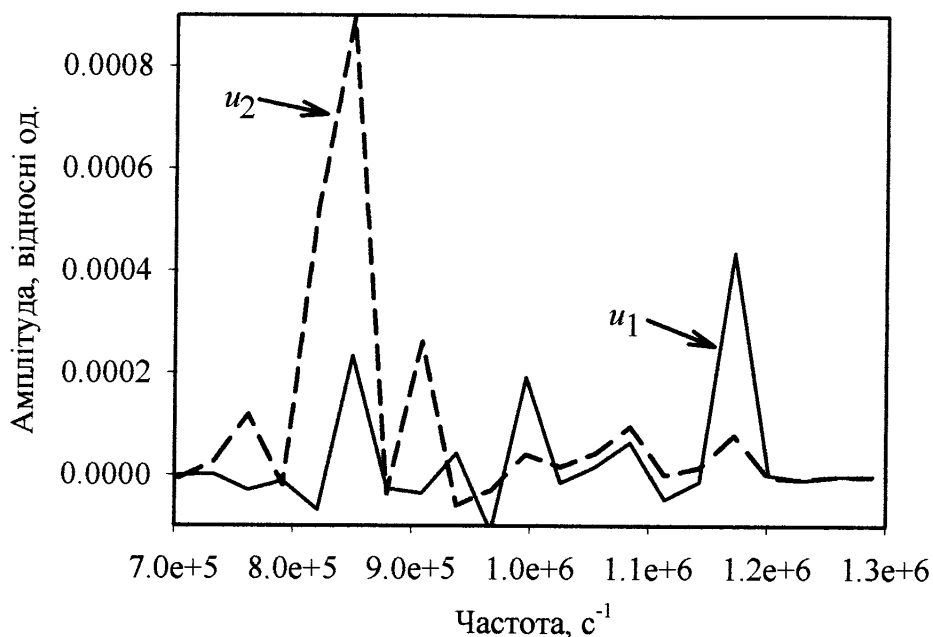


Рис. Г.1 – Спектр сигналу УСКХ всередині стінки труби на віддалі  $\pi/2$  по околу труби діаметром 720 мм від місця генерування

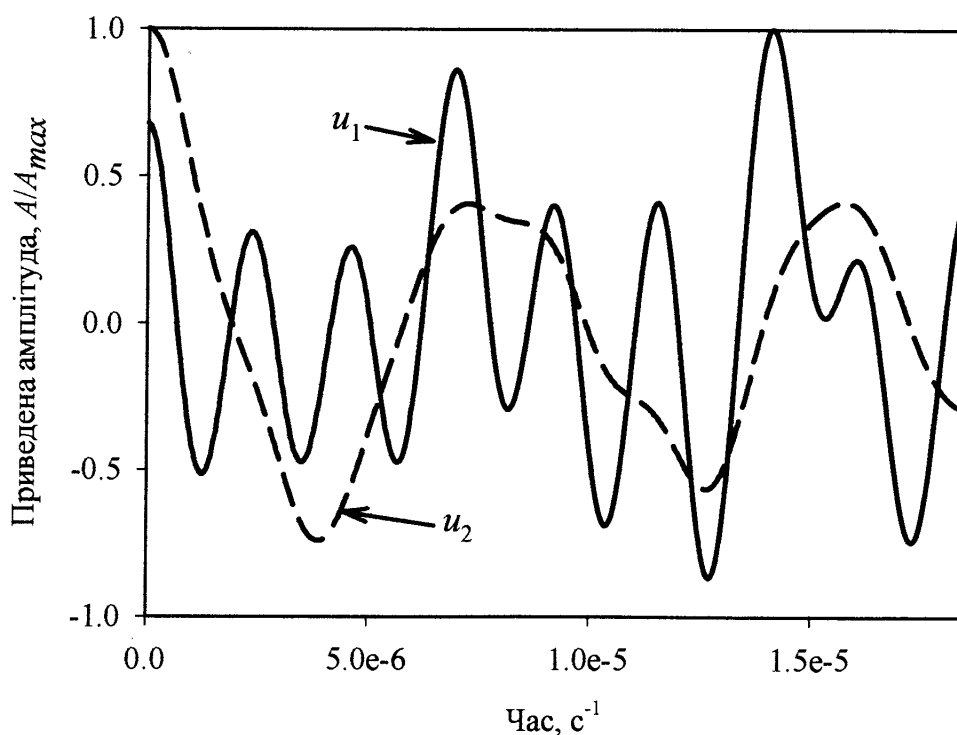


Рис. Г.2 – Сигнал УСКХ всередині стінки труби на віддалі  $\pi/2$  по околу труби діаметром 720 мм від місця генерування

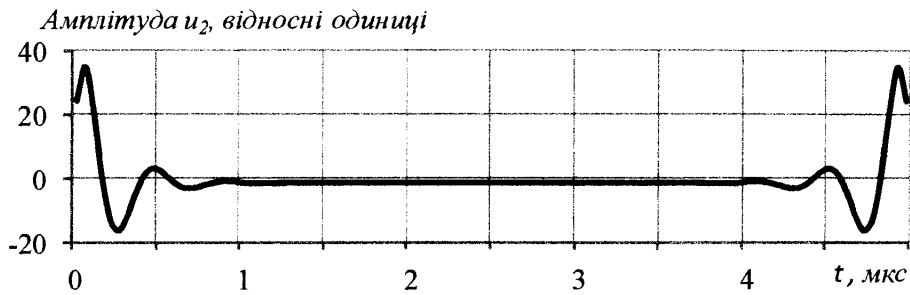
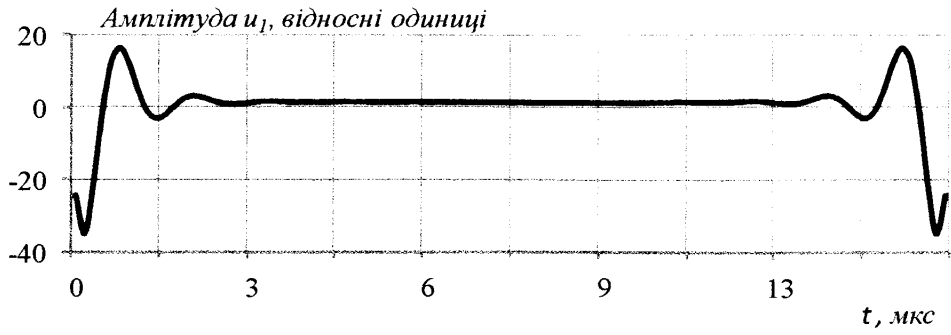


Рис. Г.3 – Зворотнє перетворення Фур'є змодельованого сигналу поширення пластинчатої хвилі в пружному середовищі.

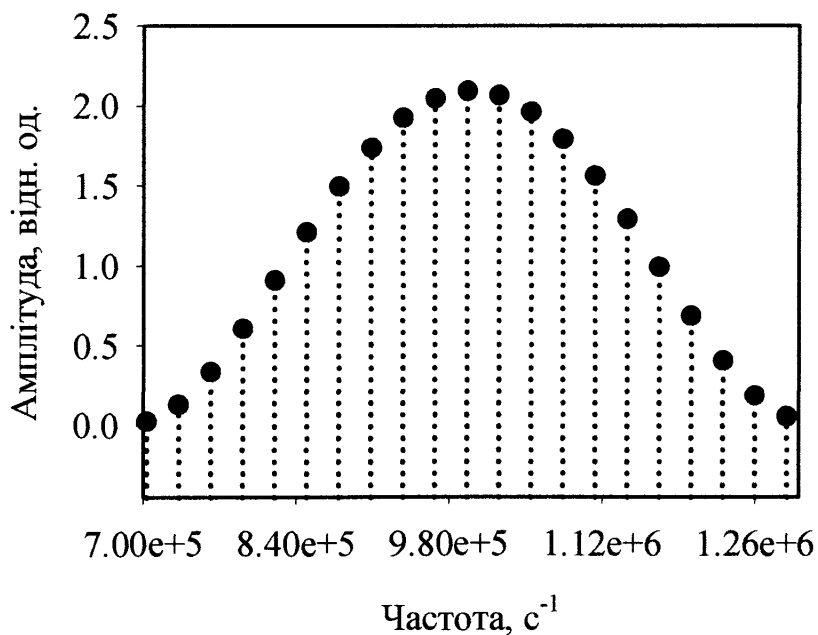


Рис. Г.4 – Дискретний збуджуючий імпульс в частотній області

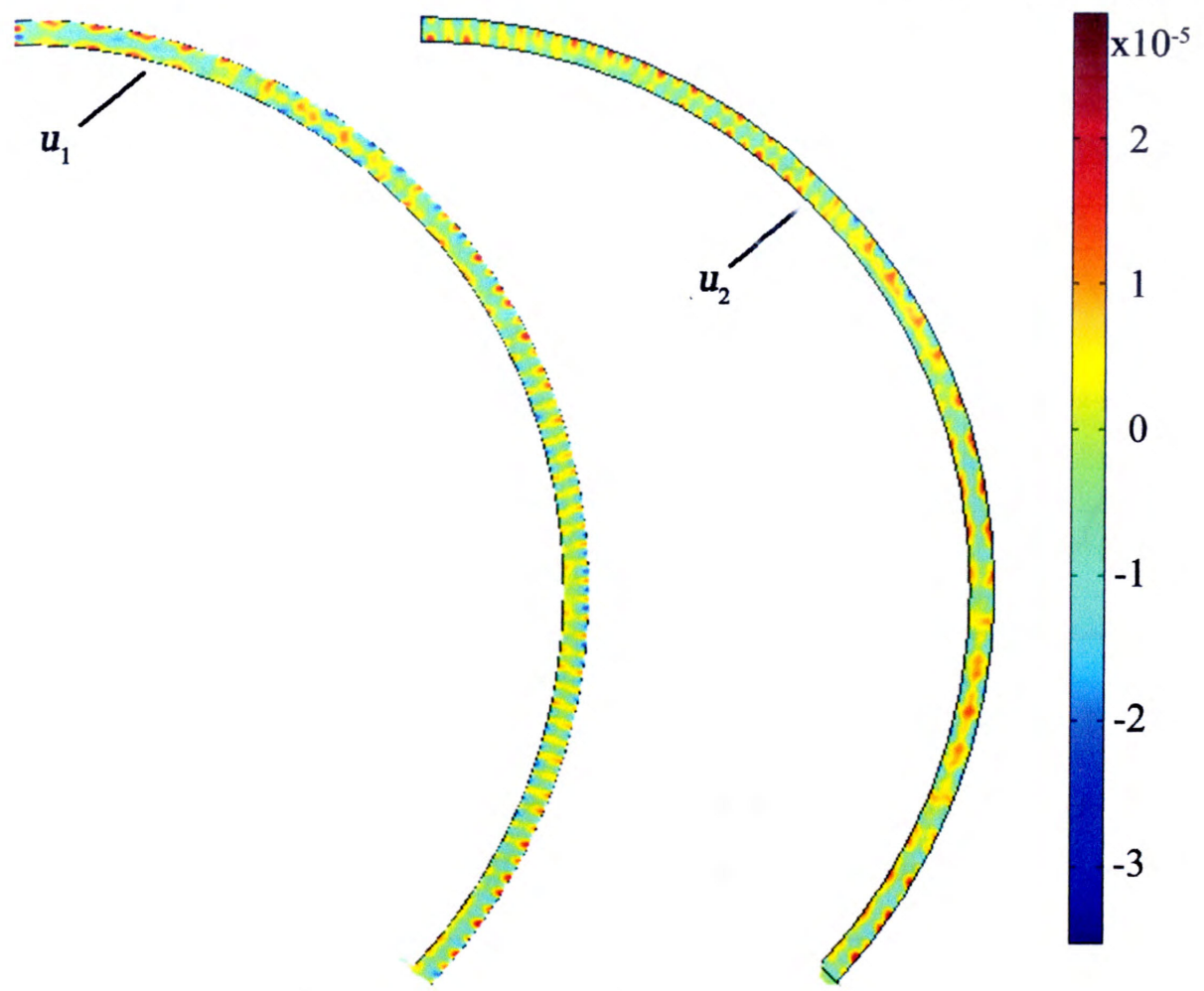


Рис. Г.5 – Розподіл амплітуд спектру УСКХ по товщині стінки труби на частоті 205 кГц:

$u_1, u_2$  – відповідно амплітуди спектрів УСКХ хвиль поляризованих в напрямках осей  $x_1, x_2$

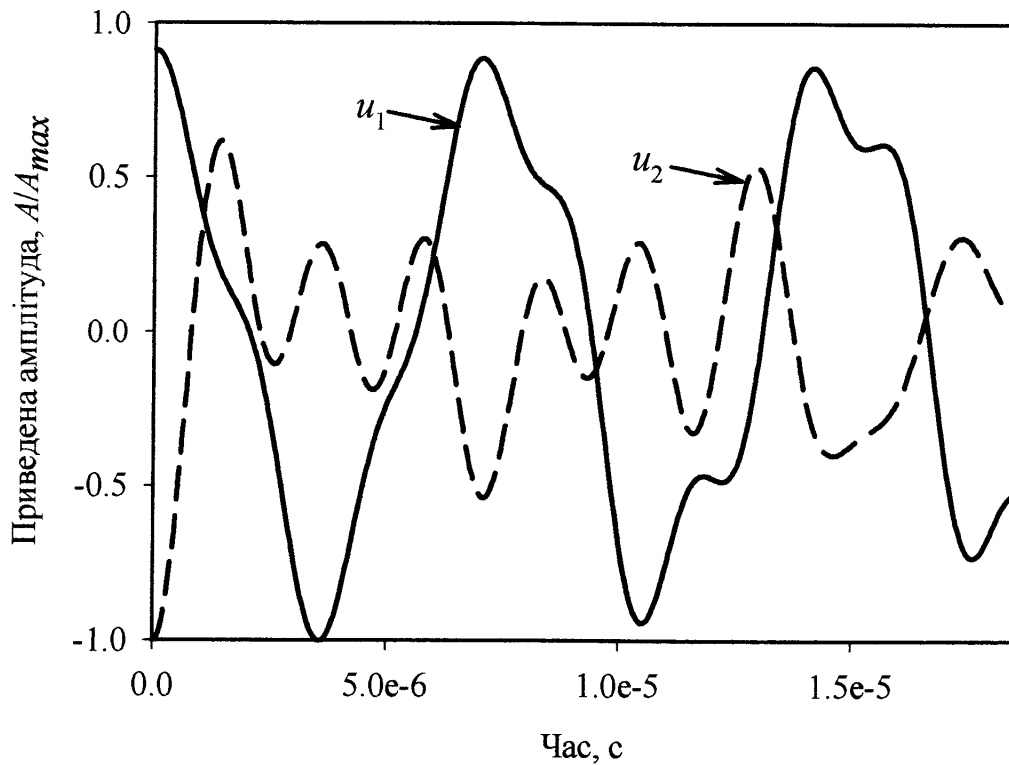


Рис. Г.6 – Сигнал УСКХ на поверхні труби на віддалі  $\pi/2$  по околу труби діаметром 720 мм від місця генерування

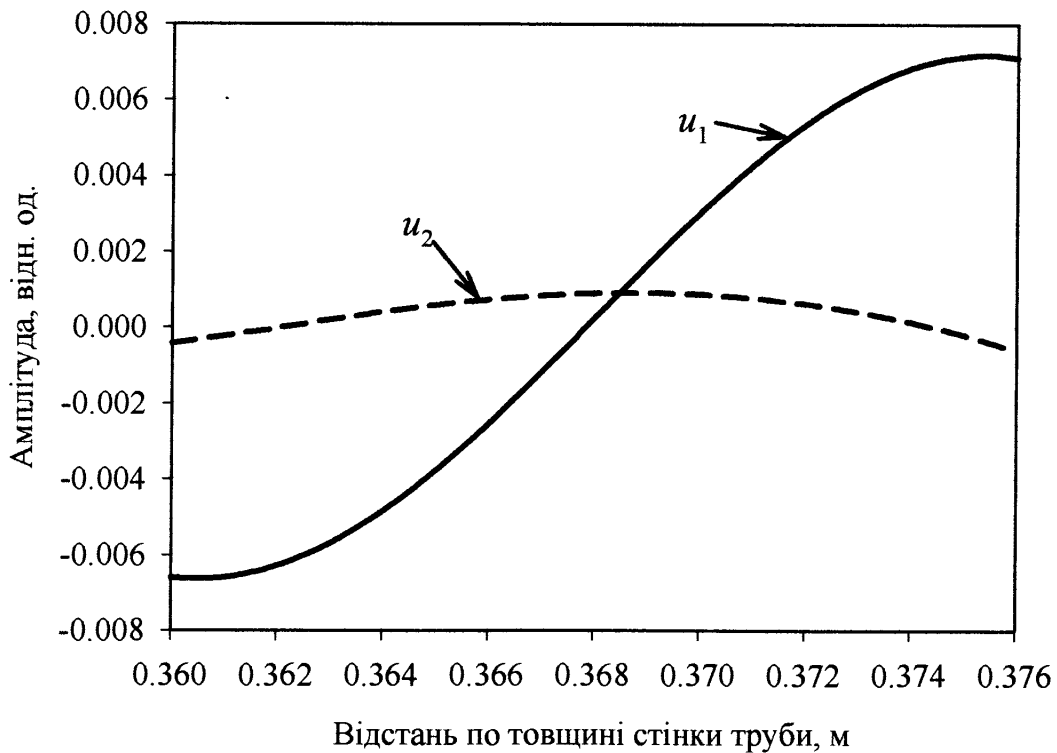


Рис. Г.7 – Розподіл амплітуд УСКХ по товщині стінки труби на віддалі  $\pi/2$  по околу труби діаметром 720 мм від місця генерування

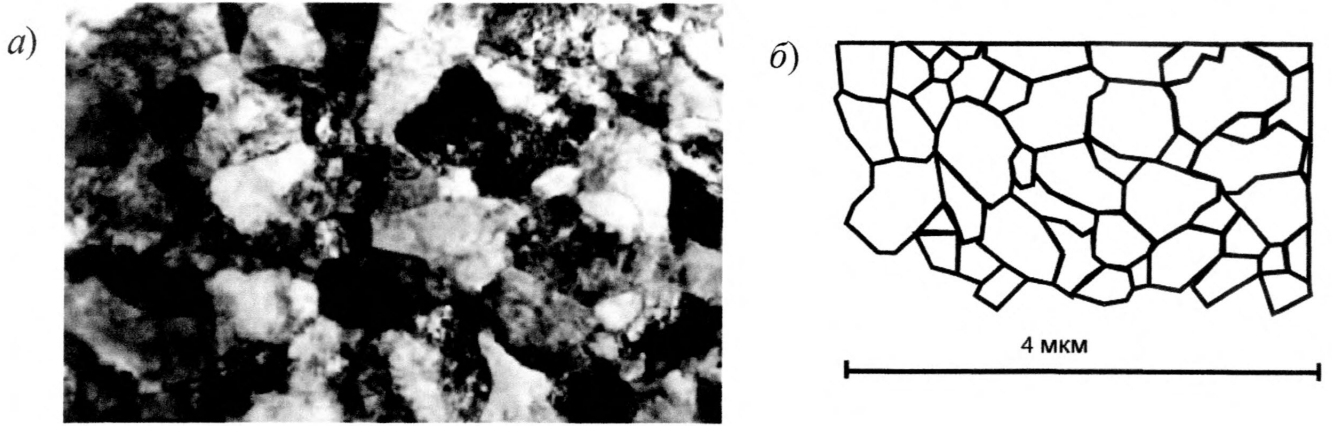


Рис. Г.8 – Мікроструктура грубної сталі:

а) фото, отримане просвічуючим електронним мікроскопом маловуглецевої сталі (0.15% С); б) границі зерен

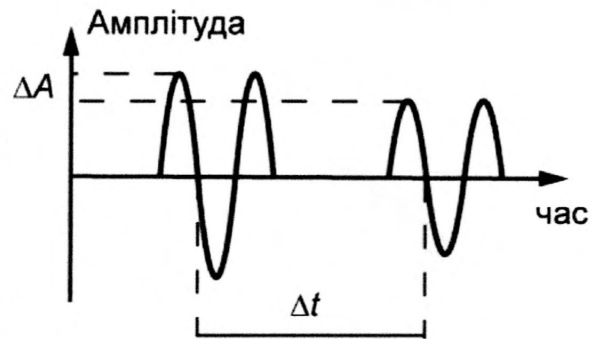


Рис. Г.9 – Визначення загасання амплітуди сигналу

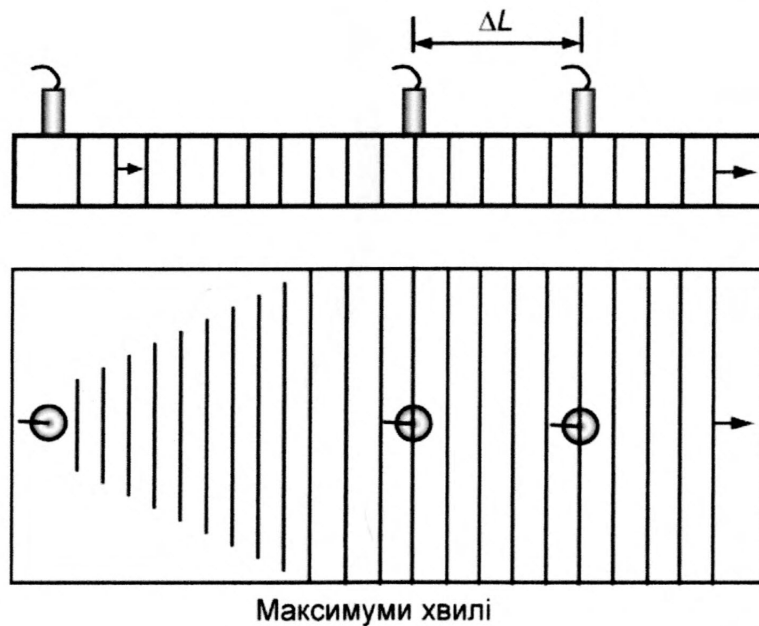


Рис. Г.10 – Експериментальне дослідження загасання амплітуди УСКХ

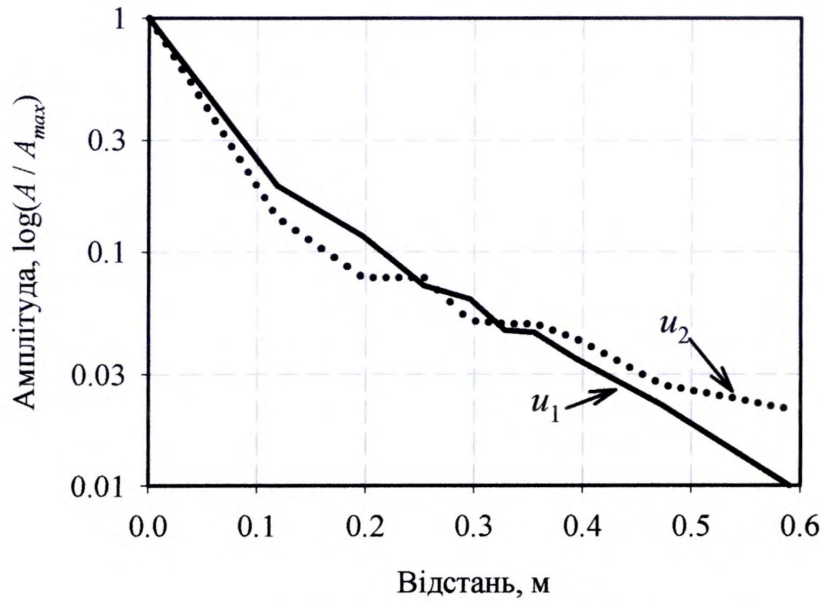


Рис. Г.11 – Загасання амплітуди УСКХ від пройденої відстані на частоті 159 кГц в стінці труби діаметром 720 мм при значенні уявної складової констант жорсткості 2 % від  $C_{11}$

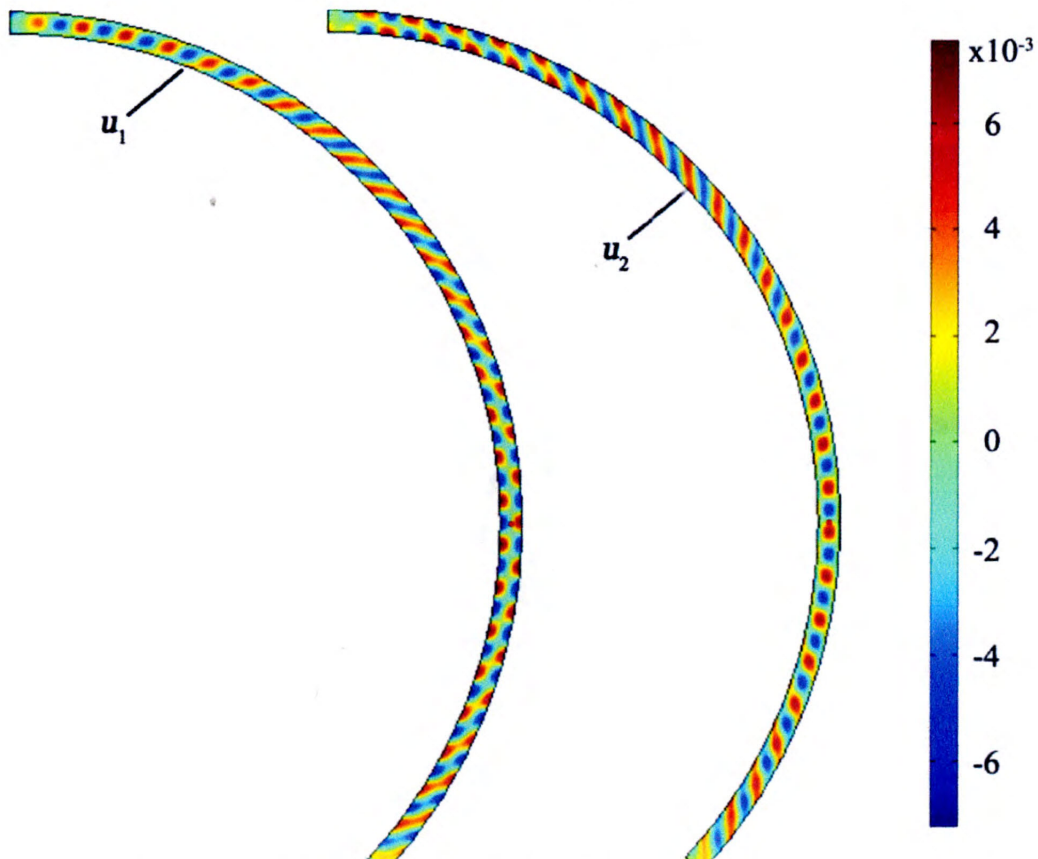


Рис. Г.12 – Розподіл амплітуд спектру УСКХ по товщині стінки труби на частоті 135 кГц:

$u_1, u_2$  – відповідно амплітуди спектрів УСКХ хвиль поляризованих в напрямках осей  $x_1, x_2$



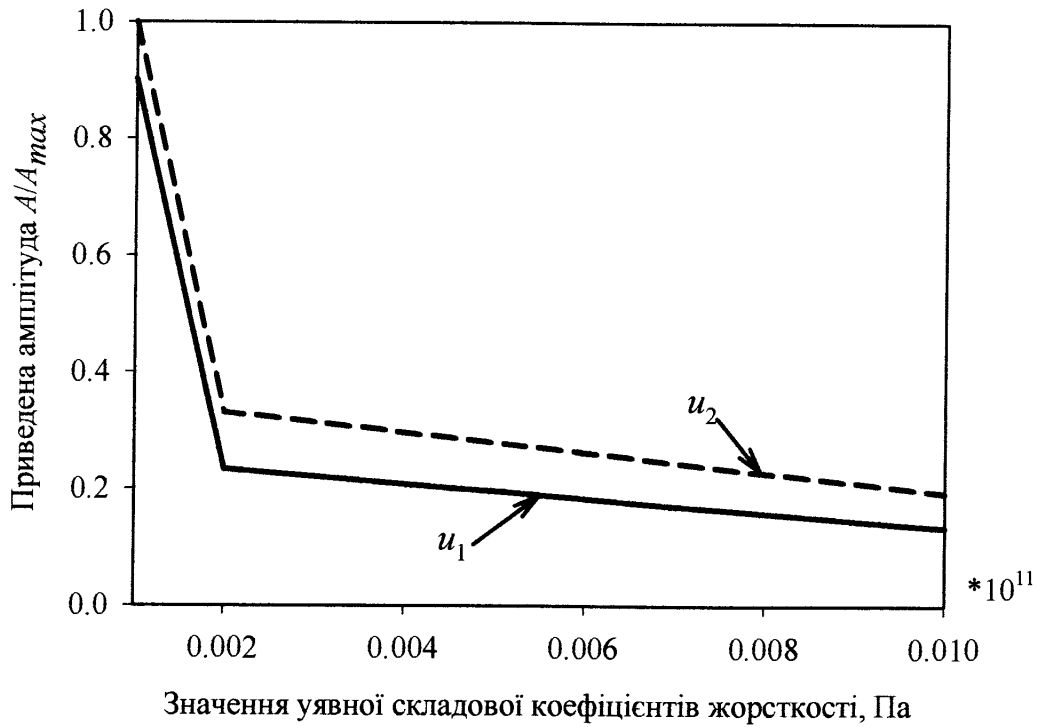


Рис. Г.13 – Загасання амплітуд УСКХ від величини коефіцієнта загасання обчислених на віддалі  $\pi/2$  по околу труби діаметром 720 мм від місця генерування

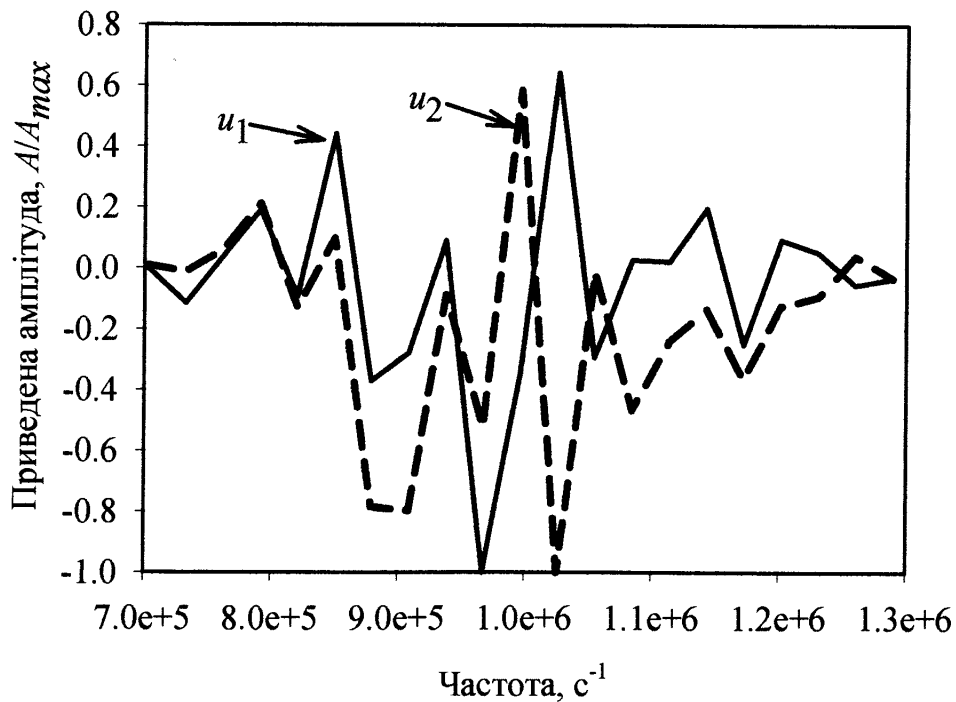


Рис. Г.14 – Спектр сигналу УСКХ на поверхні стінки труби на віддалі  $\pi/2$  по околу труби діаметром 720 мм від місця генерування при коефіцієнті загасання  $2 \cdot 10^7$  Па

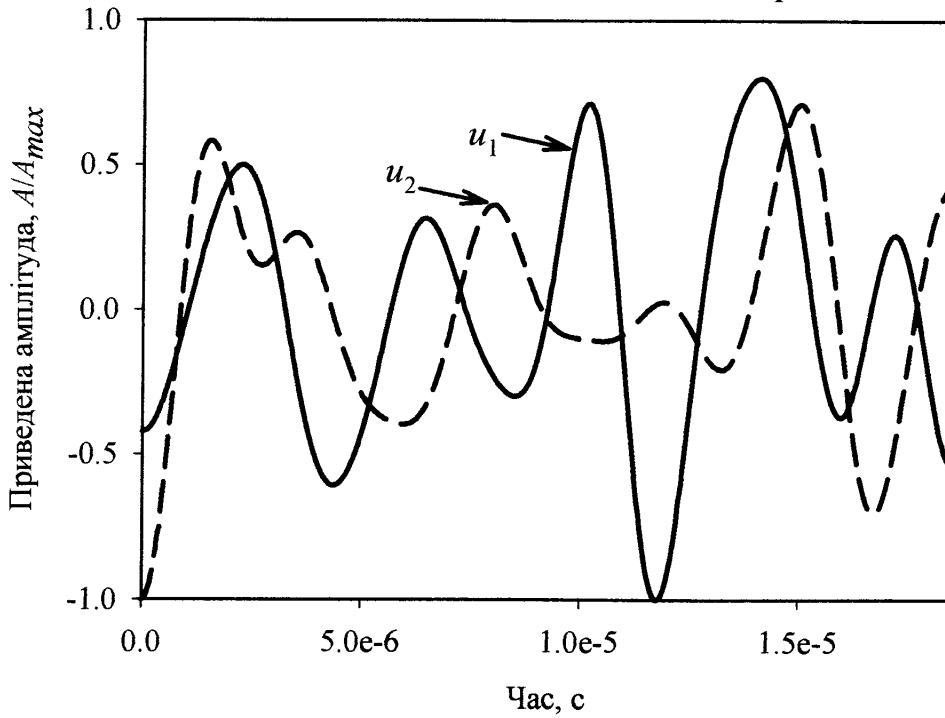


Рис. Г.15 – Сигнал УСКХ на поверхні стінки труби на віддалі  $\pi/2$  по околу труби діаметром 720 мм від місця генерування при коефіцієнті загасання  $2 \cdot 10^7$  Па

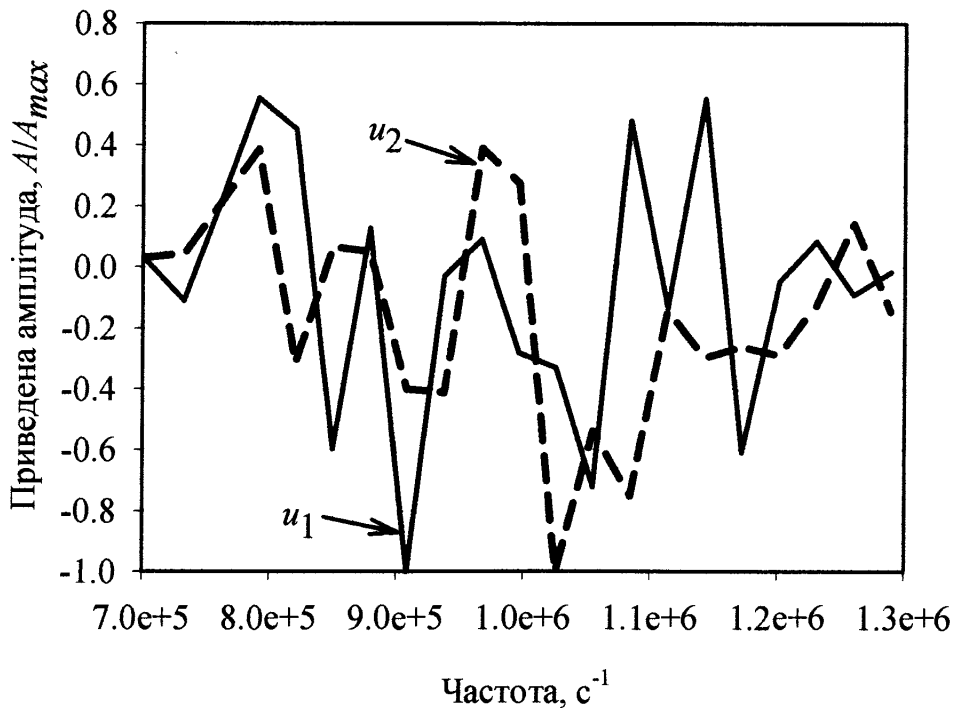


Рис. Г.16 – Спектр сигналу УСКХ на поверхні стінки труби на віддалі  $\pi/2$  по околу труби діаметром 720 мм від місця генерування при коефіцієнті загасання  $2 \cdot 10^8$  Па

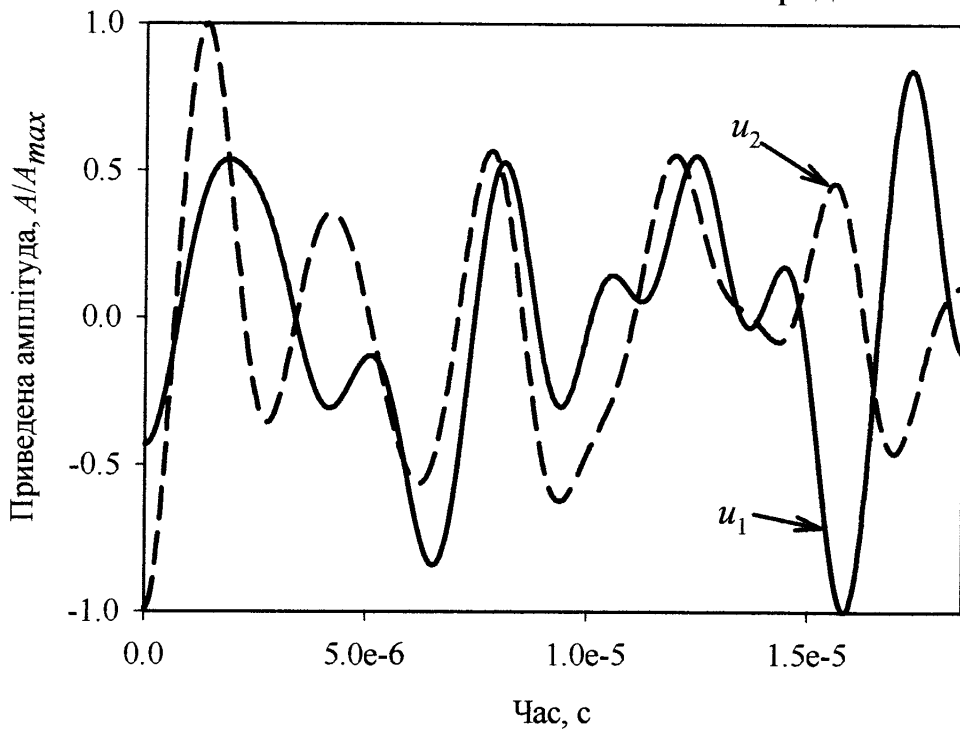


Рис. Г.17 – Сигнал УСКХ на поверхні стінки труби на віддалі  $\pi/2$  по околу труби діаметром 720 мм від місця генерування при коефіцієнті загасання  $2 \cdot 10^8$  Па

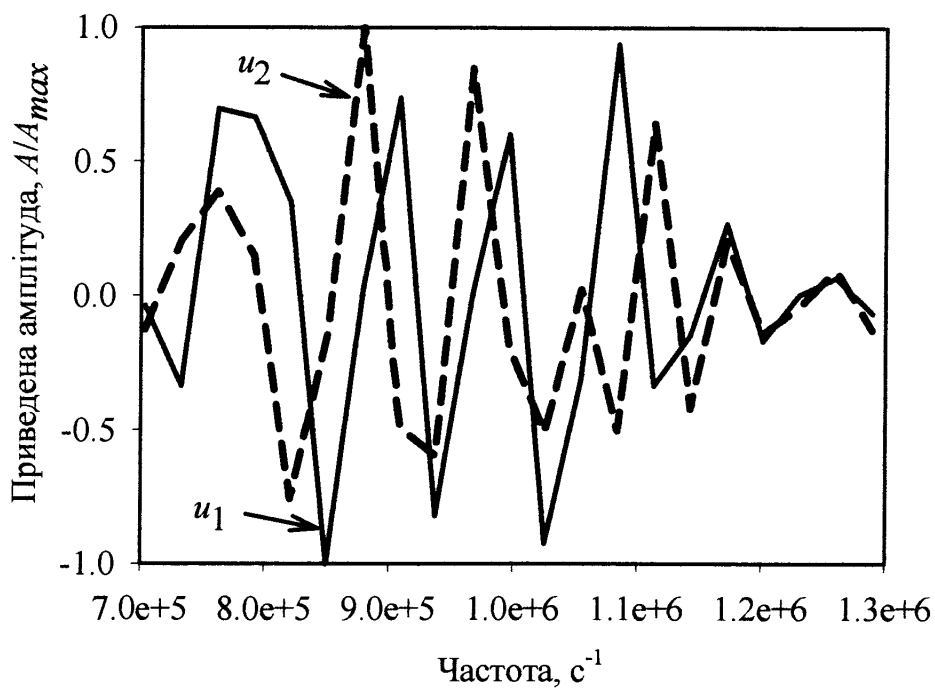


Рис. Г.18 – Спектр сигналу УСКХ на поверхні стінки труби на віддалі  $\pi/2$  по околу труби діаметром 720 мм від місця генерування при коефіцієнті загасання  $2 \cdot 10^9$  Па

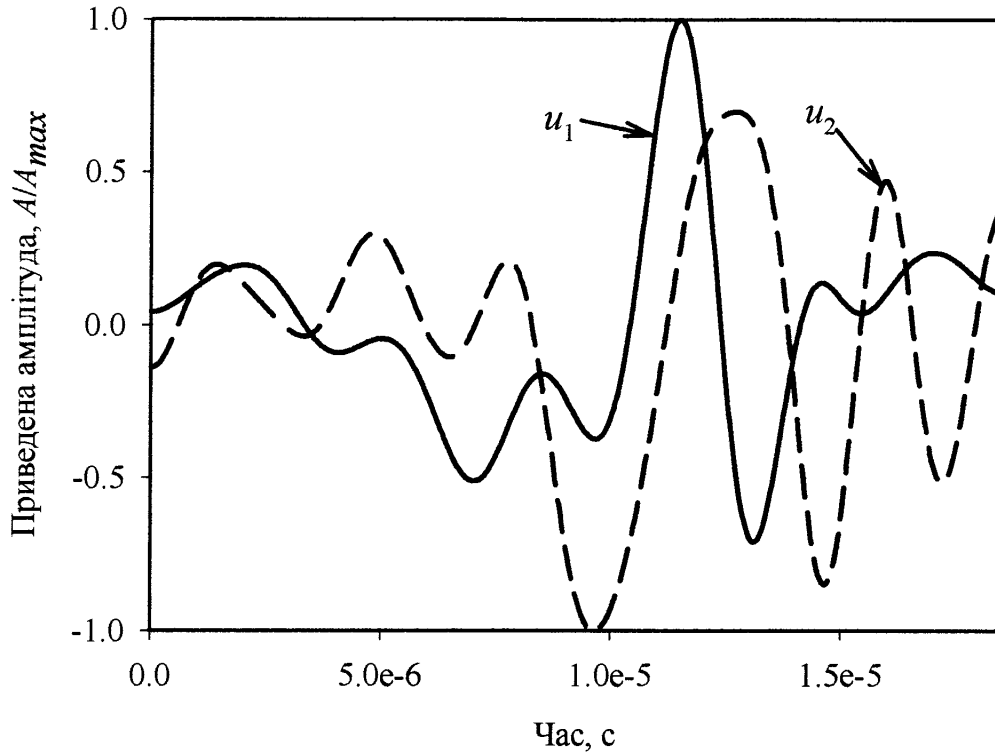


Рис. Г.19 – Сигнал УСКХ на поверхні стінки труби на віддалі  $\pi/2$  по колу труби діаметром 720 мм від місця генерування при коефіцієнті загасання  $2 \cdot 10^9$  Па

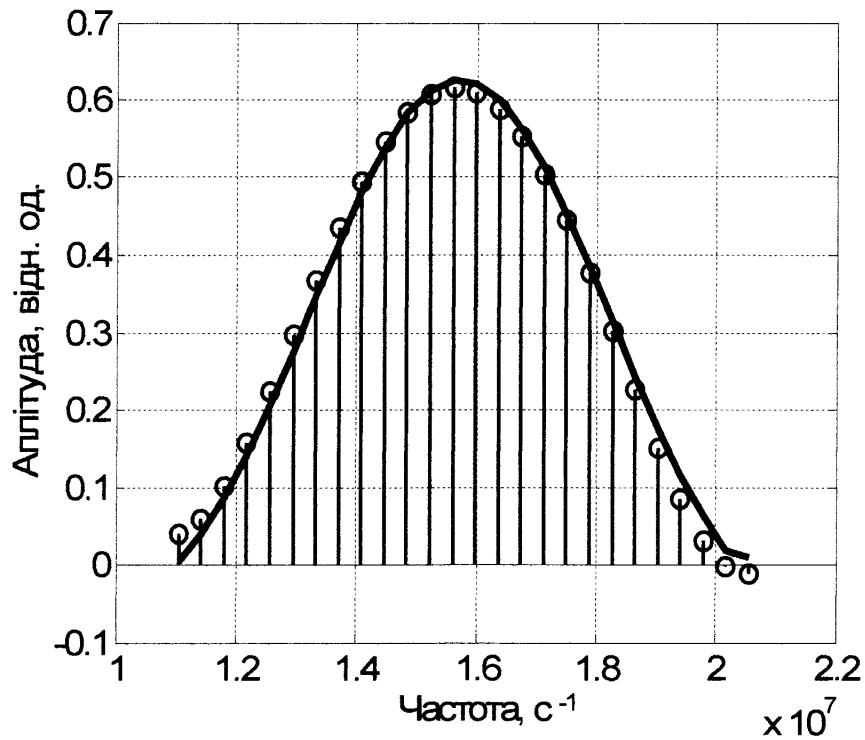


Рис. Г.20 – Дискретний збуджуючий імпульс в частотній області

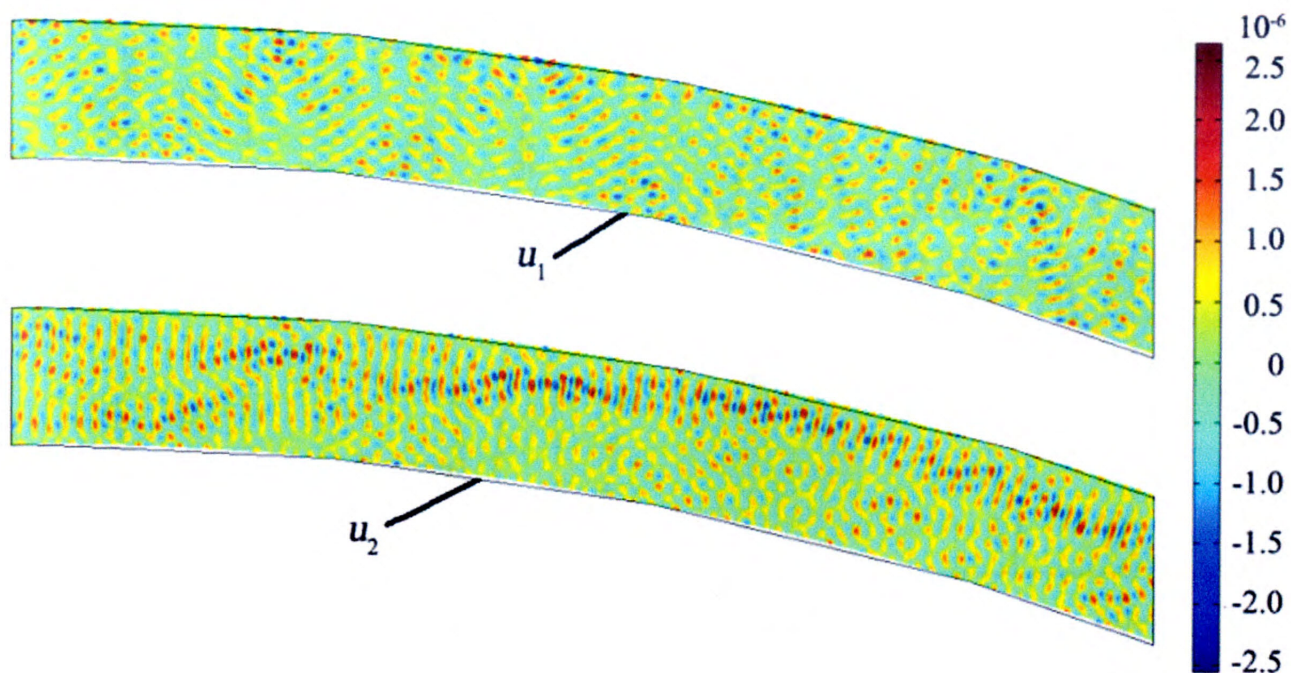


Рис. Г.21 – Розподіл амплітуд спектру УСКХ по товщині стінки труби на частоті 2.5 МГц

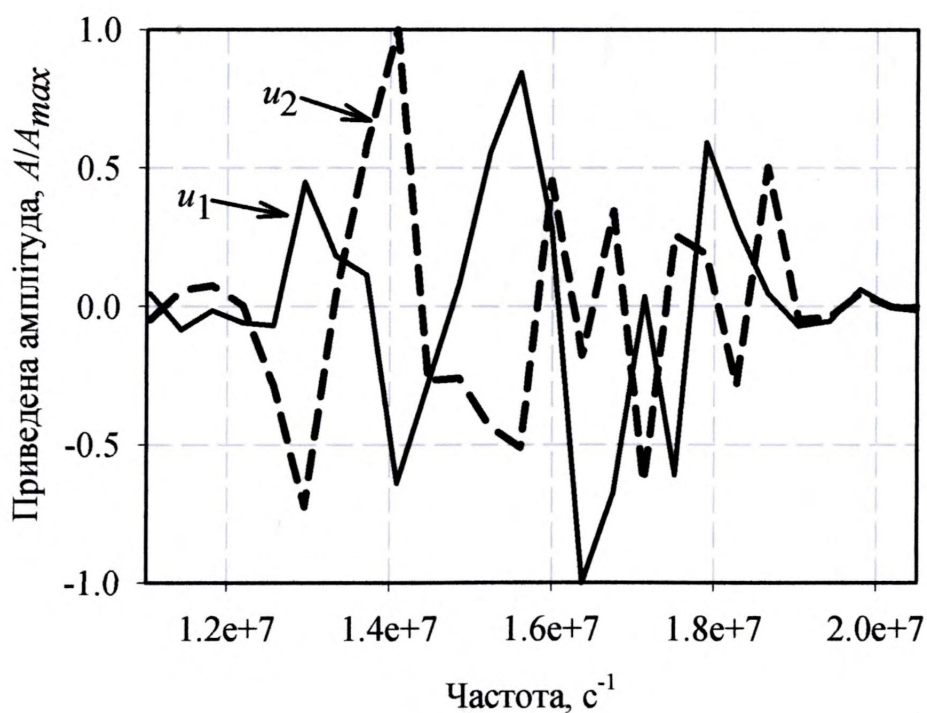


Рис. Г.22 – Спектр сигналу УСКХ частотою 2.5 МГц на поверхні стінки труби на віддалі  $\pi/5$  по околу труби діаметром 720 мм від місця генерування

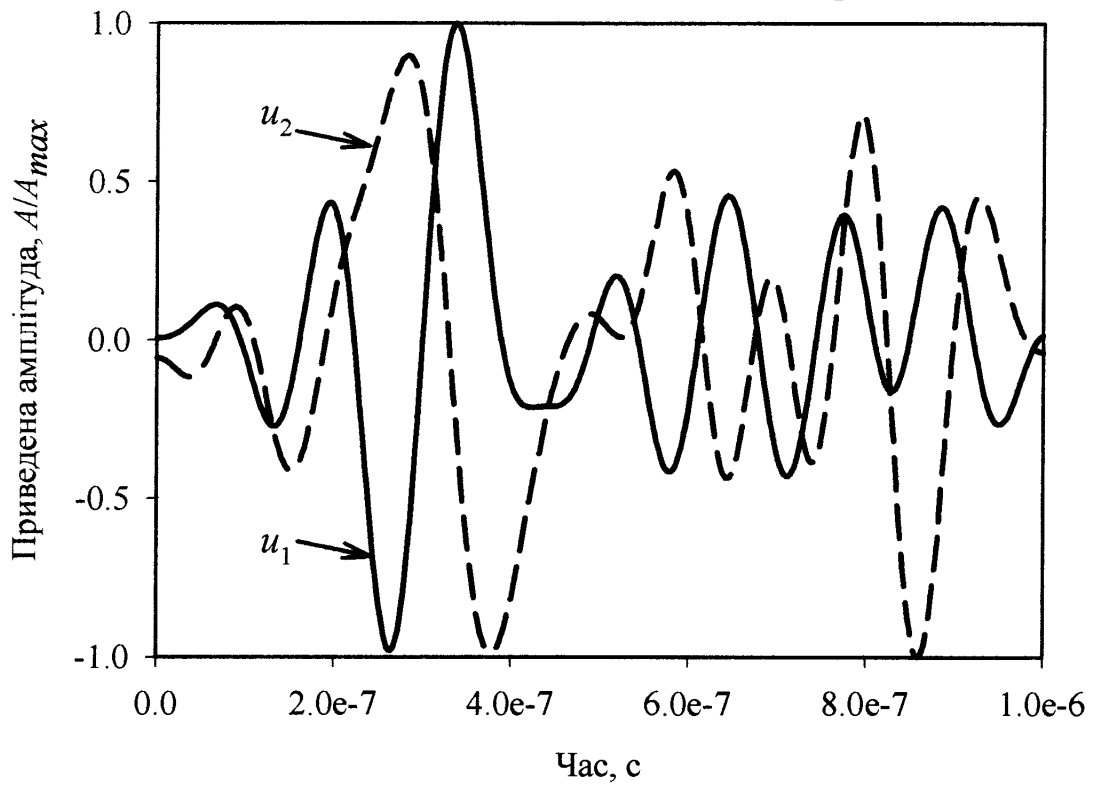


Рис. Г.23 – Сигнал УСКХ частотою 2.5 МГц на поверхні стінки труби на віддалі  $\pi/5$  по околу труби діаметром 720 мм від місця генерування

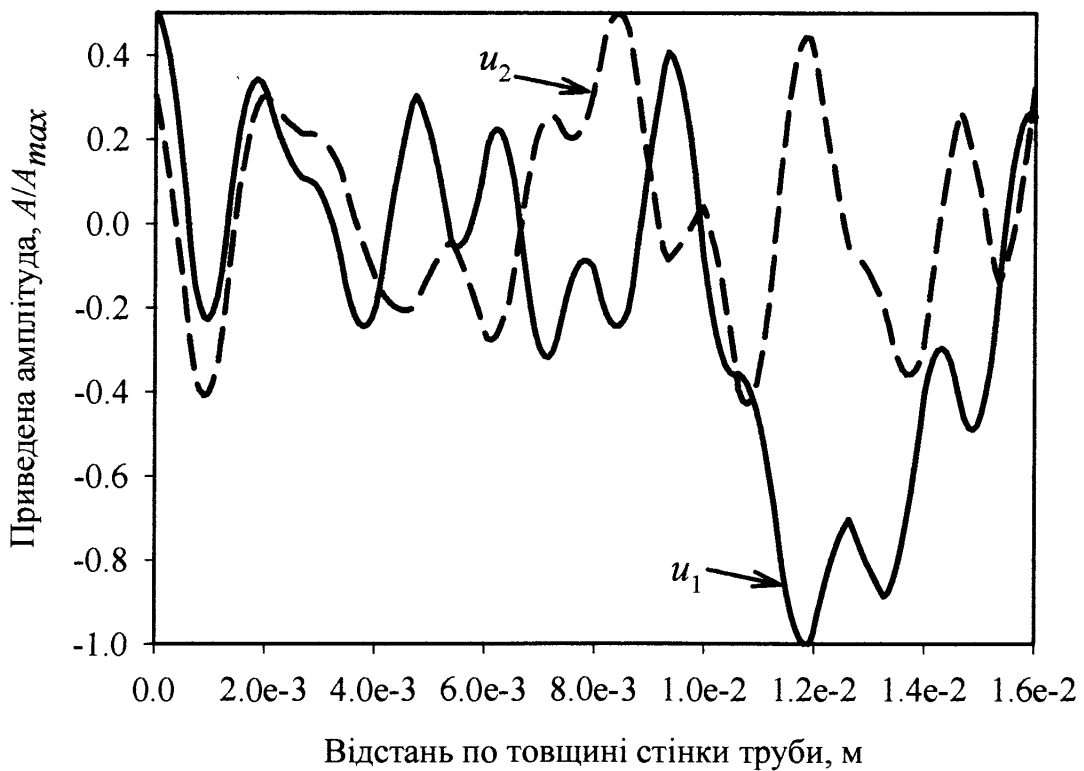


Рис. Г.24 – Розподіл амплітуд УСКХ частотою 2.5 МГц по товщині стінки труби на віддалі  $\pi/5$  по околу труби діаметром 720 мм від місця генерування

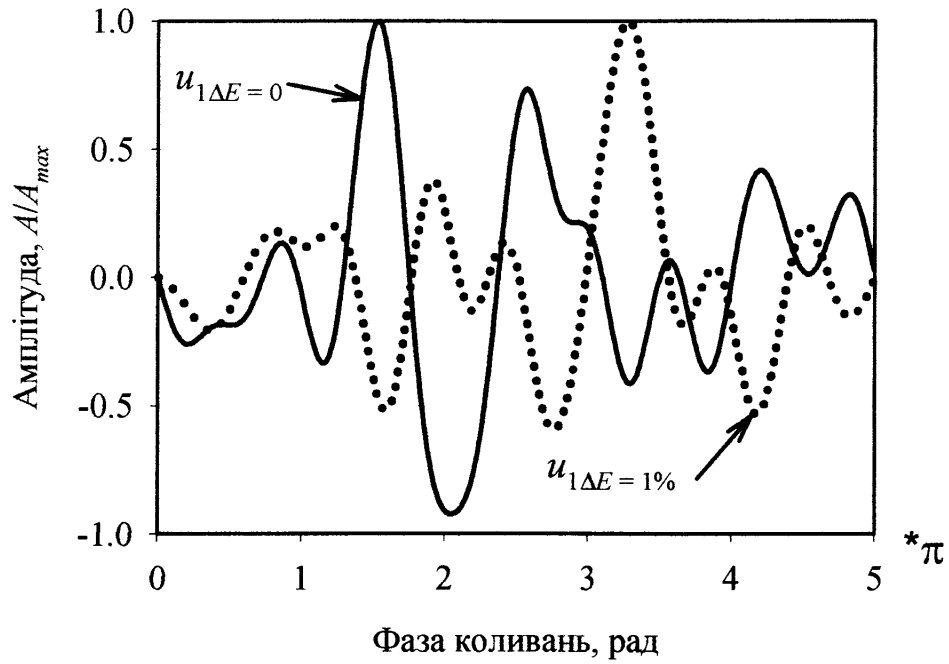


Рис. Г.25 – Зміна фази УСКХ частотою 2.5 МГц від зменшення модуля Юнга на 1 % обчислених на віддалі  $\pi/6$  по околу труби діаметром 720 мм від місця генерування

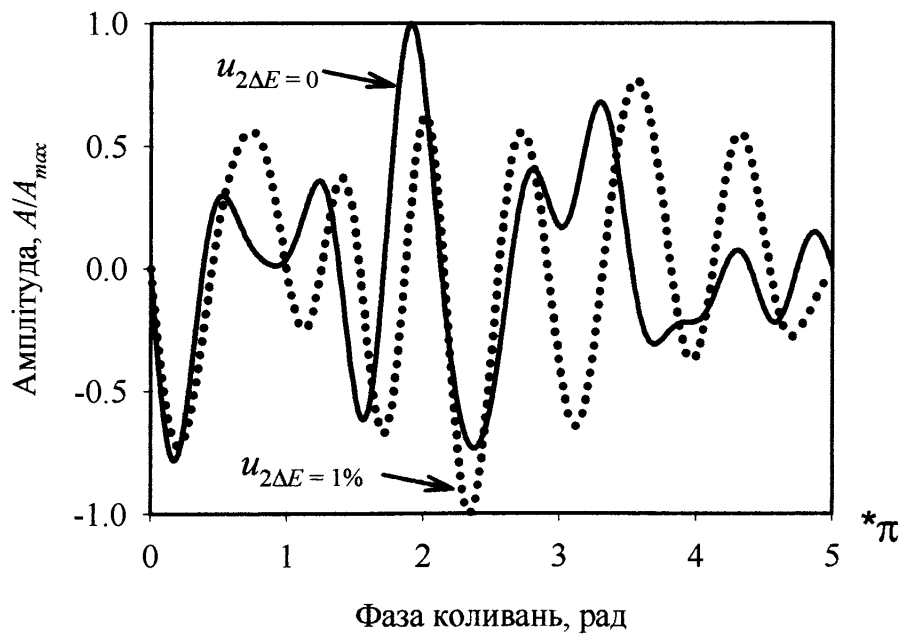


Рис. Г.26 – Зміна фази УСКХ частотою 2.5 МГц від зменшення модуля Юнга на 1 % обчислених на віддалі  $\pi/6$  по околу труби діаметром 720 мм від місця генерування

Фаза коливань УСКХ частотою 2.5 МГц від зменшення модуля Юнга на 5 %  
обчислених на віддалі  $\pi/6$  по околу труби діаметром 720 мм від місця генерування

Фаза, рад	Значення $u_1, A/A_{max}$	Значення $u_2, A/A_{max}$
0.00	0.0000	0.0000
0.49	-0.6971	0.4435
0.98	-0.5104	0.1179
1.47	0.2360	-0.6323
1.96	0.5704	-0.6173
2.45	0.1751	0.3888
2.95	-0.4710	1.0000
3.44	-0.5649	0.3229
3.93	0.2520	-0.6137
4.42	1.0000	-0.4762
4.91	0.5705	0.3853
5.40	-0.3338	0.5164
5.89	-0.5405	-0.2828
6.38	-0.3988	-0.7051
6.87	-0.3293	-0.2322
7.36	0.1008	0.3068
7.85	0.3744	0.3126
8.34	-0.1887	-0.0103
8.84	-0.4013	-0.2398
9.33	0.4529	-0.0946
9.82	0.8666	0.3972
10.31	0.0746	0.7507
10.80	-0.7263	0.4851
11.29	-0.7075	-0.2752
11.78	-0.1860	-0.8641



продовження додатку Г

12.27	0.2373	-0.6601
12.76	0.2319	-0.0121
13.25	0.1553	0.1719
13.74	0.3448	0.0538
14.24	0.4353	0.1863
14.73	0.3226	0.1900
15.22	0.2123	-0.0328

Таблиця Г.2

Фаза коливань УСКХ від зменшення модуля Юнга на 5 % обчислених на віддалі 253 мм по околу труби діаметром 720 мм від місця генерування

Фаза, рад	Значення $u_1, A/A_{max}$	Значення $u_2, A/A_{max}$
0.00	0.0000	0.0000
0.49	-0.3143	-0.1646
0.98	-0.6891	0.4069
1.47	-0.2363	0.6948
1.96	0.5737	0.0170
2.45	0.3816	-0.3872
2.95	-0.3466	-0.0393
3.44	-0.5694	-0.0071
3.93	-0.4123	-0.2587
4.42	-0.0790	-0.1148
4.91	0.3416	-0.1041
5.40	0.4783	-0.6320
5.89	0.2368	-0.7215
6.38	-0.1725	0.2320
6.87	-0.2636	1.0000

продовження додатку Г

7.36	0.4025	0.4209
7.85	1.0000	-0.4401
8.34	0.3661	-0.1125
8.84	-0.7061	0.4933
9.33	-0.8336	-0.0431
9.82	-0.2702	-0.8097
10.31	0.3438	-0.5906
10.80	0.5642	0.0805
11.29	-0.1119	0.4683
11.78	-0.6746	0.5512
12.27	0.0032	0.4894
12.76	0.5947	0.2846
13.25	0.0659	-0.0812
13.74	-0.3056	-0.2815
14.24	-0.0190	-0.1618
14.73	-0.1030	-0.0311
15.22	-0.3836	-0.0111

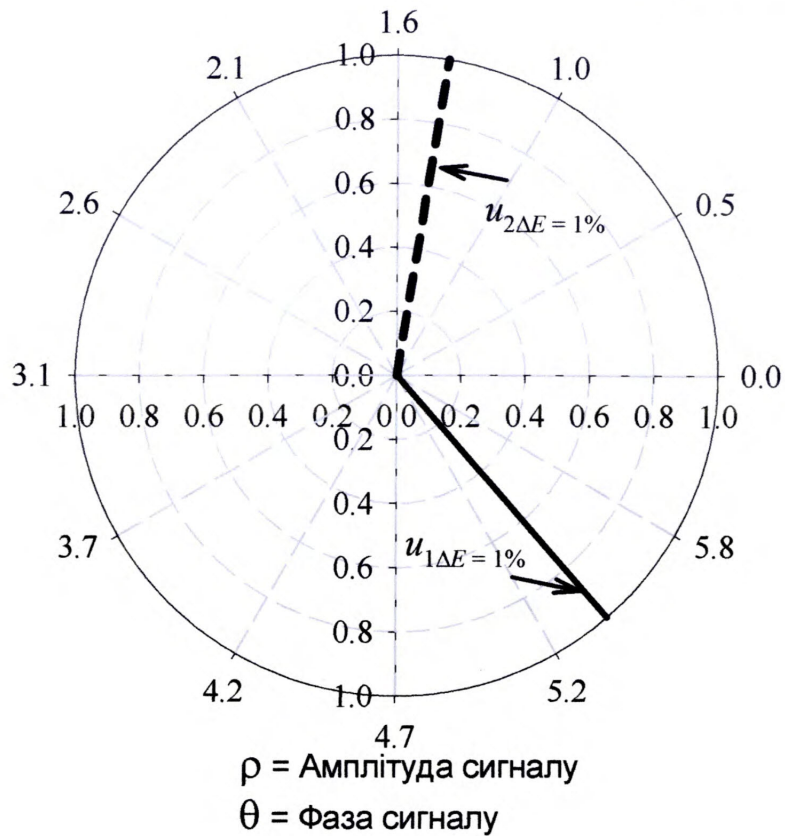


Рис. Г.27 – Зміна фази УСКХ від зменшення модуля Юнга на 1 % обчислених на віддалі  $\pi/6$  по околу труби діаметром 720 мм від місця генерування

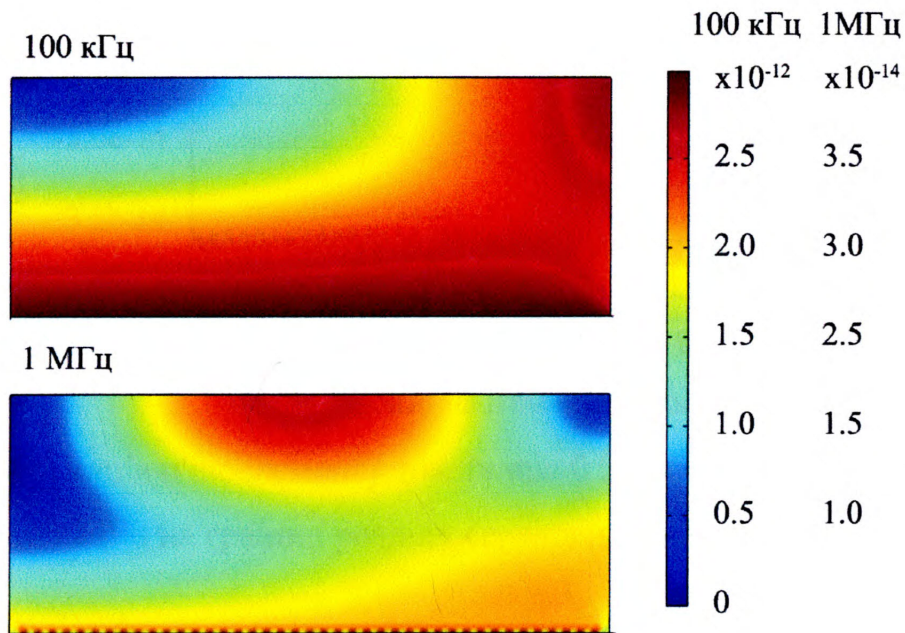


Рис. Г.28 – Деформація п'єзоелементу товщиною 1 мм

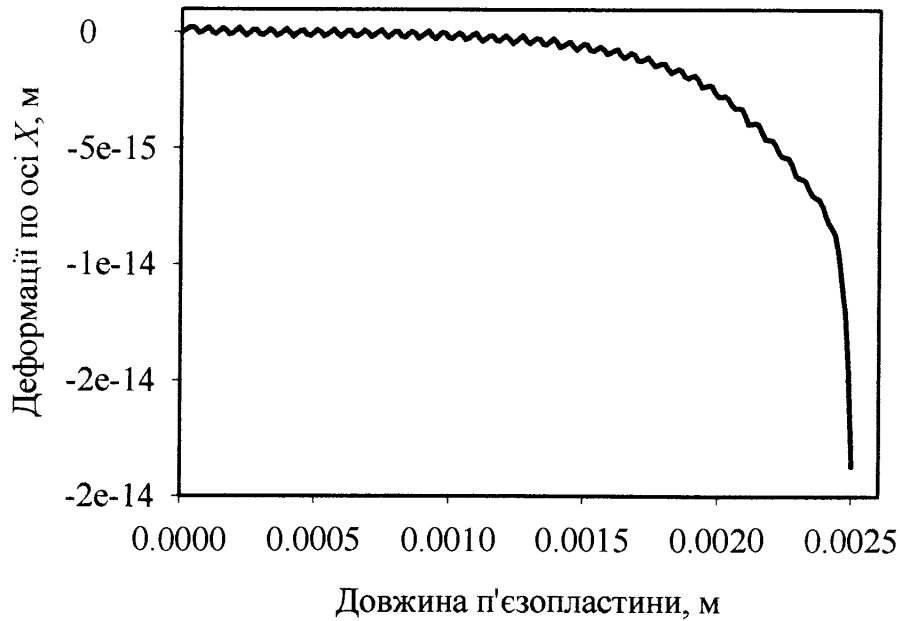


Рис. Г.29 – Деформація п'єзоелементу товщиною 0.2, яка збуджена імпульсом на частоті 1 МГц мм на границі розділу середовищ із проміжним шаром

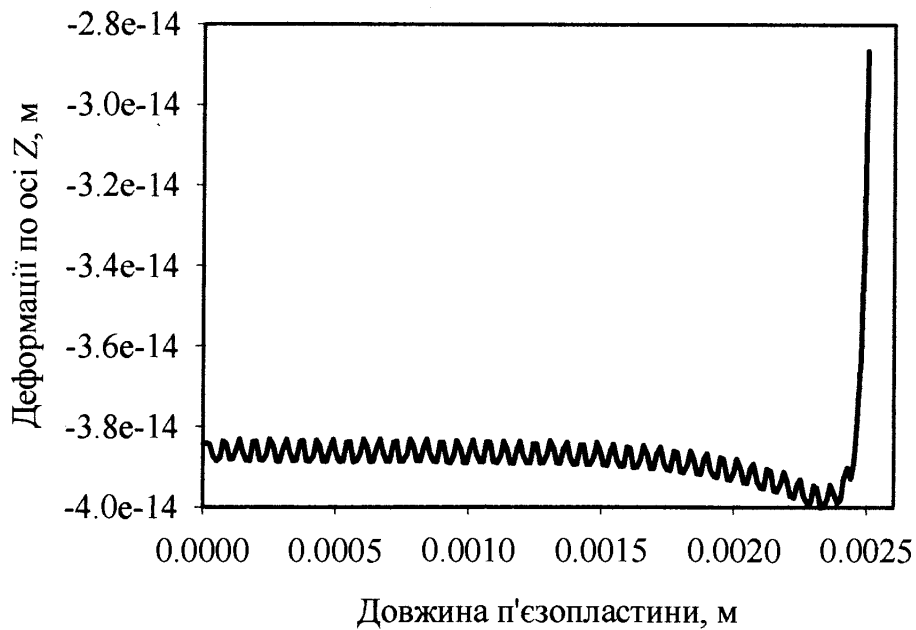


Рис. Г.30 – Деформація п'єзоелементу товщиною 0.2 мм, яка збуджена імпульсом на частоті 1 МГц на границі розділу середовищ із проміжним шаром

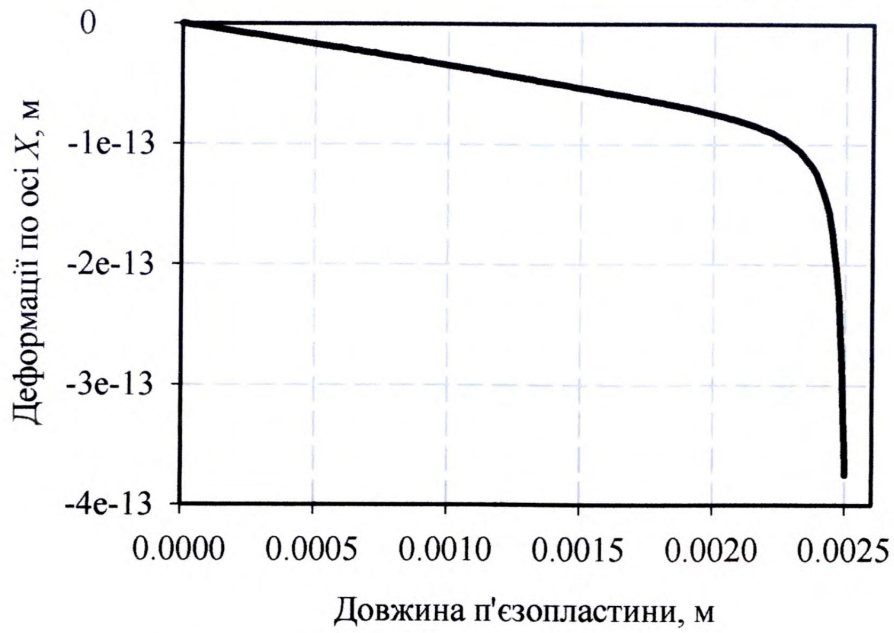


Рис. Г.31 – Деформація п'єзоелементу товщиною 1 мм, яка збуджена імпульсом на частоті 100 кГц на границі розділу середовищ із проміжним шаром

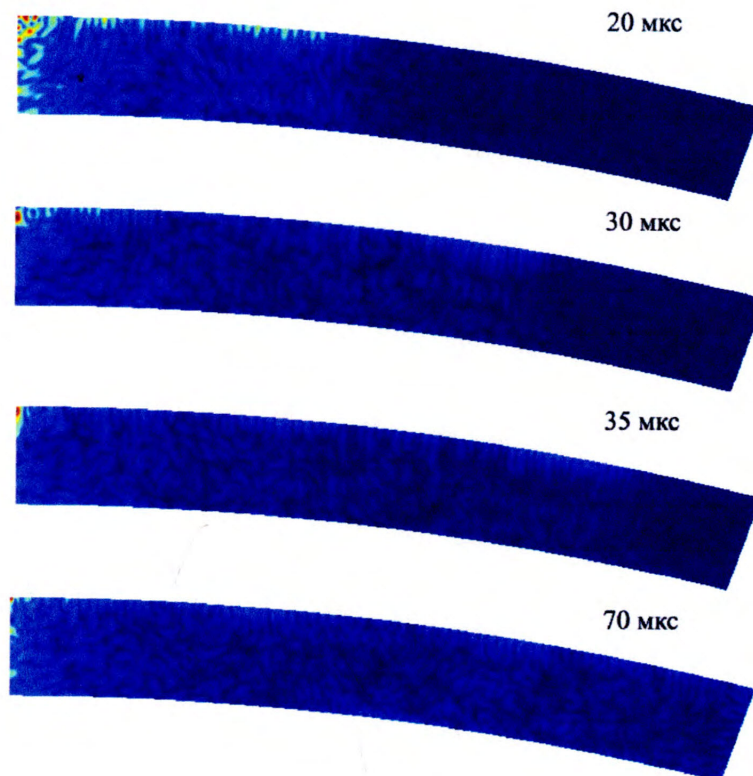


Рис. Г.32 – Поширення ультразвукових коливань (деформацій) по стінці магістрального трубопроводу частотою 1 МГц

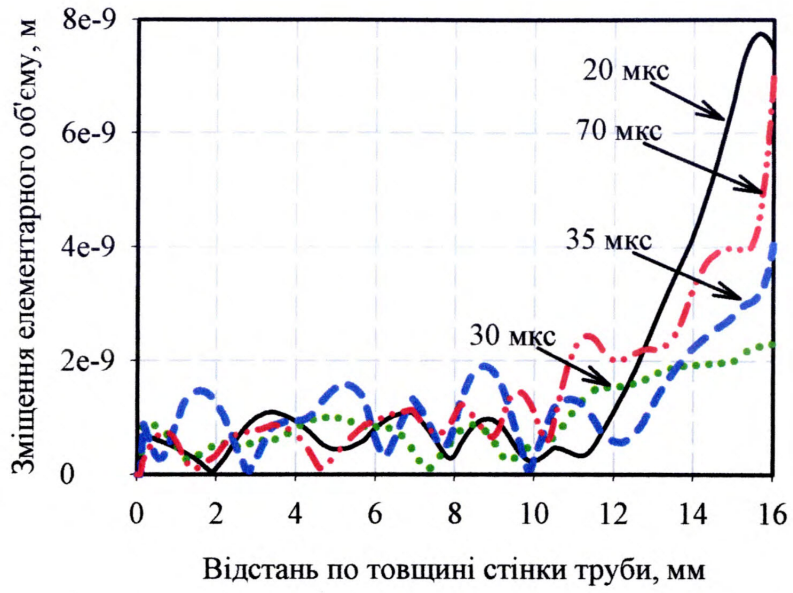


Рис. Г.33 – Розподіл зміщень елементарного об'єму спрямованої ультразвукової кільцевої моди частотою 1 МГц по товщині стінки труби

## ДОДАТОК Д

**Форма сигналу ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в  
трубопроводі з неоднорідностями**

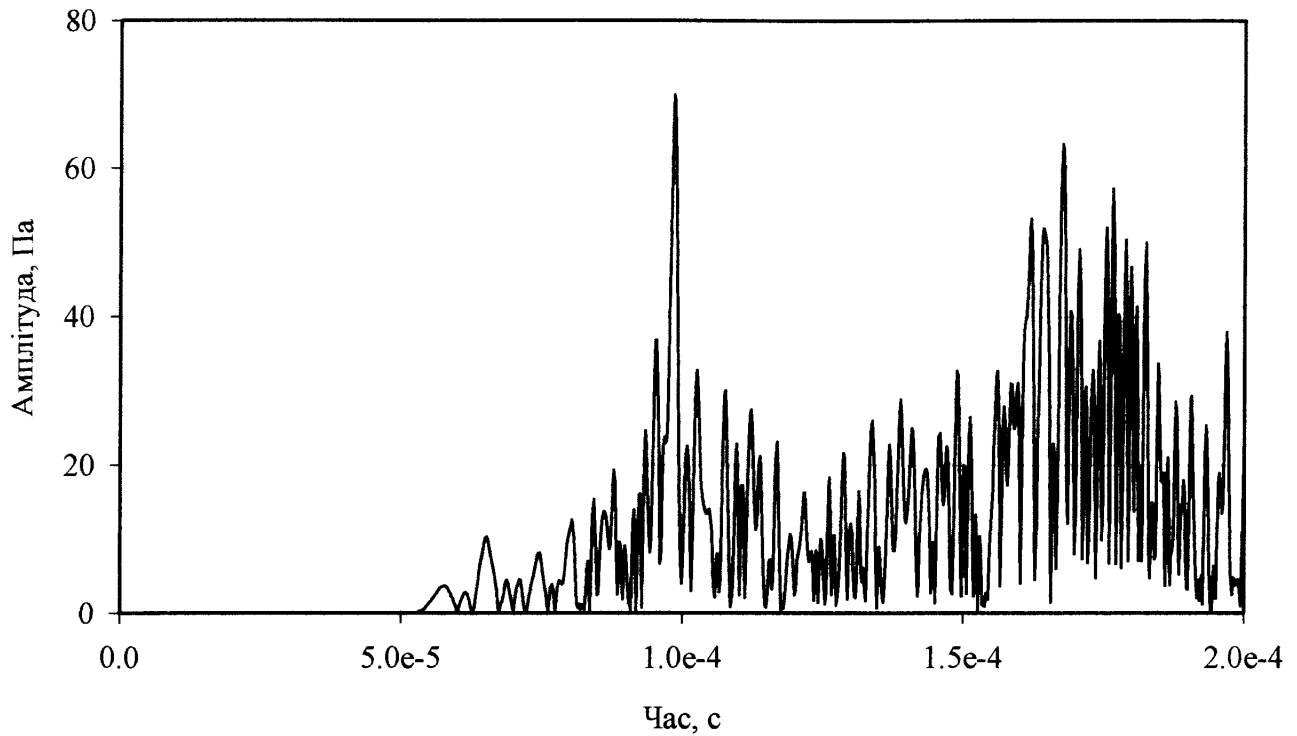


Рис. Д.1 – Форма сигналу УСКХ в трубі (еквівалентні напруження) діаметром 270 мм із неоднорідностями по краях стінки труби зареєстровані на відстані  $45^\circ$  за ходом прямої хвилі

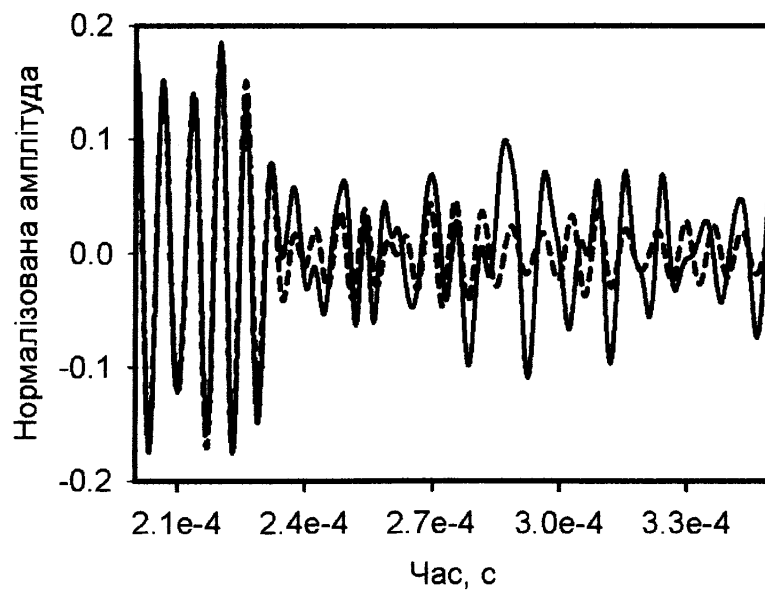


Рис. Д.2 – Сигнали ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль: суцільна лінія – сигнал в зразку з дефектом, штрихова – без дефекту

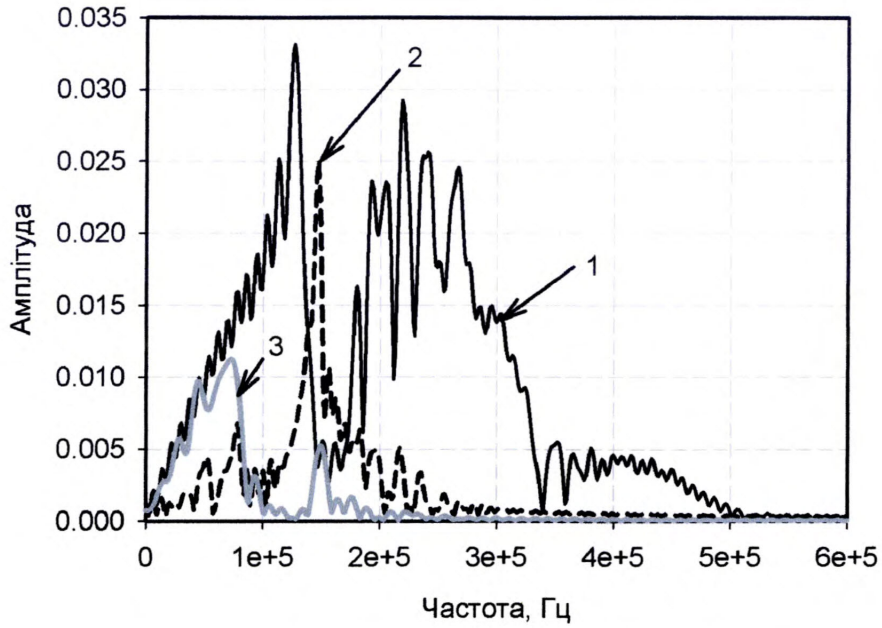


Рис. Д.3 –Спектр ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі у зразку з дефектом:

- 1 – частина сигналу до взаємодії з дефектом,
- 2 – частина сигналу від взаємодії з дефектом,
- 3 – частина сигналу відбитого від другого кінця зразка.

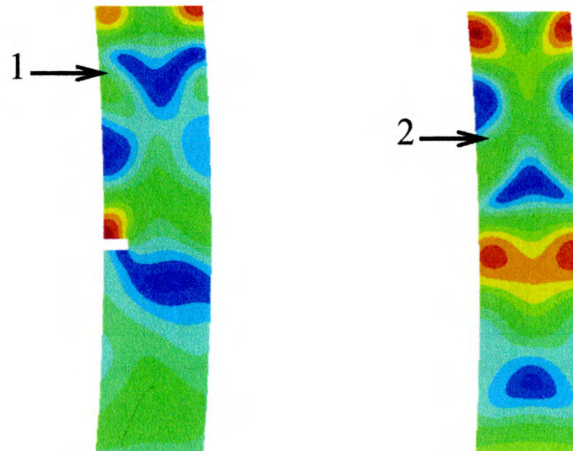


Рис. Д.4 –Порівняльний аналіз розподілу амплітуд прискорень хвилі в стінці труби з дефектом (1) та без нього (2)



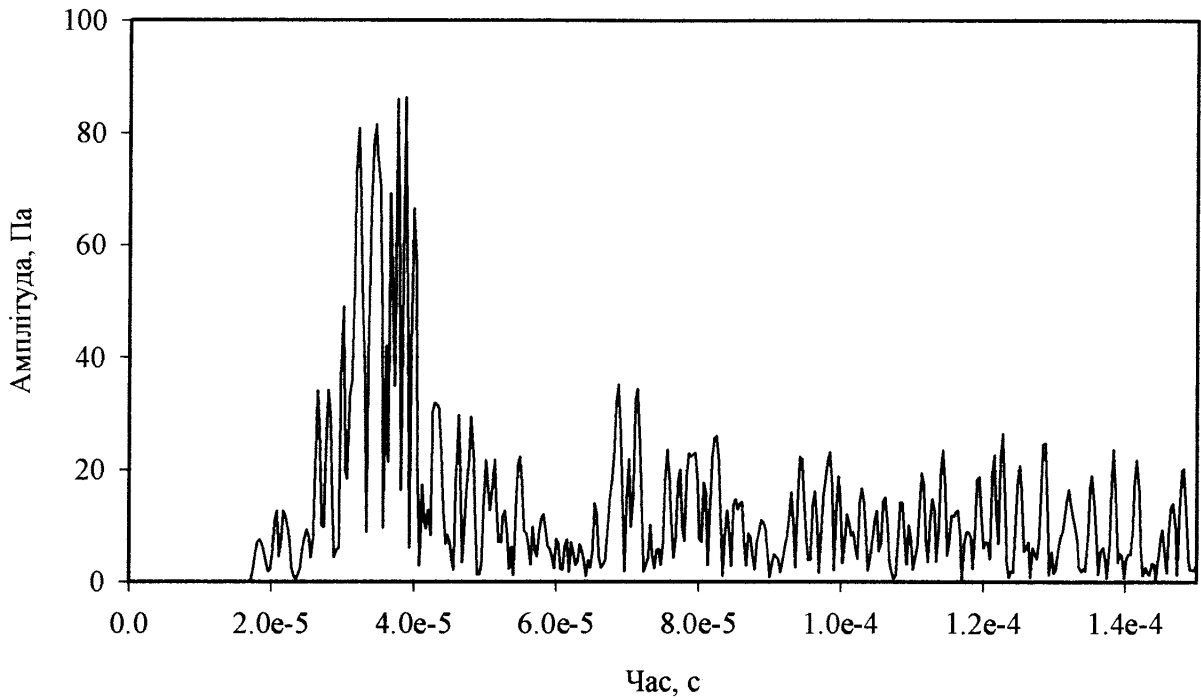


Рис. Д.5 – Форма сигналу УСКХ (еквівалентні напруження) в трубі діаметром 270 мм без неоднорідності

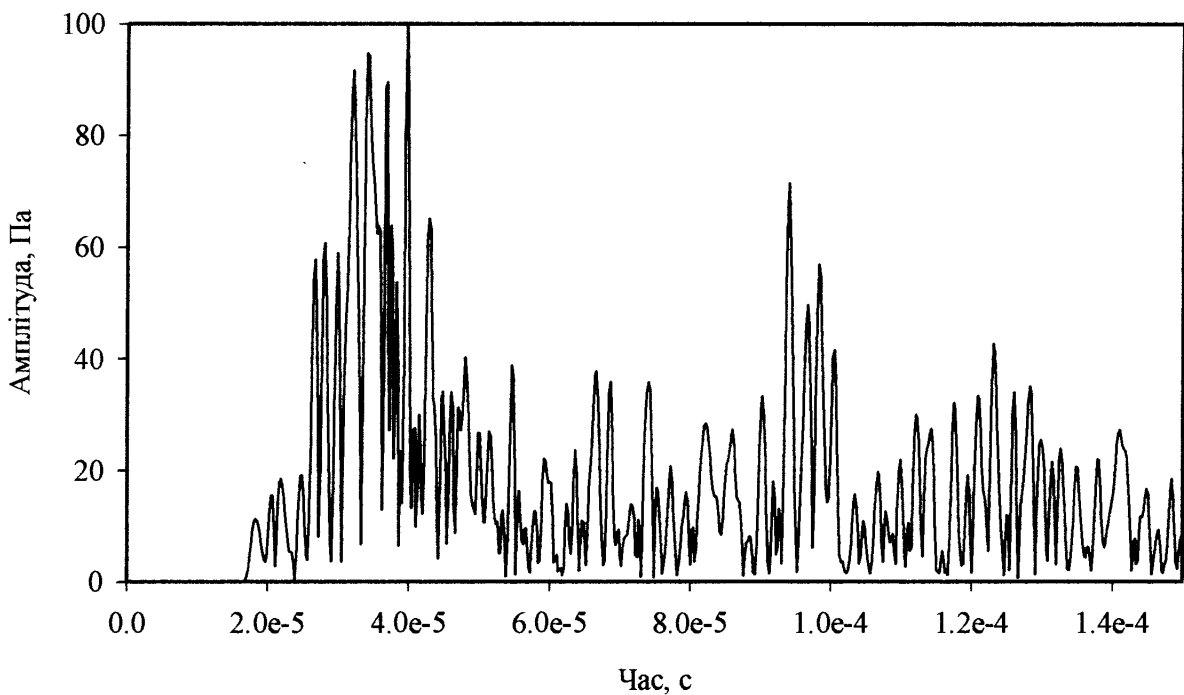


Рис. Д.6 – Форма сигналу УСКХ в трубі (еквівалентні напруження) діаметром 270 мм із круглою неоднорідністю всередині стінки труби

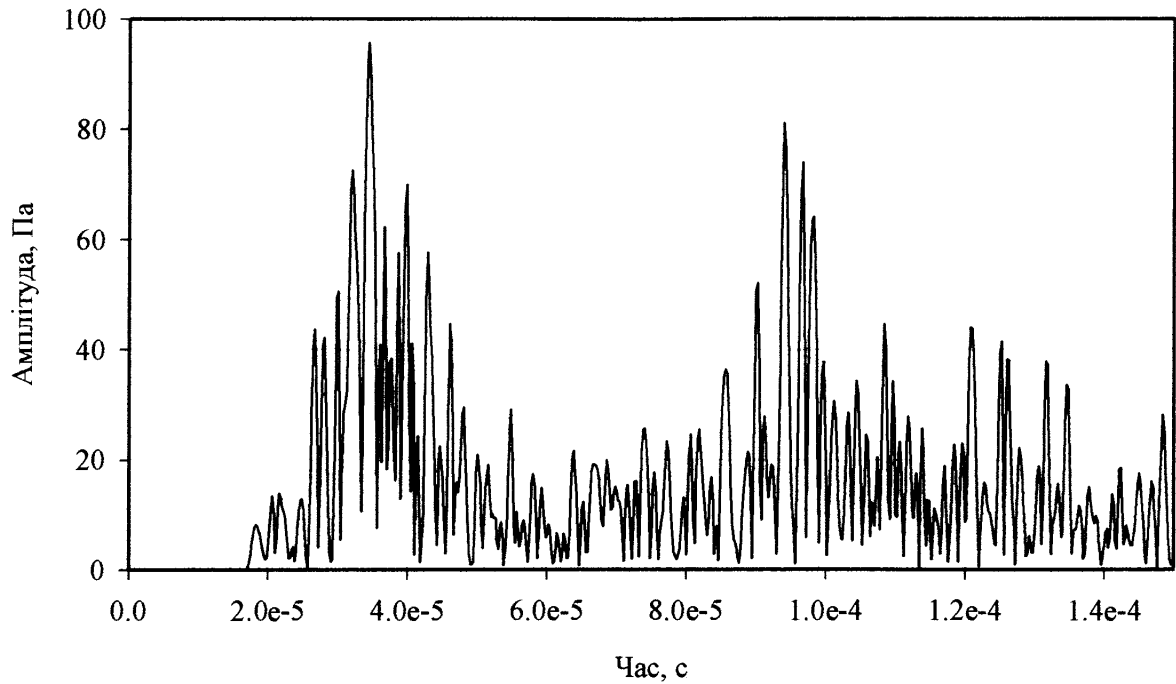


Рис. Д.7 – Форма сигналу УСКХ в трубі (еквівалентні напруження) діаметром 270 мм із прямокутними неоднорідностями по краях стінки труби

Таблиця Д.1

Зміна власних частот ультразвукових коливань в стінці трубопроводу діаметром 273 мм та товщиною стінки 10 мм

Номер моди	Частота мод в стінці труб без напружень, Гц	Частота мод в стінці труб з напруженнями, Гц	Напруження, МПа	Відносні переміщення, мкм/м
1	2499779	2499828	524	1243
2	2499801	2499871	524	1243
3	2499827	2499920	524	1243
4	2499941	2499976	524	1243
5	2500012	2500034	524	1243
6	2500018	2500044	524	1243
7	2500079	2500096	524	1243

продовження додатку Д

8	2500138	2500168	524	1243
9	999869.0	999700.8	354	834
10	999903.1	999804.2	354	834
11	999925.3	999851.1	354	834
12	999984.6	999939.3	354	834
13	1000065	1000062	354	834
14	1000082	1000085	354	834
15	1000098	1000159	354	834
16	1000150	1000195	354	834



Рис. Д.8 – Акустопружність першої моди УСКХ частотою 2.5 МГц в стінці труби діаметром 273 мм, товщиною стінки 10 мм

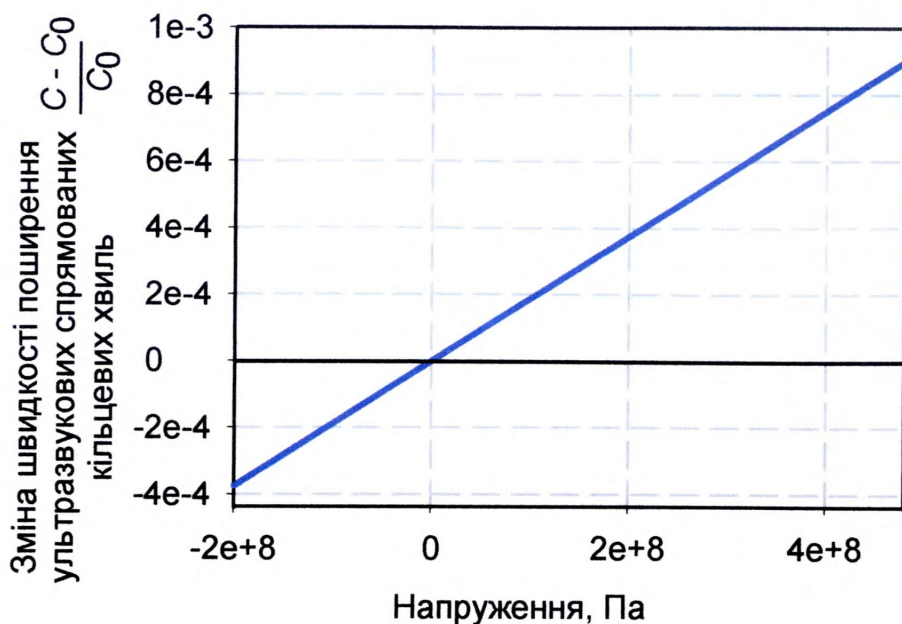
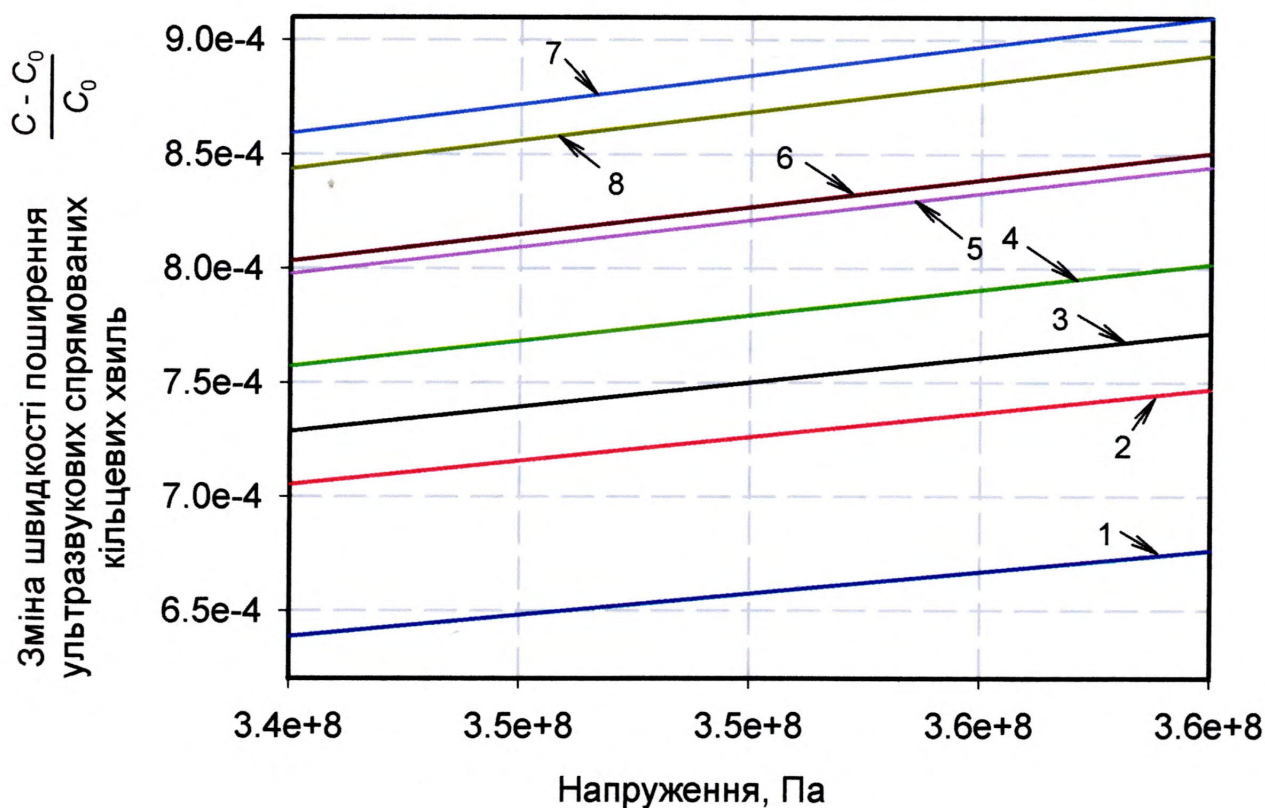


Рис. Д.9 – Акустопружність першої моди УСКХ частотою 1.0 МГц в стінці труби діаметром 273 мм, товщиною стінки 10 мм



номери 1-8 відповідають частотам ультразвукових коливань 9-16 (табл. Д.1)

Рис. Д.10 – Акустопружність восьми мод ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі в стінці труби діаметром 273 мм, товщиною стінки 10 мм в околі частот 1 МГц в діапазоні високих напружень

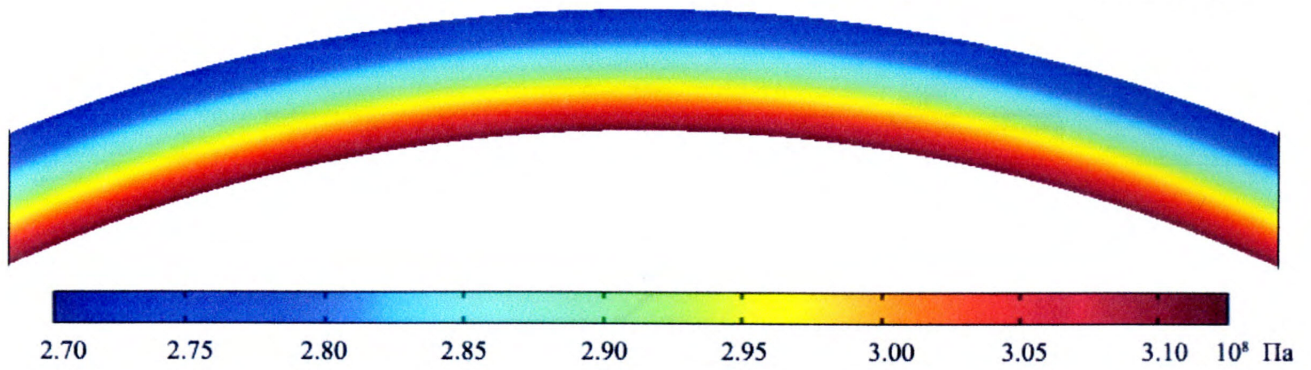


Рис. Д.11 – Розподіл напружень по товщині стінки труби діаметром 273 мм,  
товщиною стінки 10 мм

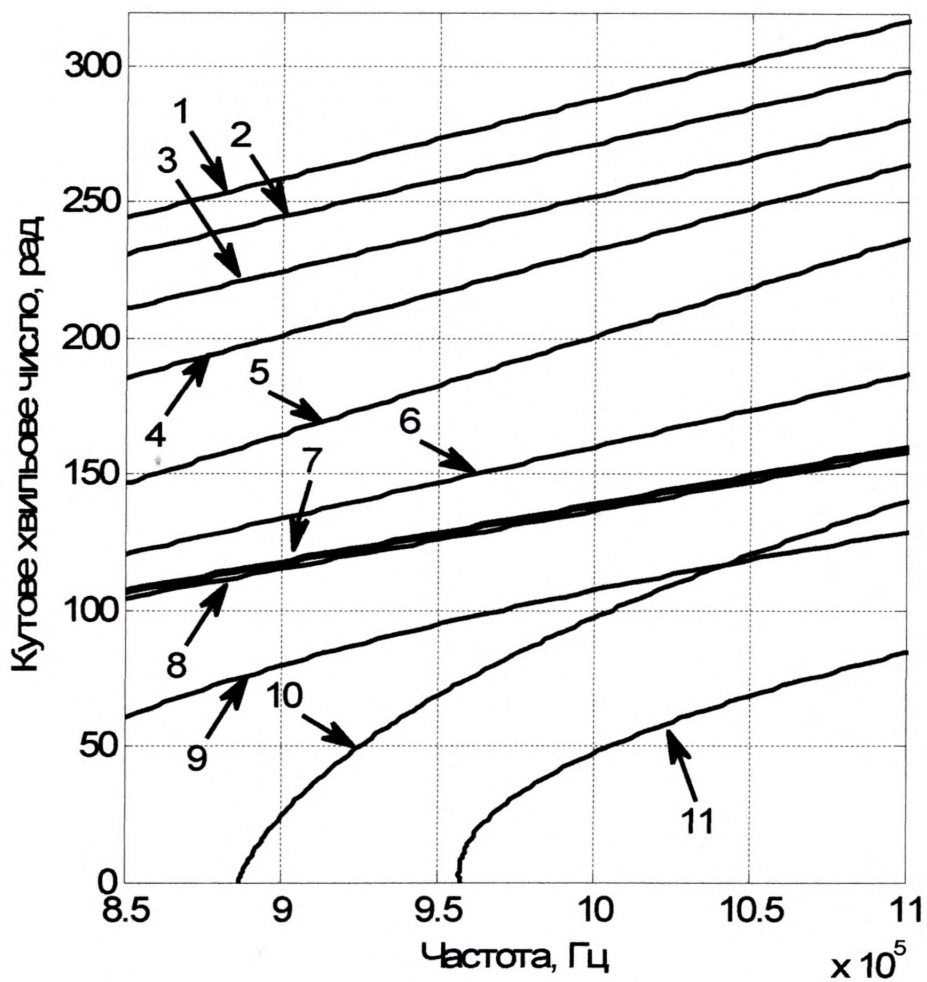


Рис. Д.12 – Дисперсія мод ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в стінці  
трубопроводу  $\varnothing$  273 мм та товщиною стінки 10 мм

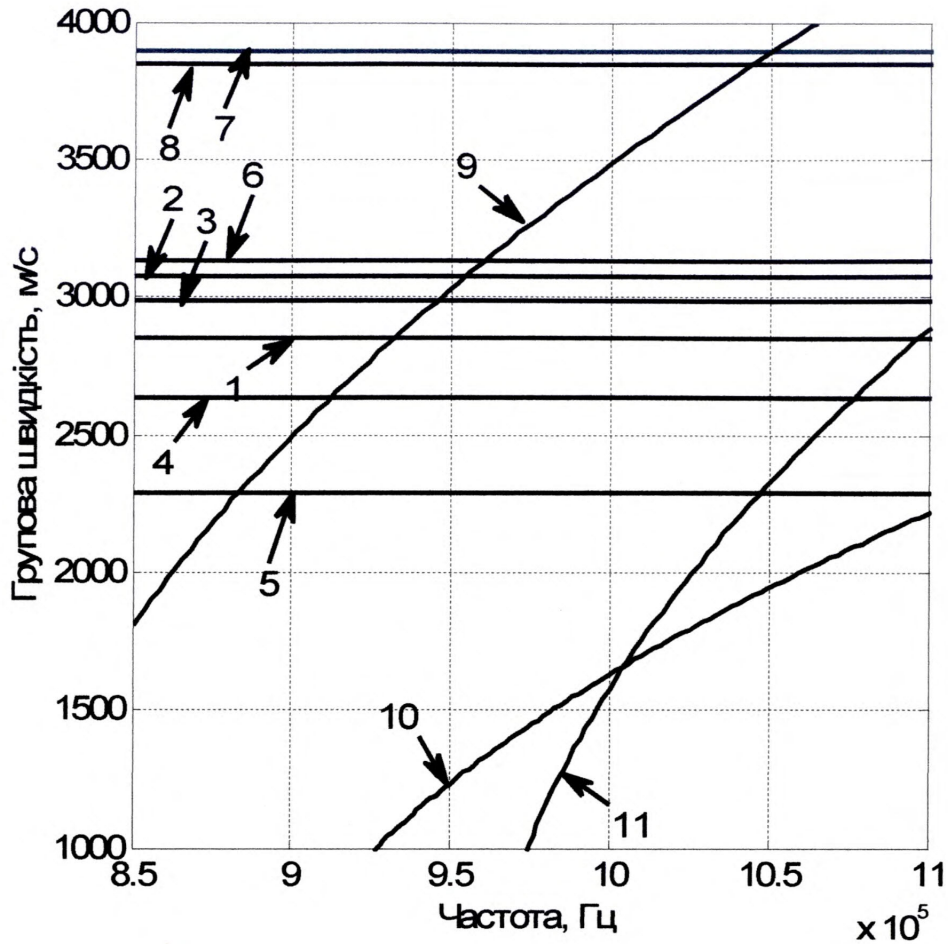


Рис. Д.13 – Дисперсія мод ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в стінці трубопроводу  $\varnothing 273$  мм та товщиною стінки 10 мм

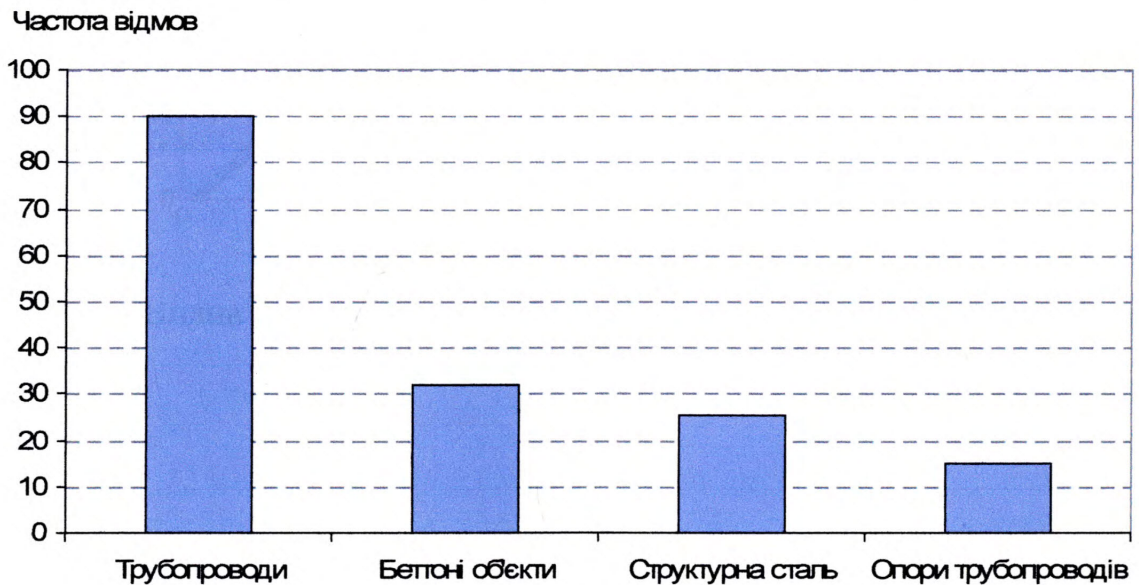


Рис. Д.14 – Аналіз відмов обладнання на протязі 1985 – 1997 рр

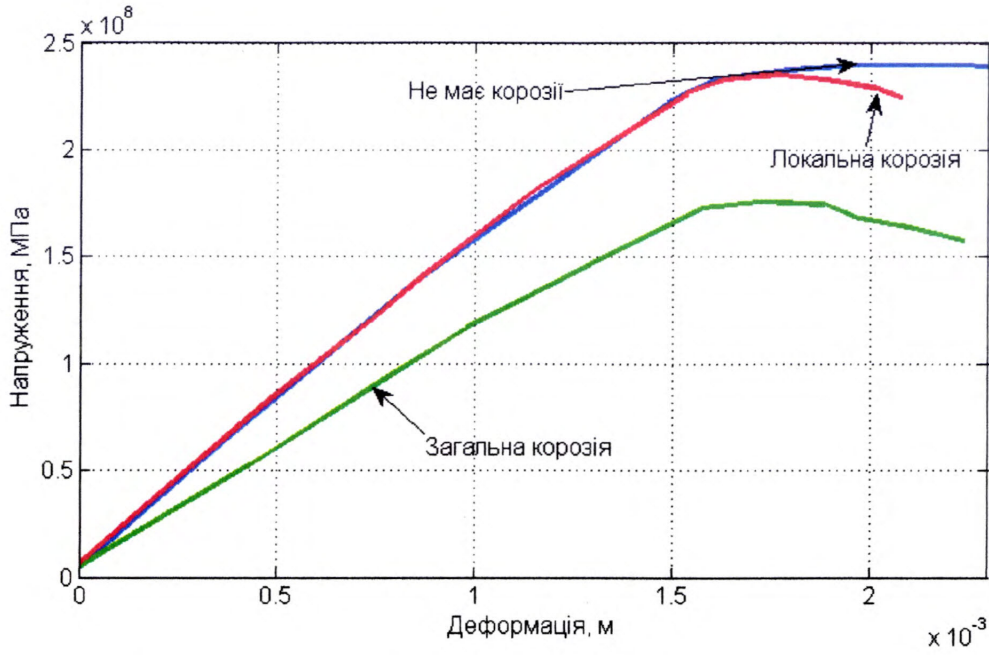


Рис. Д.15 – Вплив корозії на зміну механічних властивостей сталі

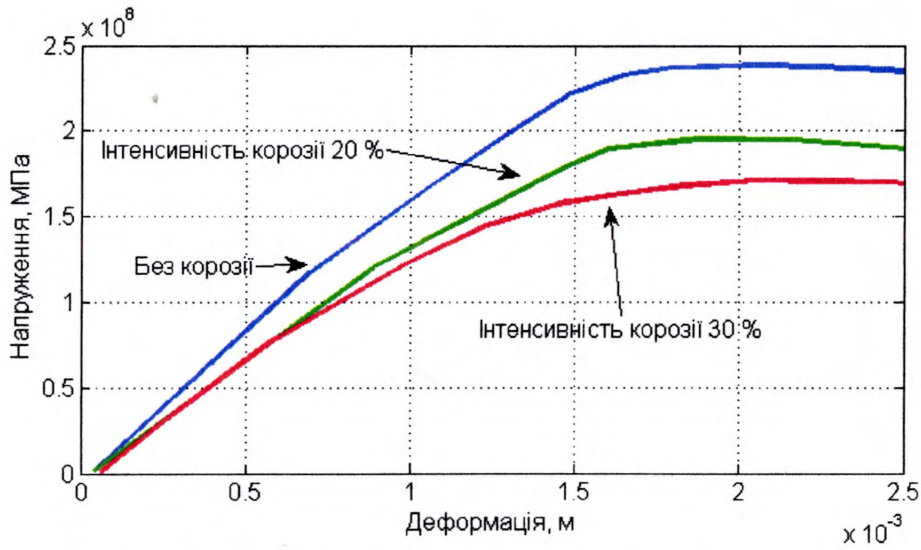


Рис. Д.16 – Вплив пітингової корозії на зміну механічних властивостей сталі

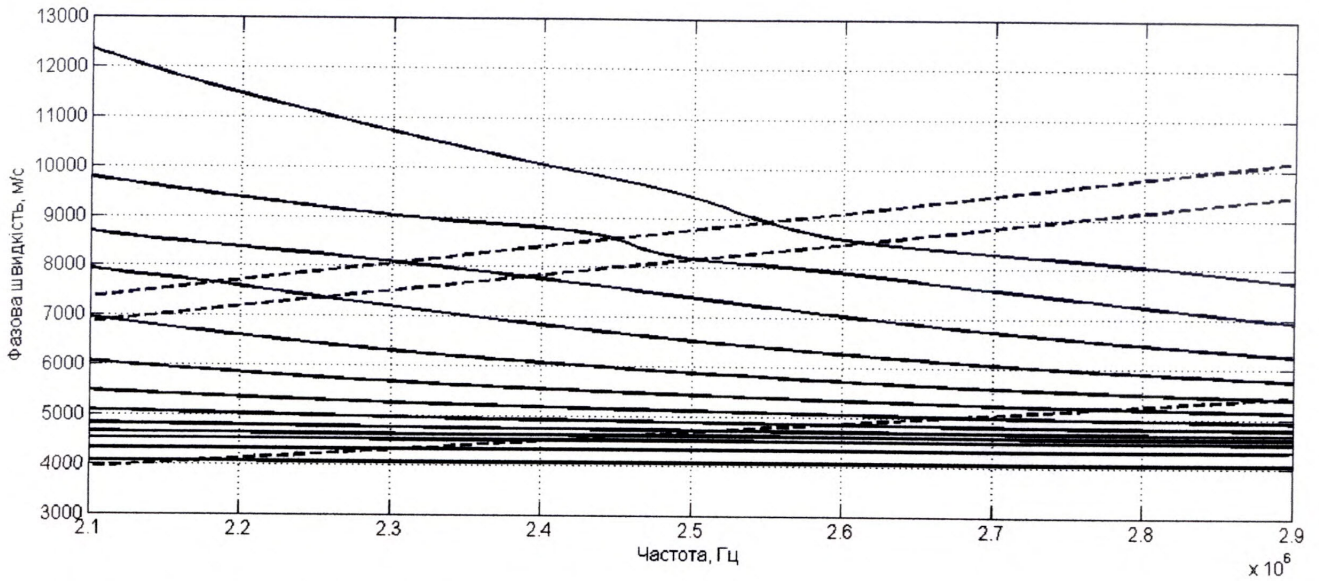


Рис. Д.17 – Дисперсні криві фазової швидкості ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль в трубі діаметром 117 мм та товщиною стінки 8 мм

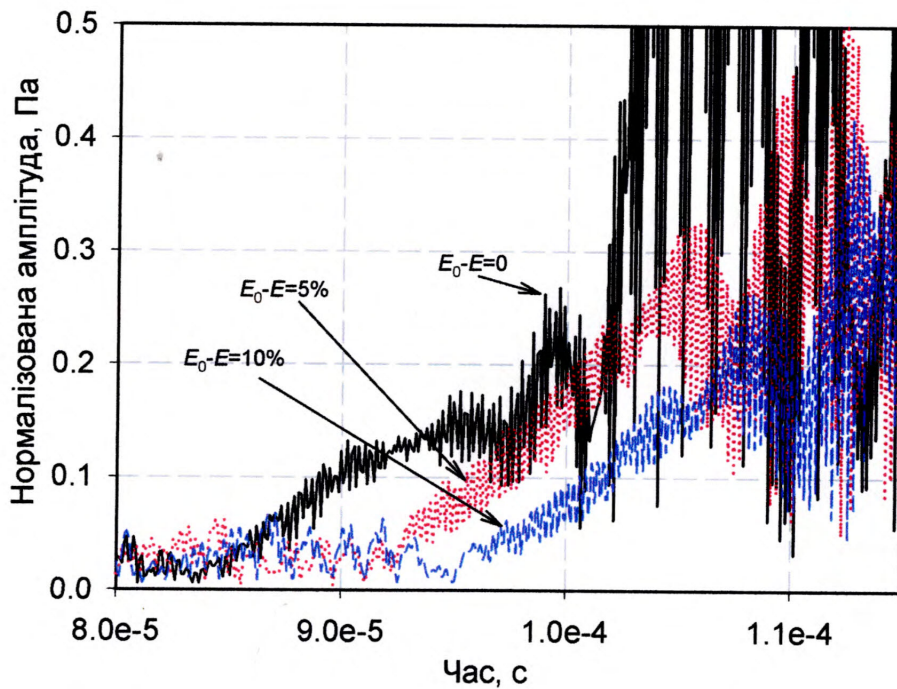


Рис. Д.18 – Сигнал нульової моди УСКХ в стінці труби  $\varnothing$  270 мм та товщиною стінки 10 мм при різних значеннях модуля Юнга



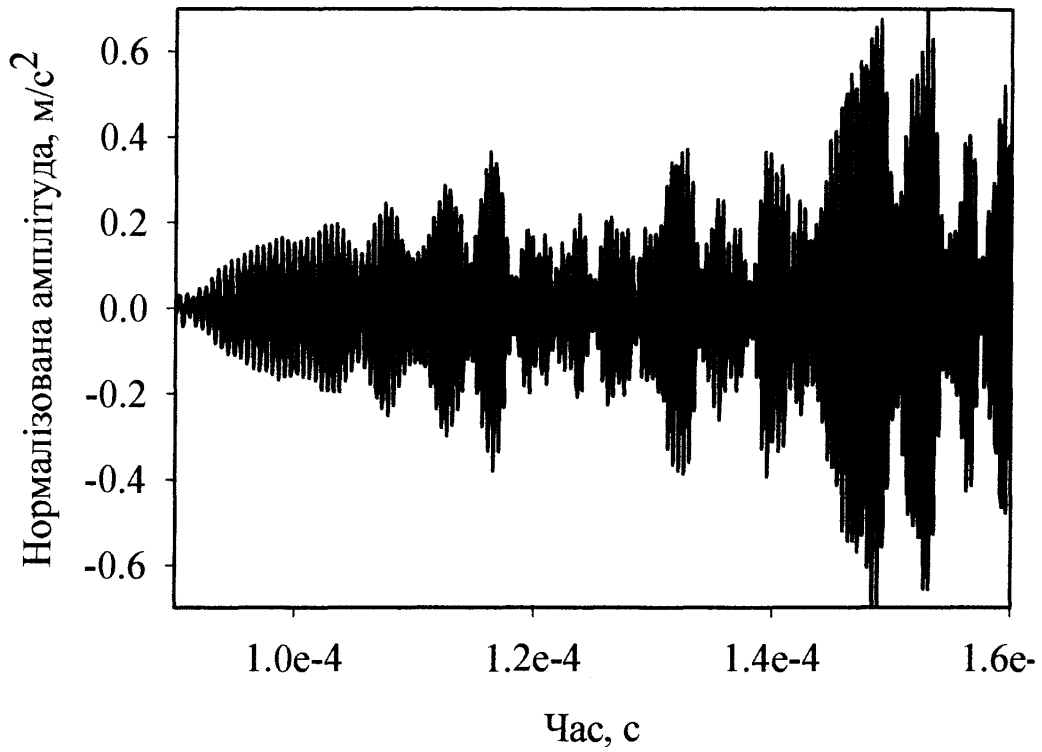


Рис. Д.19 – Сигнал нульової моди УСКХ в стінці труби  $\varnothing 270$  мм та товщиною стінки 10 мм при значенні модуля Юнга  $1.995 \cdot 10^{11}$  Па

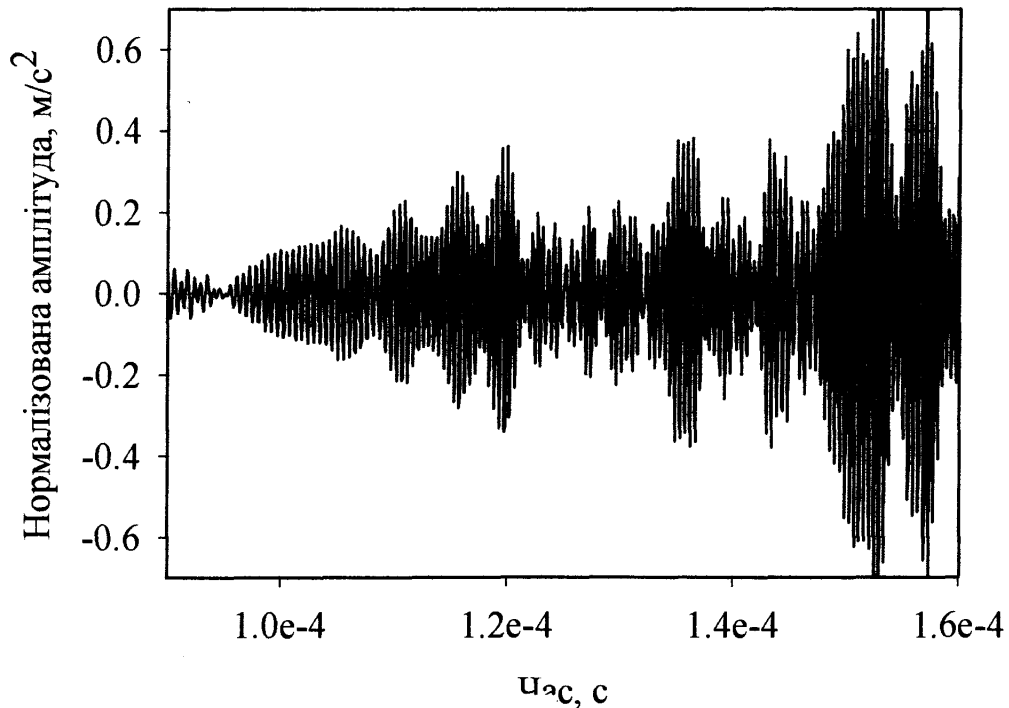


Рис. Д.20 – Сигнал нульової моди УСКХ в стінці труби  $\varnothing 270$  мм та товщиною стінки 10 мм при значенні модуля Юнга  $1.89 \cdot 10^{11}$  Па

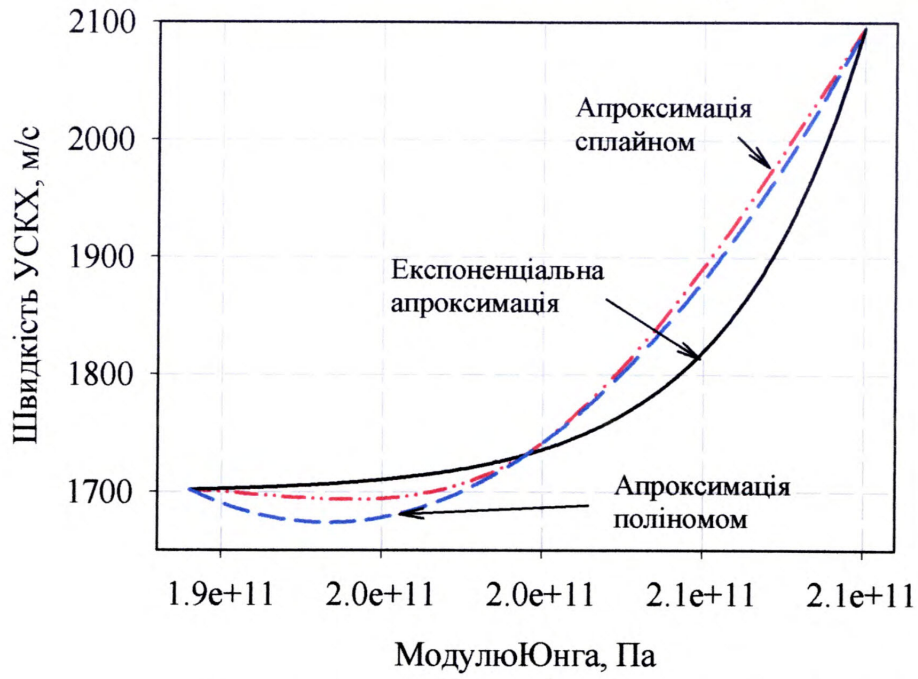


Рис. Д.21 – Апроксимаційні криві залежності зміни швидкості поширення нульової моди УСКХ в стінці труби  $\varnothing 270$  мм та товщиною стінки 10 мм від зміни величини модуля Юнга

## ДОДАТОК К

## Поширення об'ємних ультразвукових хвиль

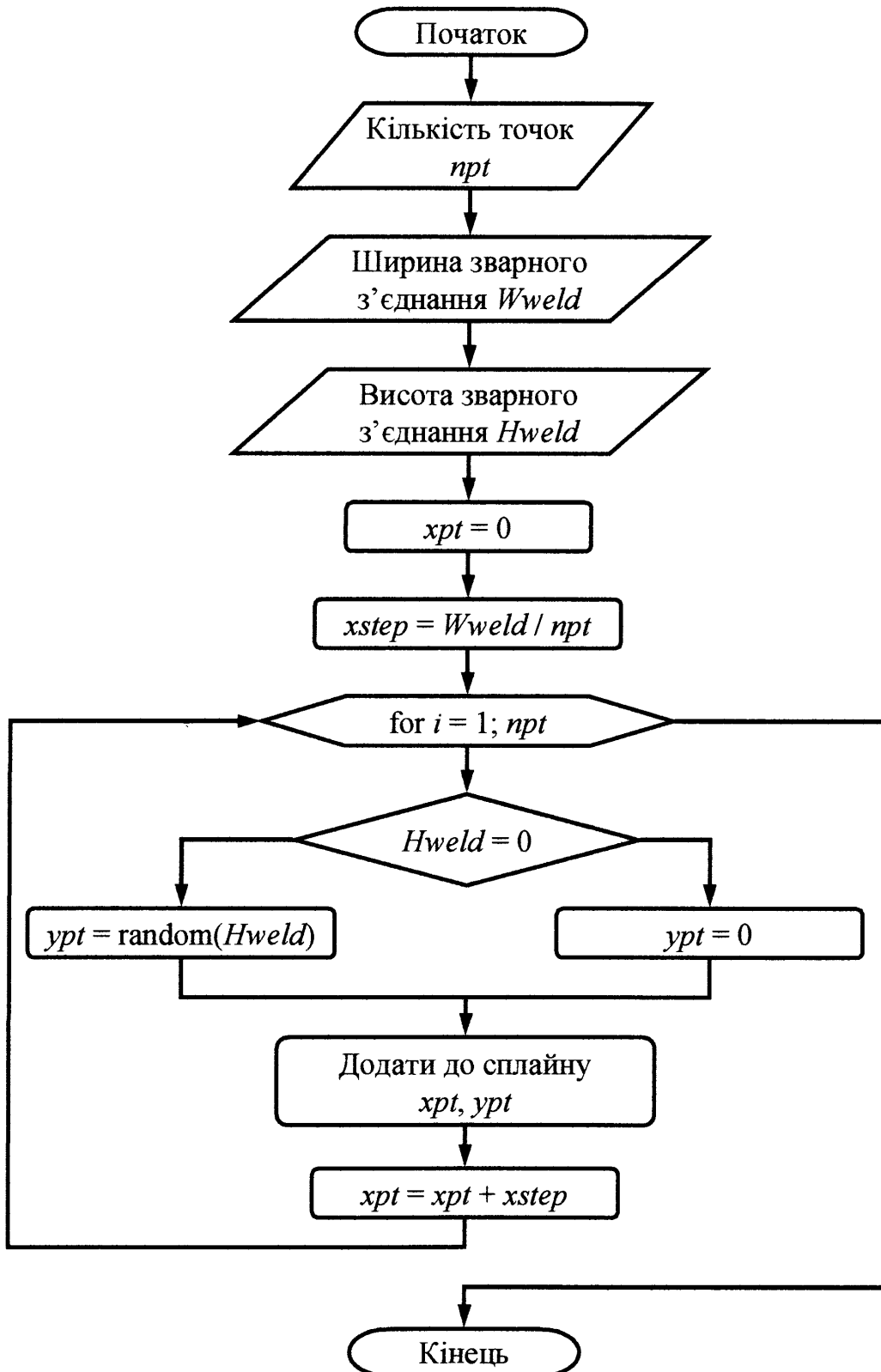


Рис. К.1 – Алгоритм побудови нерівної границі розділу рідина – сталь

**Зварне з'єднання** [X]

Введіть параметри зварного з'єднання

Кількість точок для профілю зварного з'єднання (більше 3):	<input type="text" value="30"/>
Ширина зварного з'єднання (мм) [5...30]	<input type="text" value="20"/>
Висота зварного з'єднання (мм) [0...10]	<input type="text" value="2"/>
Товщина стінки труби (мм) [1...30]	<input type="text" value="15"/>
Висота рідини (мм) [1...30]	<input type="text" value="15"/>
Розмір грубої сітки (мм)	<input type="text" value="0.5"/>
Розмір дрібної сітки (мм)	<input type="text" value="0.05"/>

Рис. К.2 – Вікно програми вводу вхідних даних

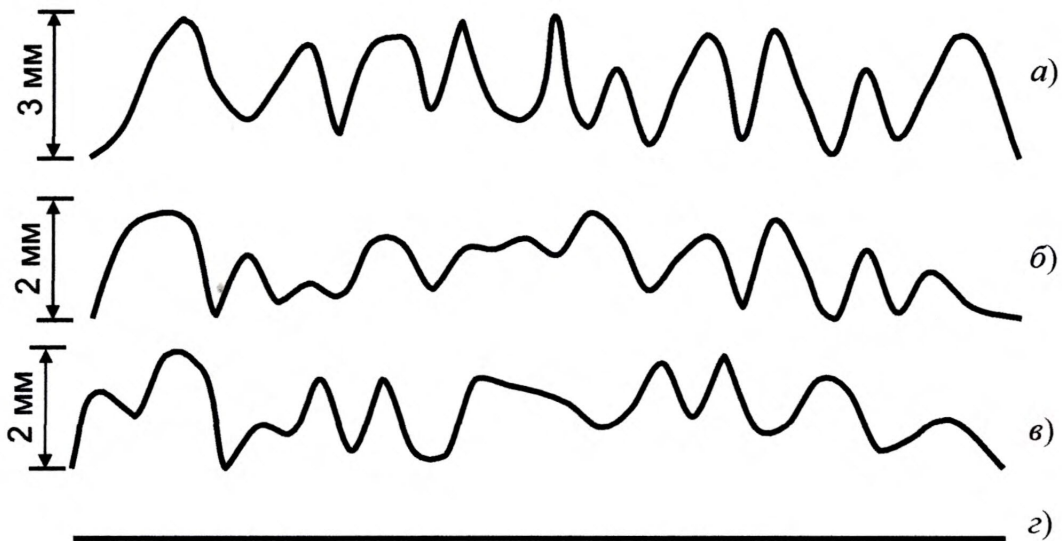


Рис. К.3 – Форма границі розділу рідина - сталь

продовження додатку К

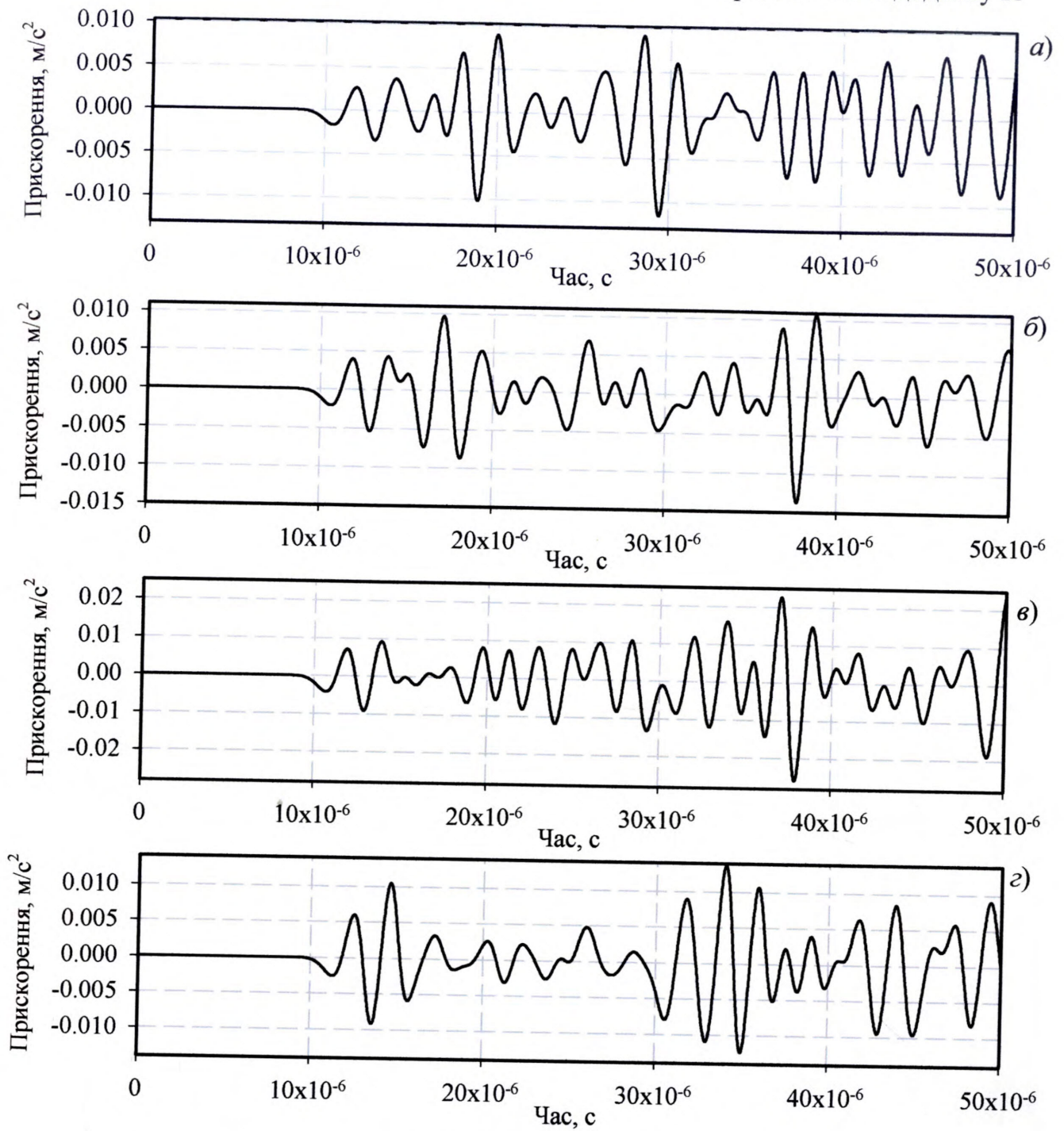


Рис. К.4 – Сигнали ультразвукової хвилі при різних значеннях висоти нерівностей

ділянки контакту рідина – сталь:

а) 0 мм, б) 2 мм, в) 2 мм, г) 3 мм

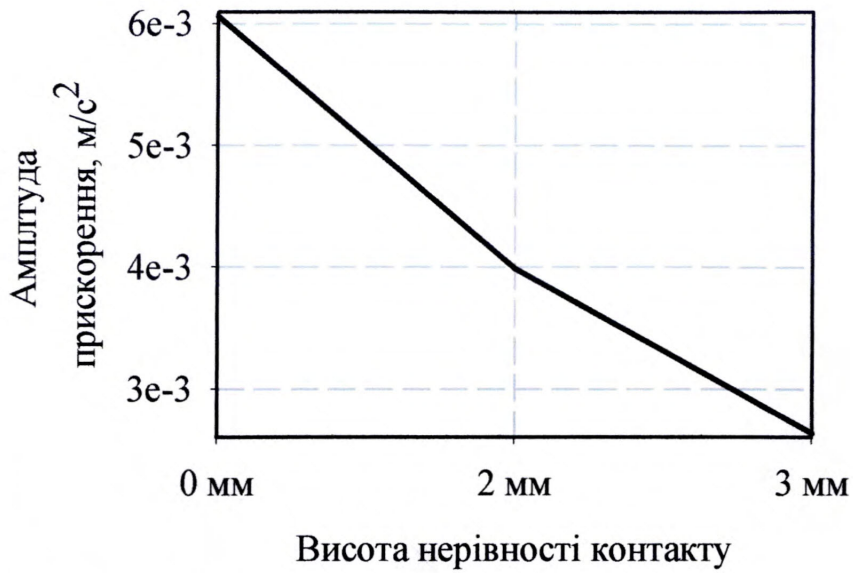


Рис. К.5 – Максимальна амплітуда першого імпульсу в залежності від висоти нерівності

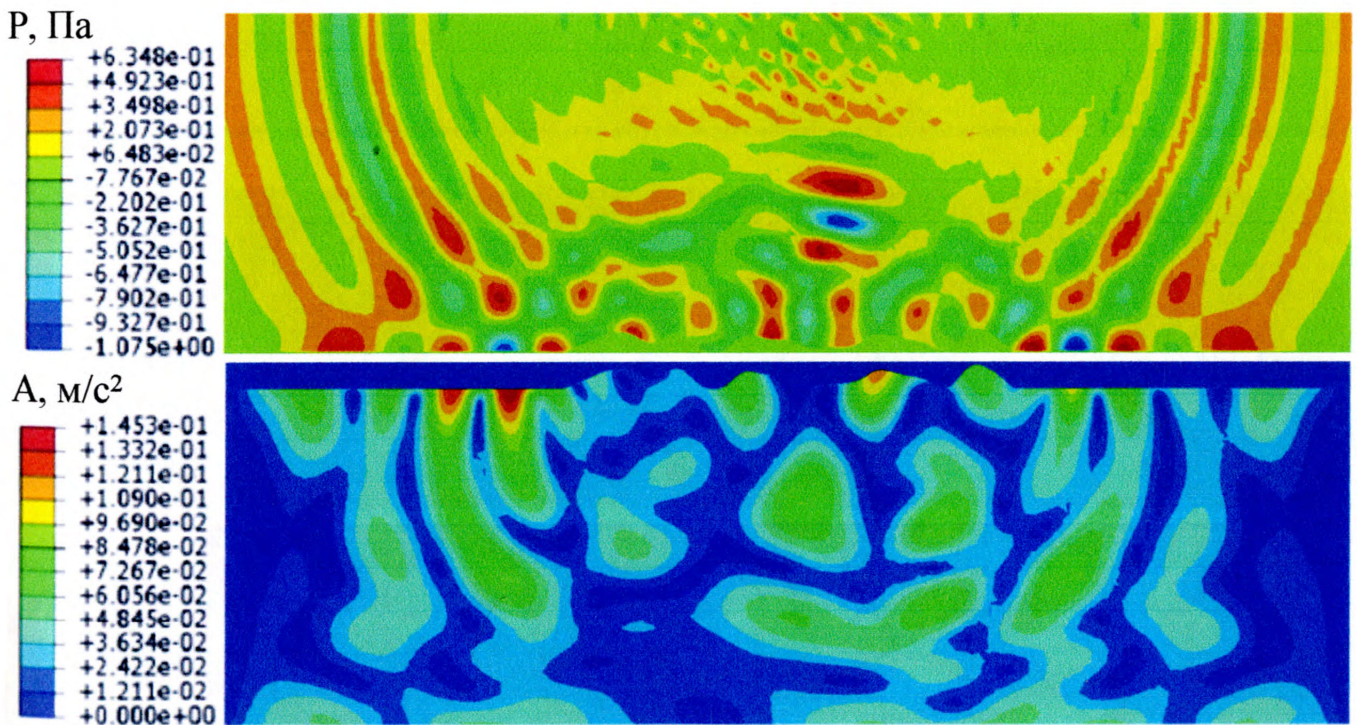
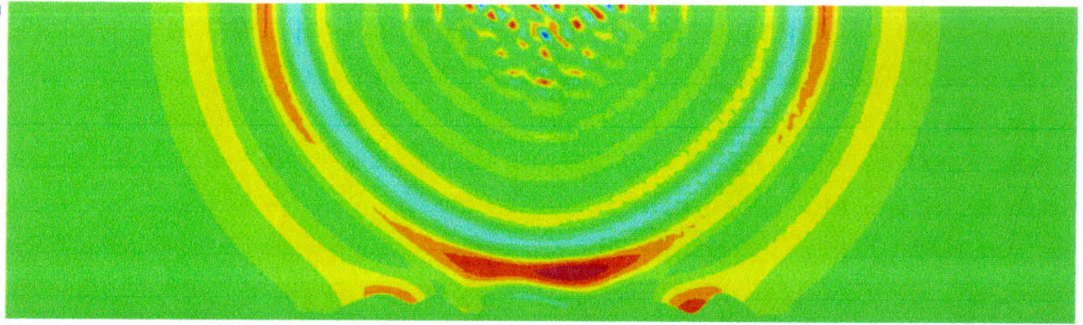
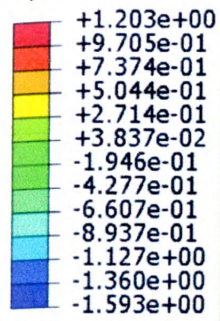


Рис. К.6 – Розподіл поля ультразвукової хвилі (17 мкс, форма нерівності створена сплайном із 20-и точок)

P, Па



V, м/с

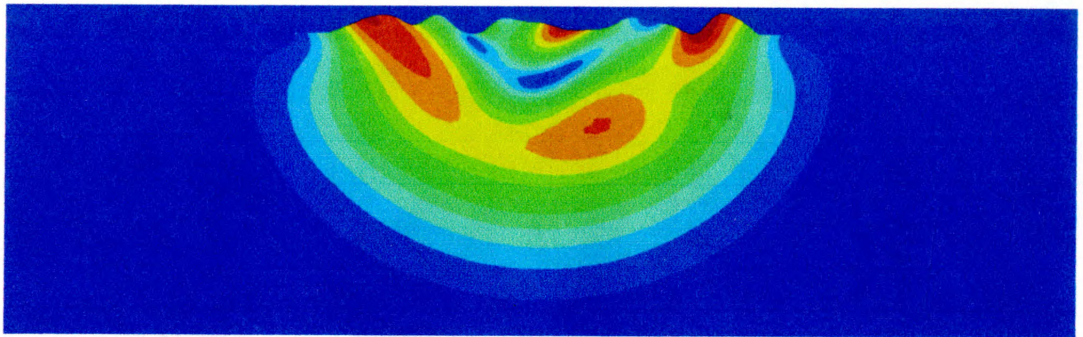
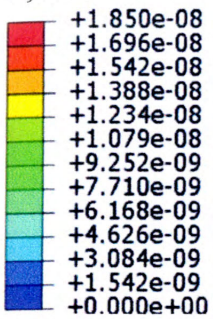
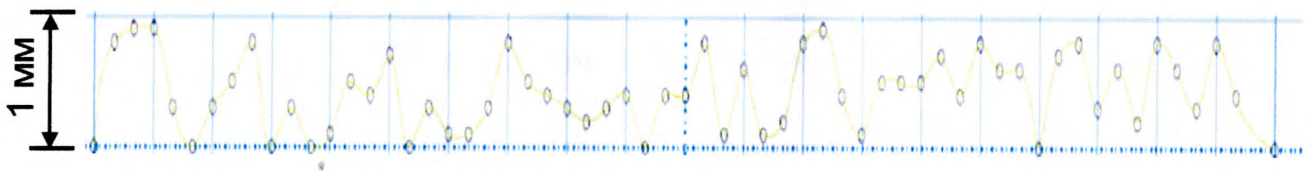


Рис. К.7 – Розподіл поля ультразвукової хвилі (11 мкс, форма нерівності створена сплайном із 20-и точок)



P, Па

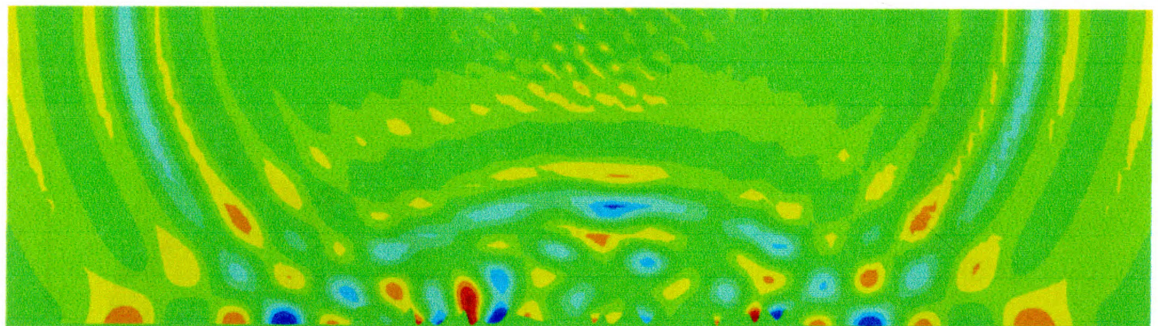
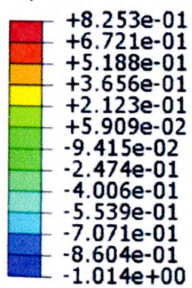
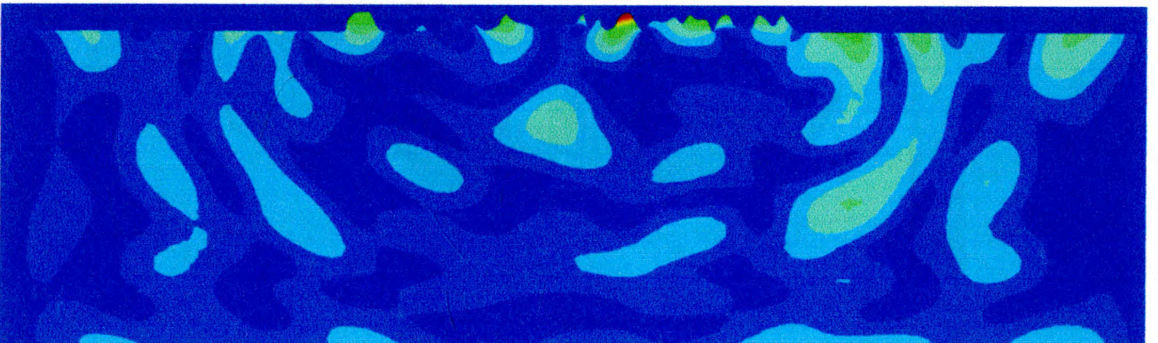
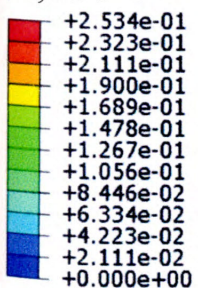
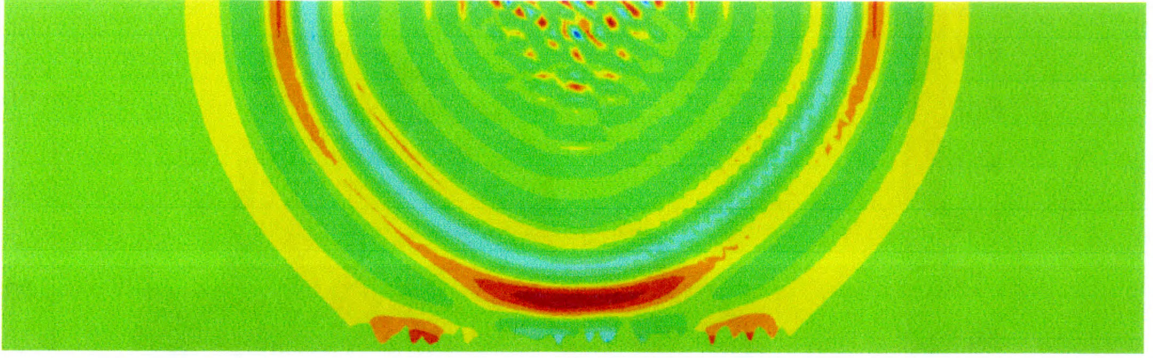
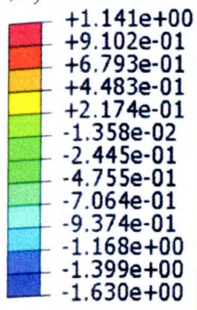
A, м/с<sup>2</sup>

Рис. К.8 – Розподіл поля ультразвукової хвилі (17 мкс, форма нерівності створена сплайном із 60-и точок)

Р, Па



V, м/с

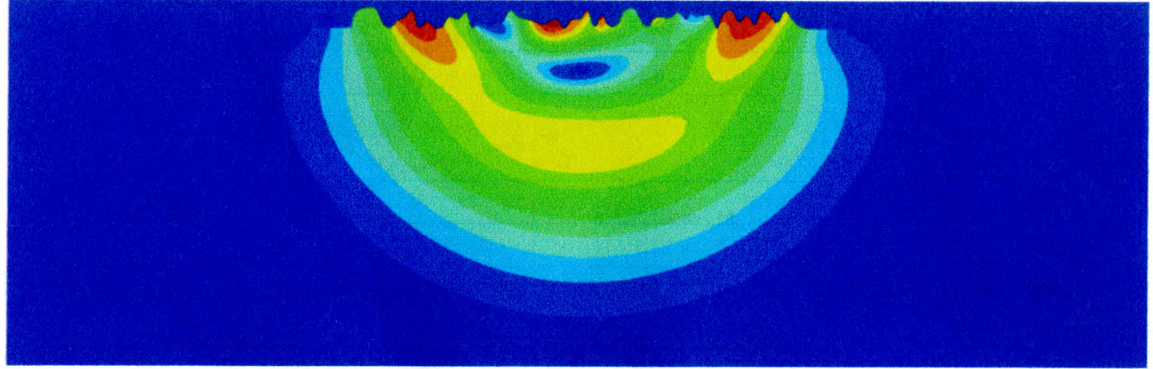
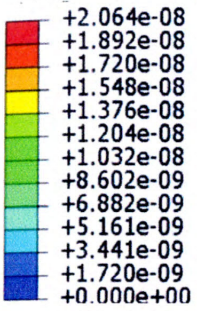


Рис. К.9 – Розподіл поля ультразвукової хвилі (11 мкс, форма нерівності створена сплайном із 60-и точок)

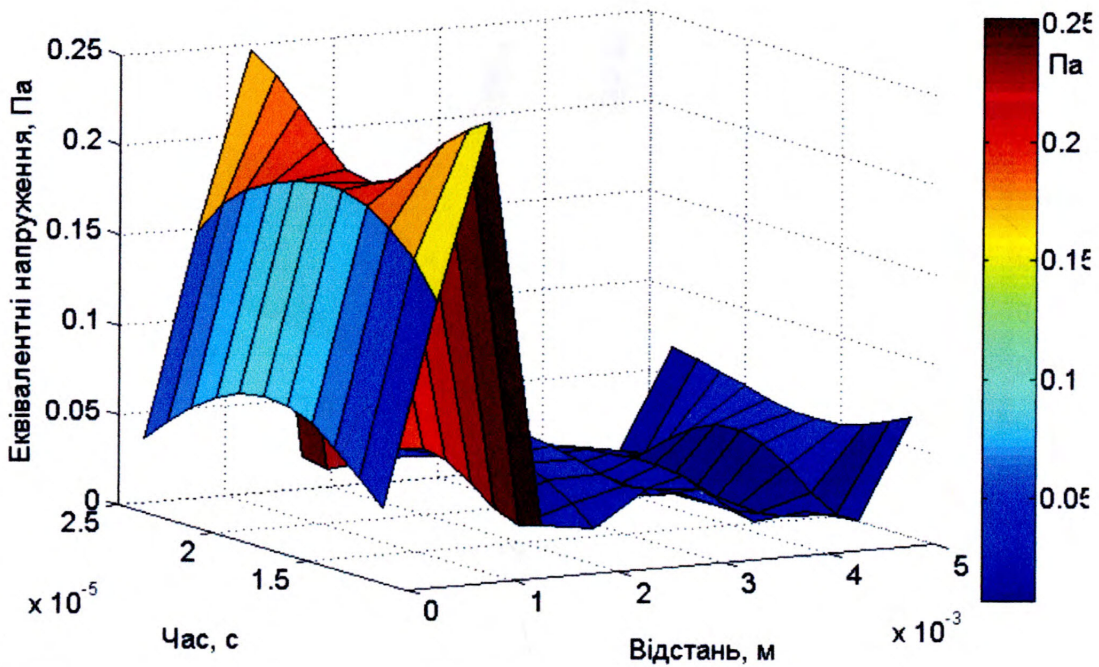


Рис. К.10 – Поле напружень на межі розділу середовищ при висоті нерівності  
границі розділу рідина-сталь 0 мм



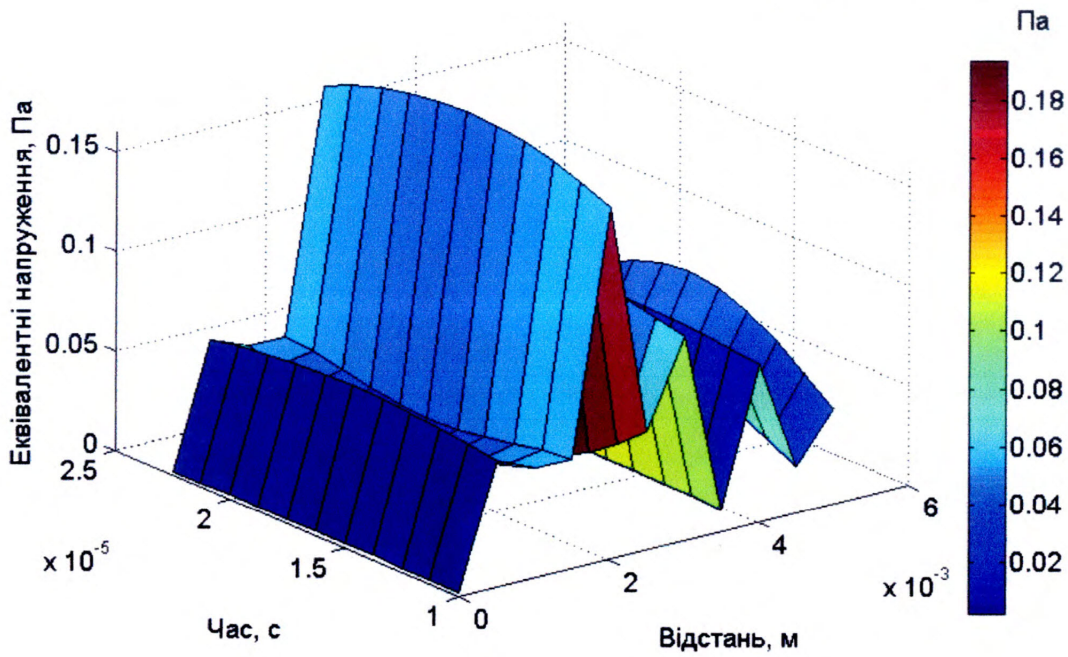


Рис. К.11 – Поле напружень по середині товщини стінки труби при висоті нерівності границі розділу рідина-сталь 0 мм

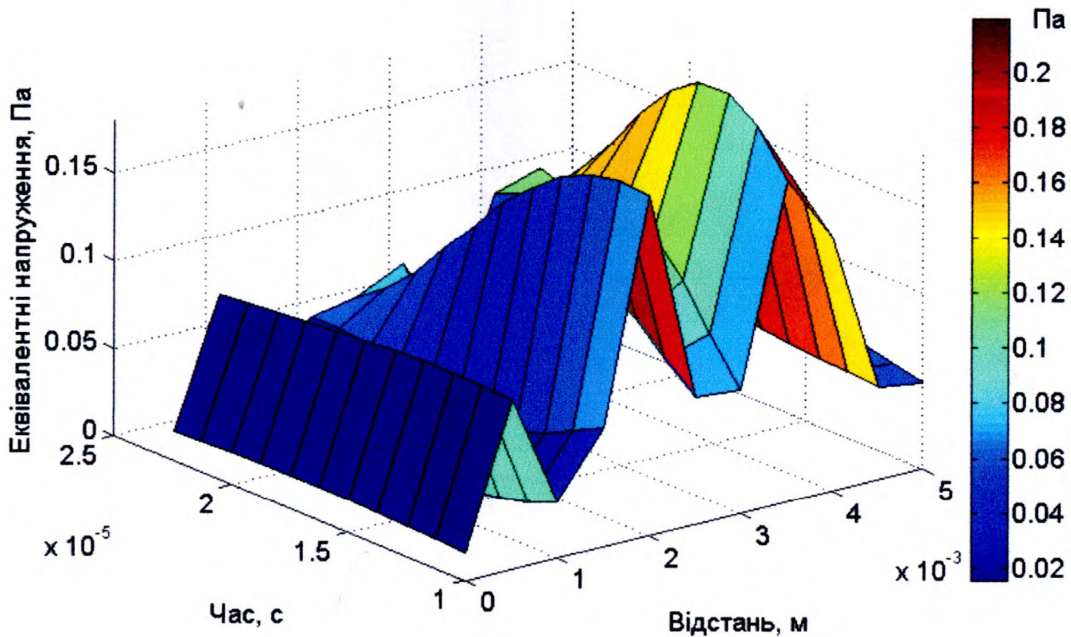


Рис. К.12 – Поле напружень по середині товщини стінки труби при висоті нерівності границі розділу рідина-сталь 2 мм

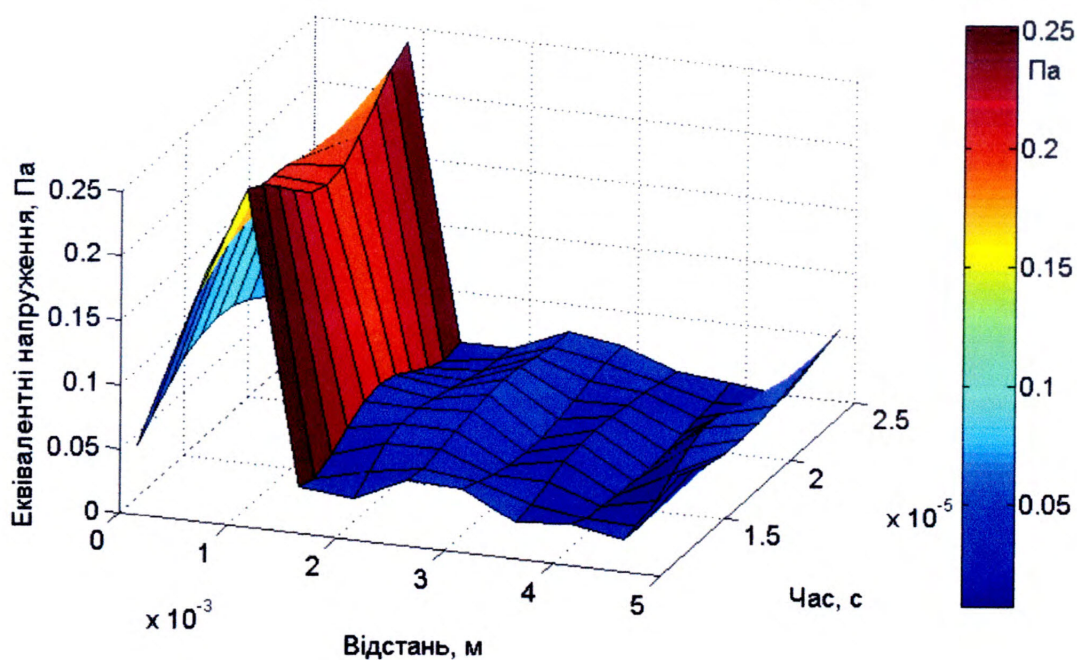


Рис. К.13 – Поле напружень на межі розділу середовищ при висоті нерівності  
 границі розділу рідина-сталь 0 мм

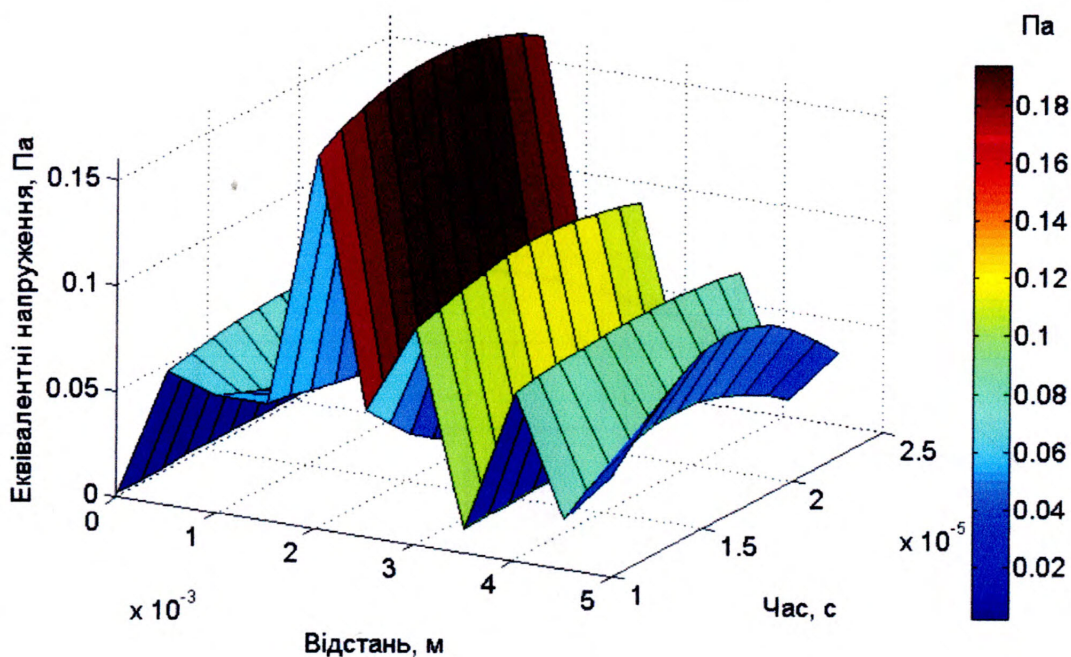


Рис. К.14 – Поле напружень по середині товщини стінки труби при висоті  
 нерівності границі розділу рідина-сталь 0 мм

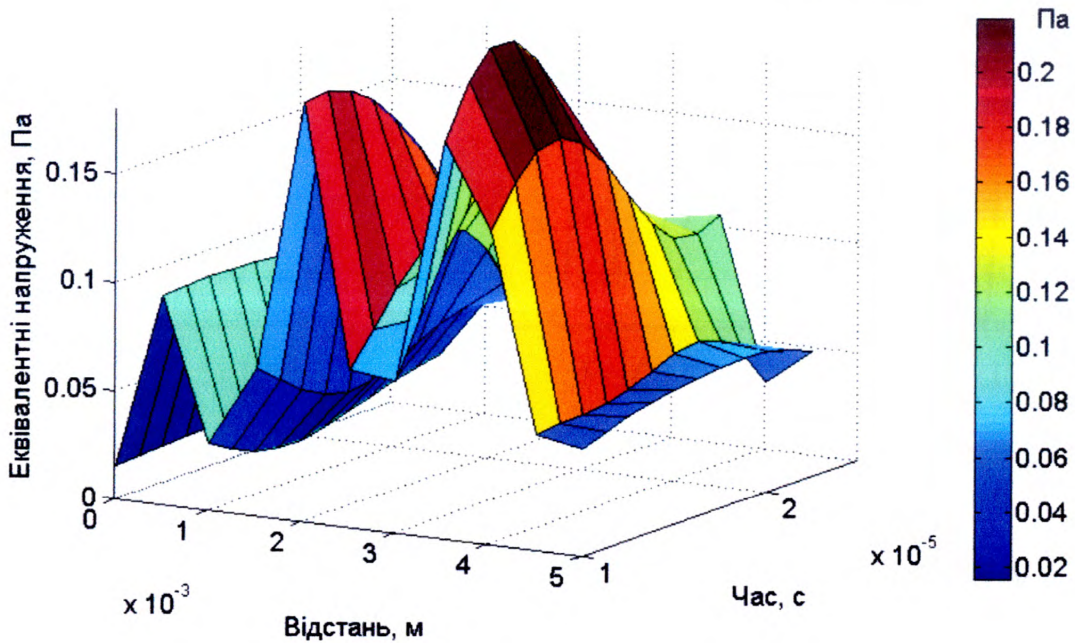


Рис. К.15 – Поле напружень по середині товщини стінки труби при висоті нерівності границі розділу рідина-сталь 2 мм

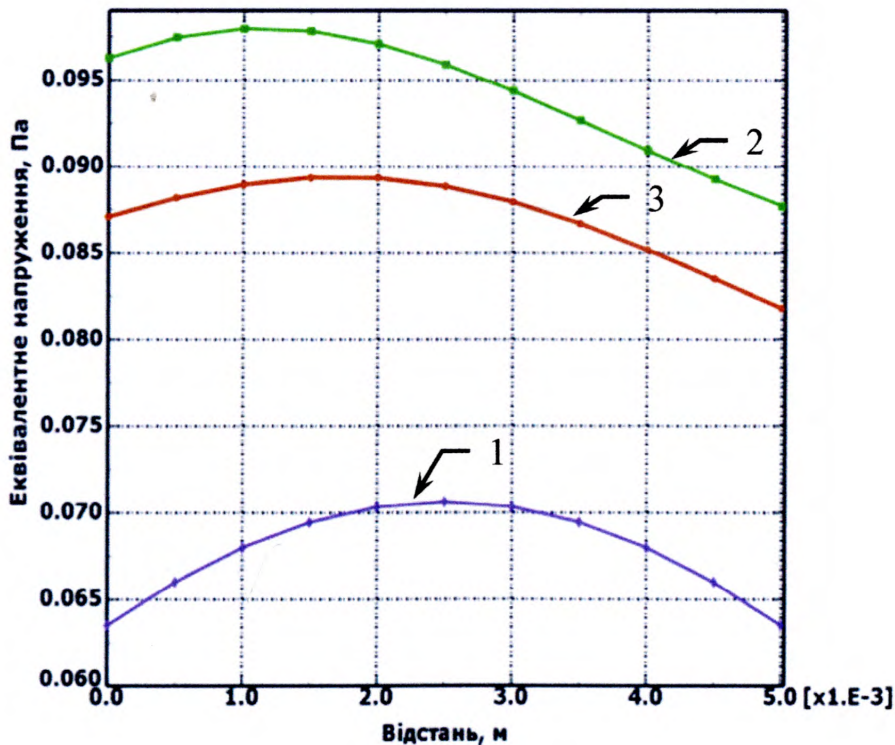


Рис. К.16 – Розподіл акустичного тиску всередині стінки труби на ділянці довжиною 5 мм при поширенні ультразвукової хвилі на час 11,2 мкс:

1 – висота нерівності на границі розділу рідина-сталь 0 мм, 2 – 2 мм, 3 – 3 мм

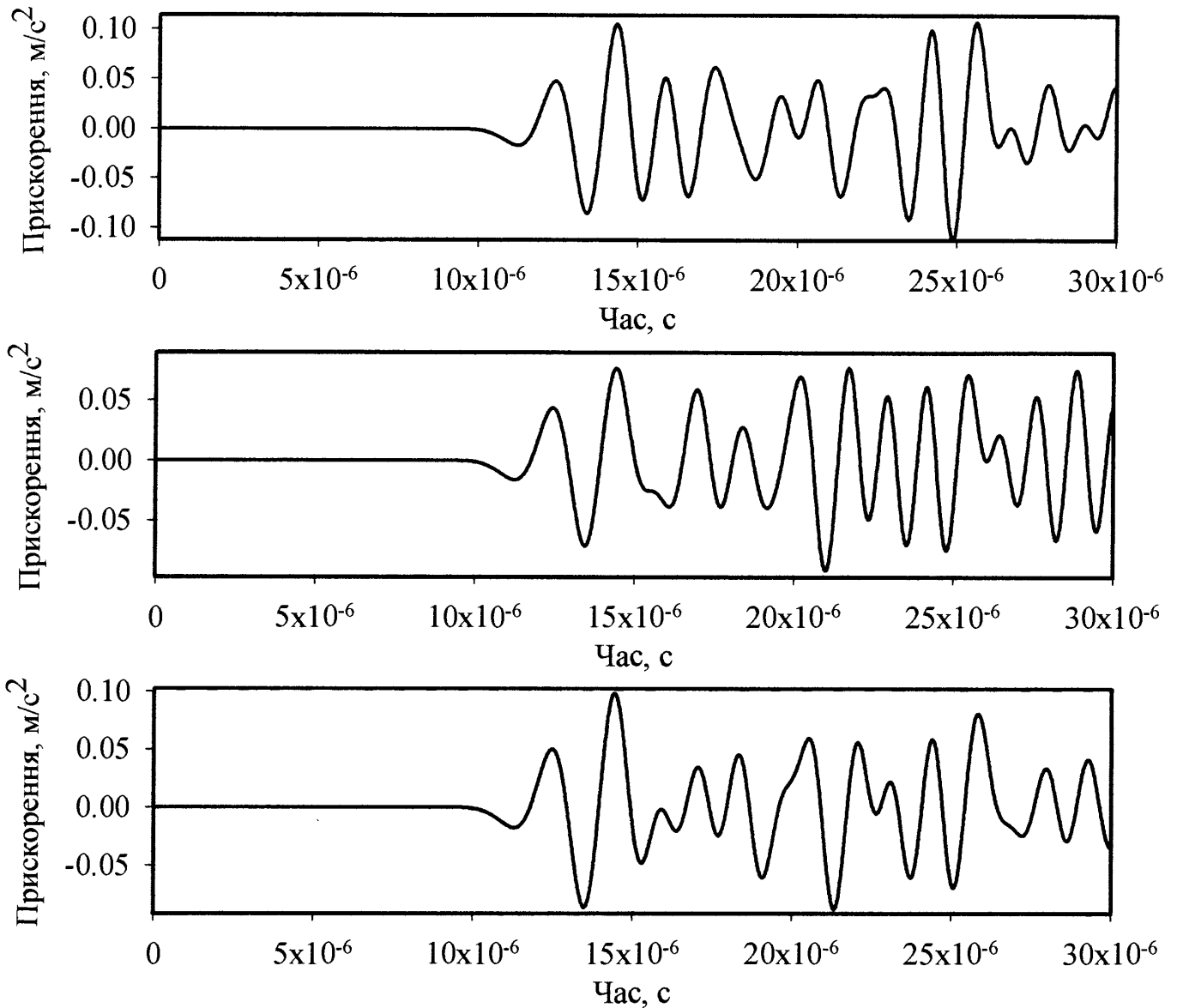


Рис. К.17 – Амплітуда прискорень ультразвукової хвилі, що пройшла нерівну границю розділу рідина – стінка труби висотою 1 мм та шириною 20 мм:  
 а) нерівність створена сплайном із 20-и точок, б) нерівність створена сплайном із 40-а точок, в) нерівність створена сплайном із 60-и точок



Рис. К.18 – Амплітуда ультразвукової хвилі при різних значеннях густини нерівностей

продовження додатку К

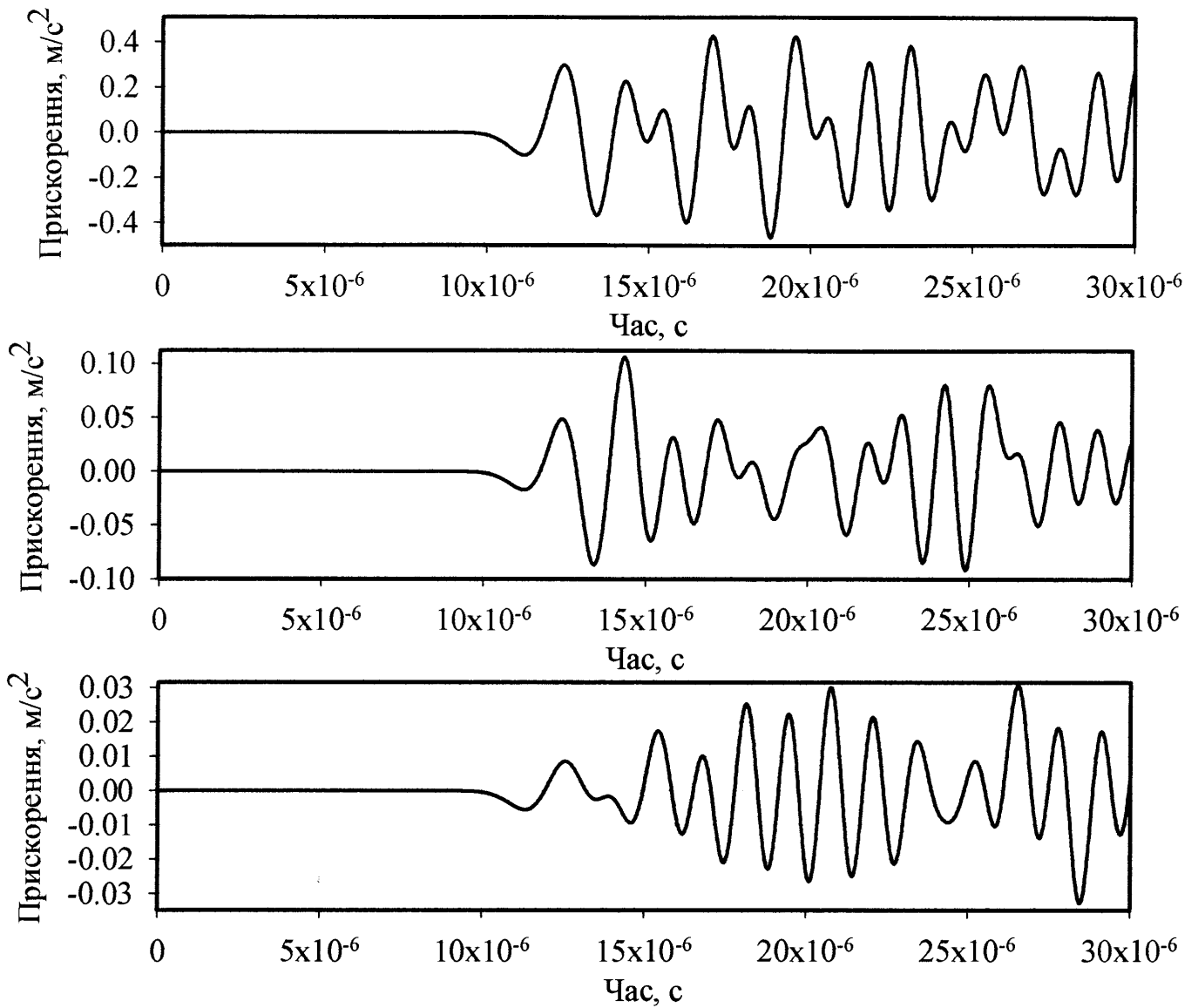


Рис. К.19 – Амплітуда прискорень ультразвукової хвилі, що пройшла нерівну границю розділу рідина – стінка труби висотою 1 мм та шириною 20 мм:

- а) частота ультразвукової хвилі 1 МГц, б) частота ультразвукової хвилі 2,5 МГц,  
в) частота ультразвукової хвилі 5 МГц

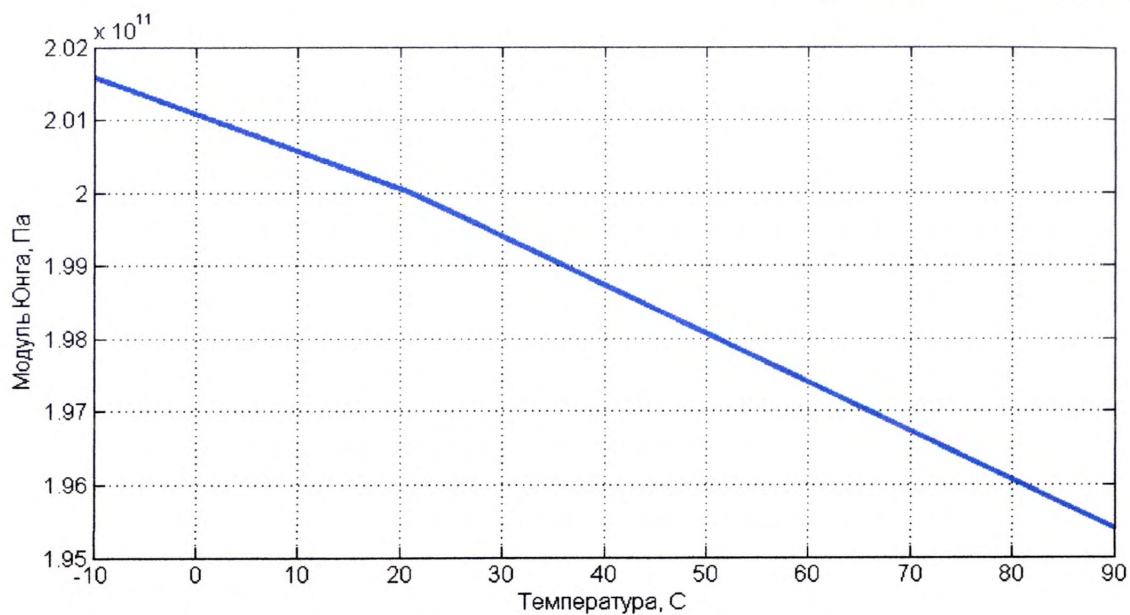


Рис. К.20 – Залежність модуля Юнга від температури

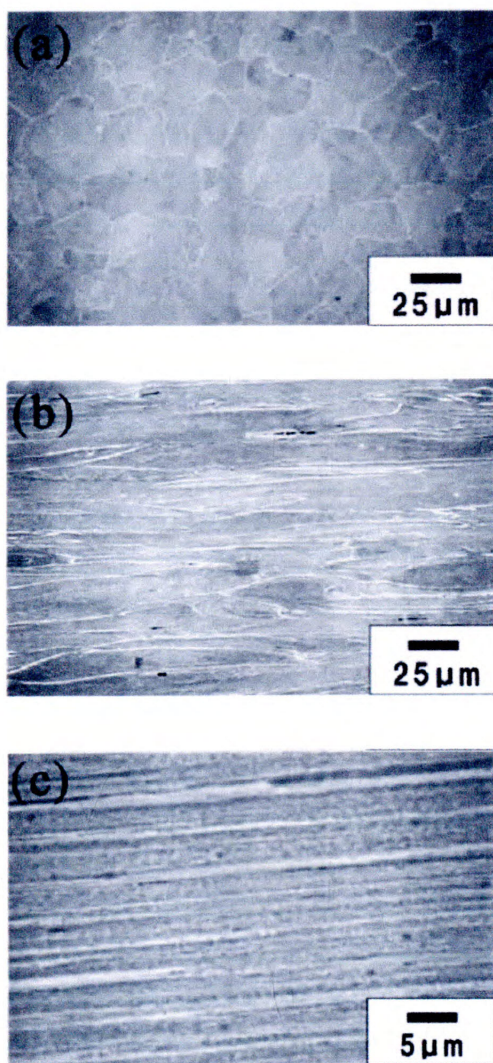


Рис. К.21 – Зображення сталі за допомогою нейронного дифрактометра:

а) деформація 0, б) деформація 2.0, в) деформація 6.6

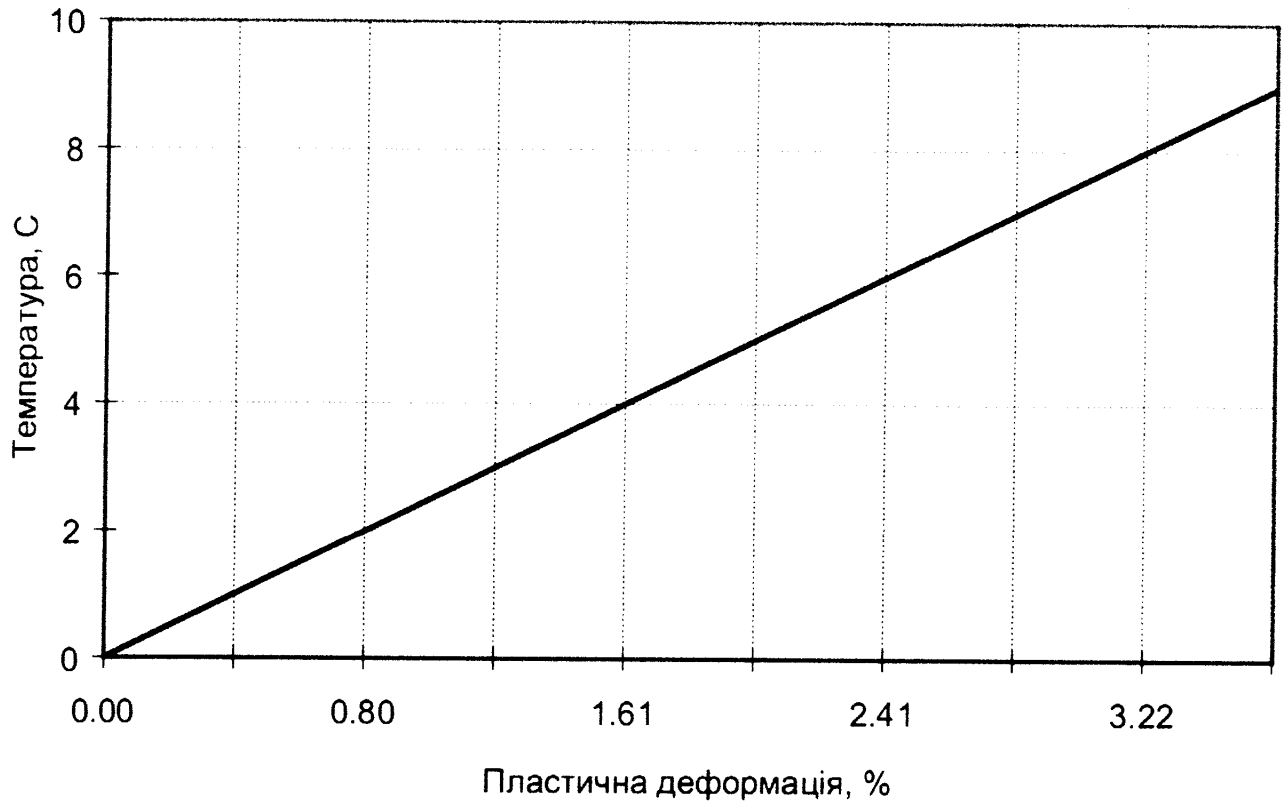


Рис. К.22 – Температурна залежність пластичної деформації сталі.

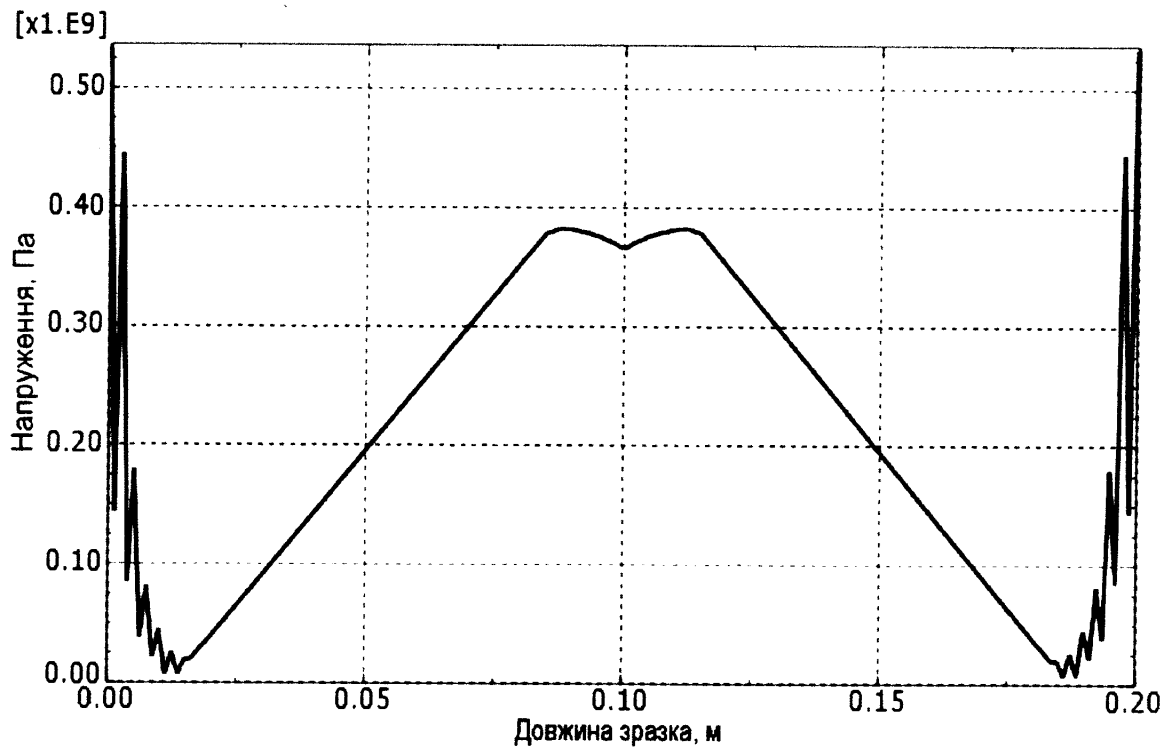


Рис. К.23 – Розподіл напружень по довжині зразка.



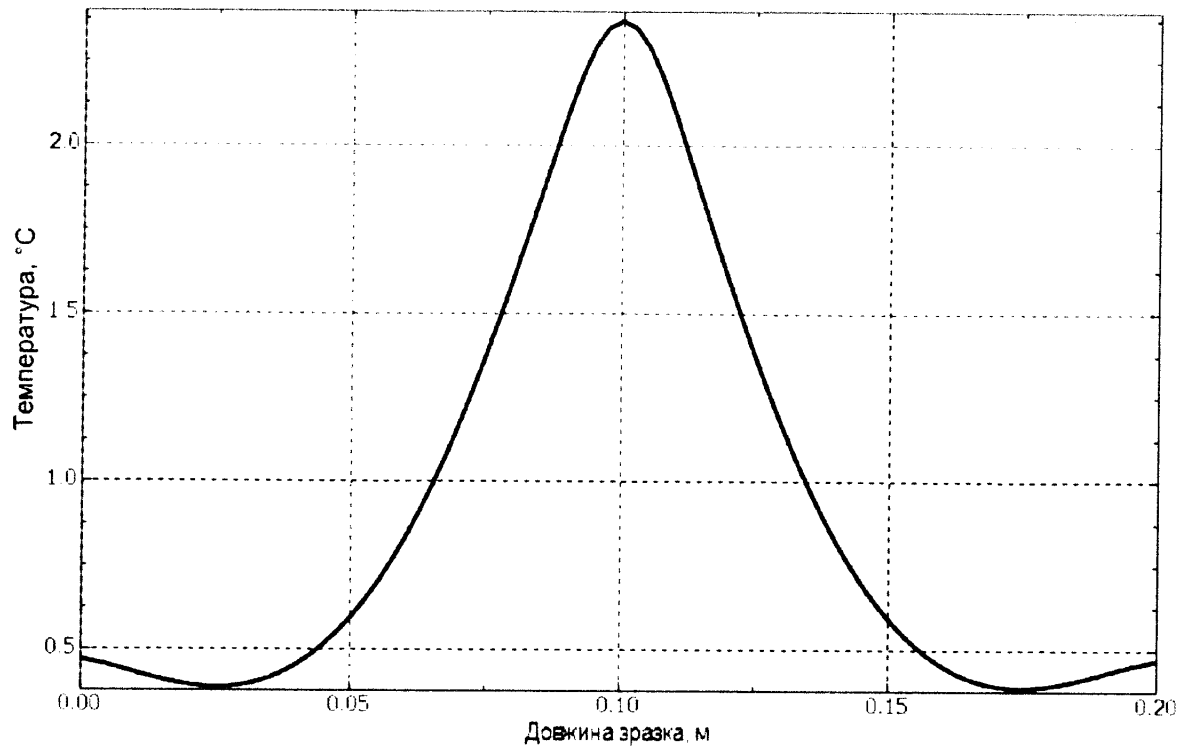


Рис. К.24 - Розподіл температури від пластичних деформацій зразка.

продовження додатку К

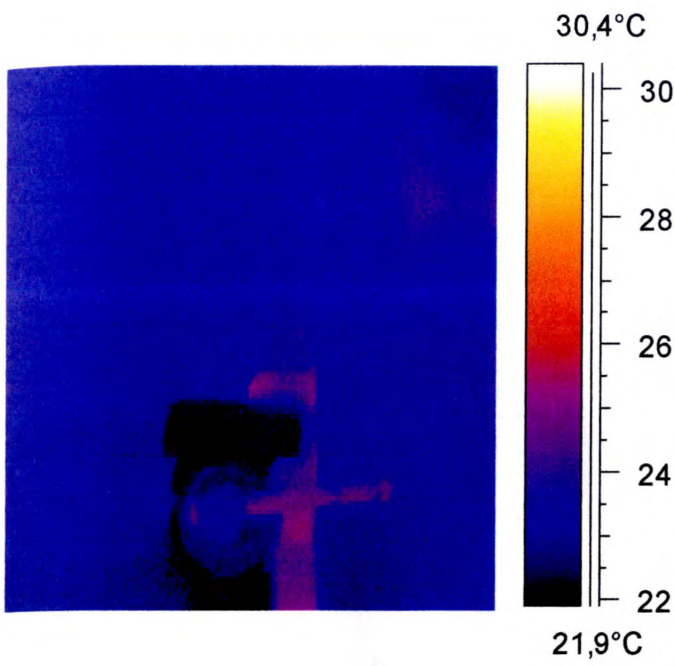


Рис. К.25 – Зразок до деформації

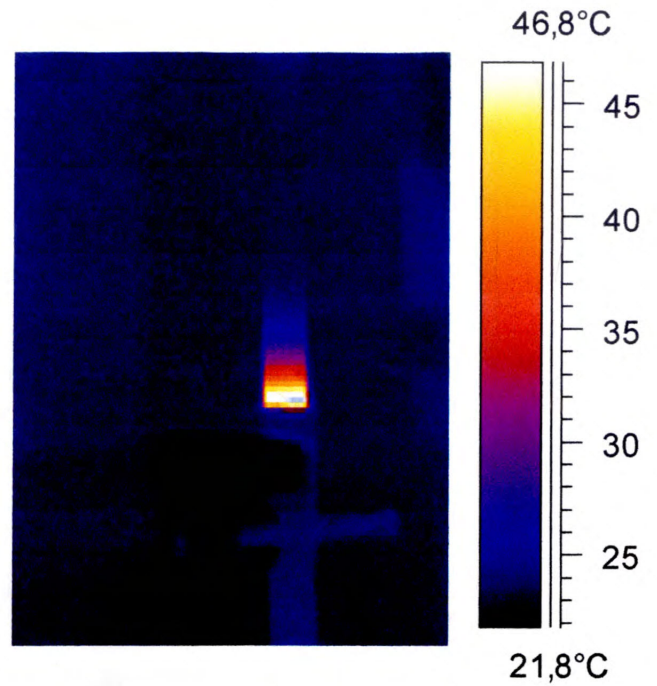


Рис. К.26 – Зразок 10 сек після деформації

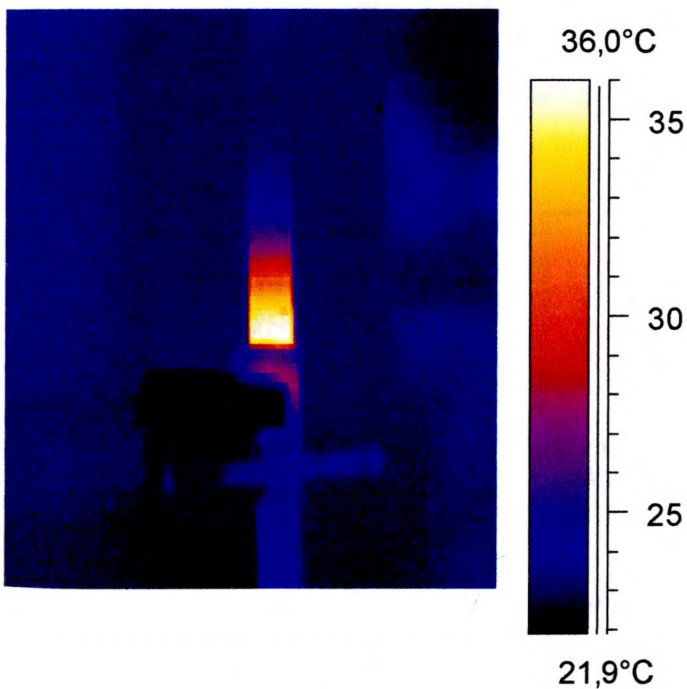


Рис. К.28 – Зразок 20 сек після деформації

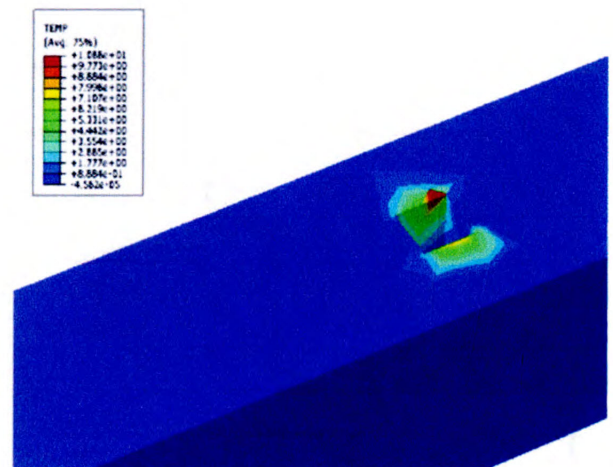


Рис. К.27 – Результати обчислення розподілу температурного поля в околі дефекту від поширення потужної акустичної хвилі на основі розробленої математичної моделі

## ДОДАТОК Л

## Алгоритм обробки сигналів ультразвукових хвиль

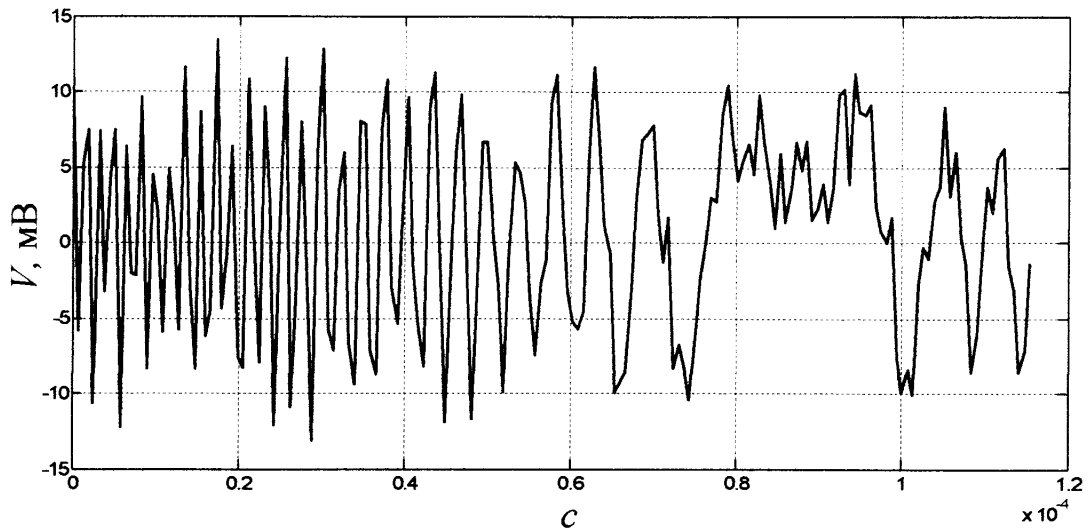


Рис. Л.1 Сигнал ультразвукової хвилі

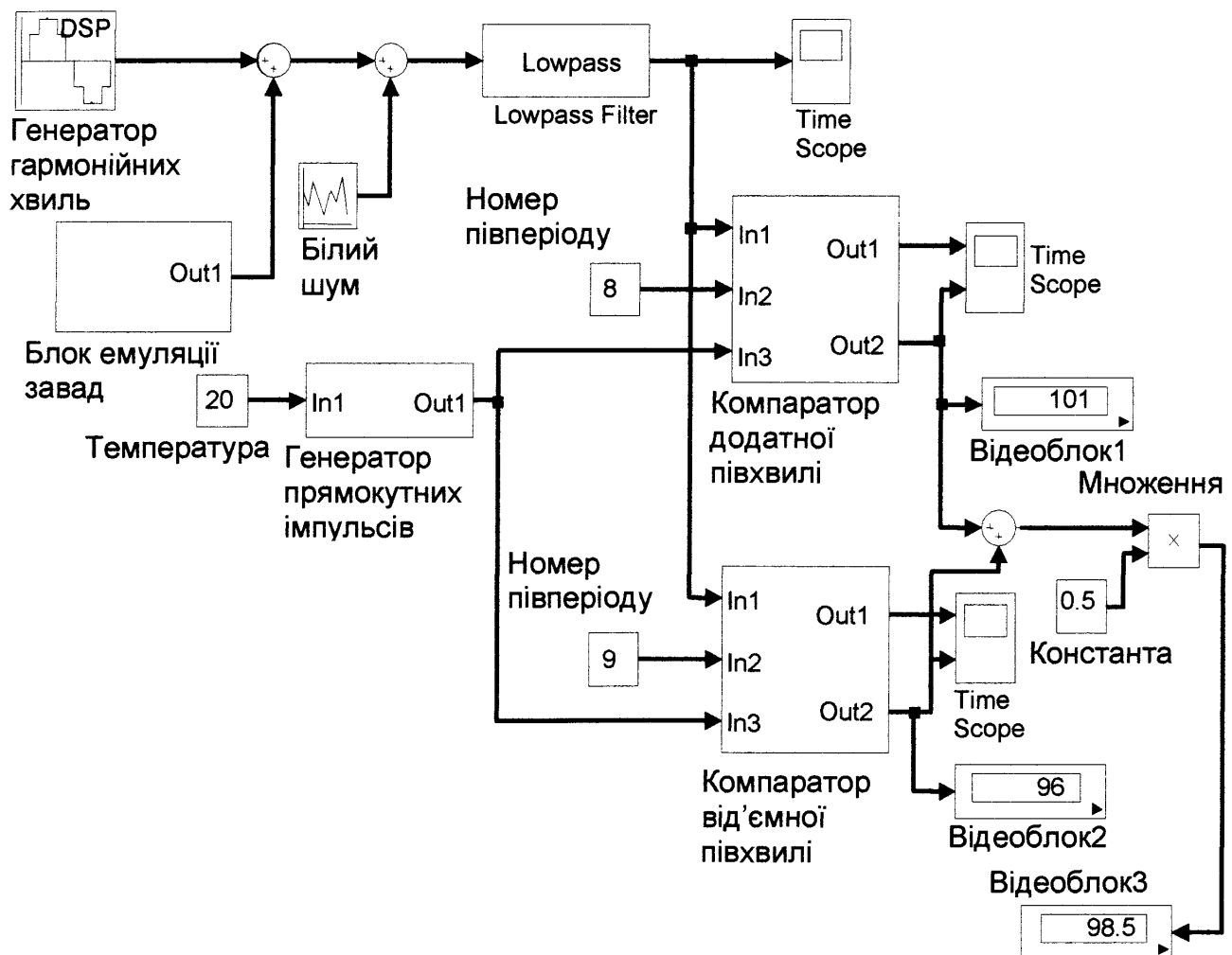


Рис. Л.2 Модель математичного пакету Simulink визначення часу проходження ультразвукової пластинчатої хвилі

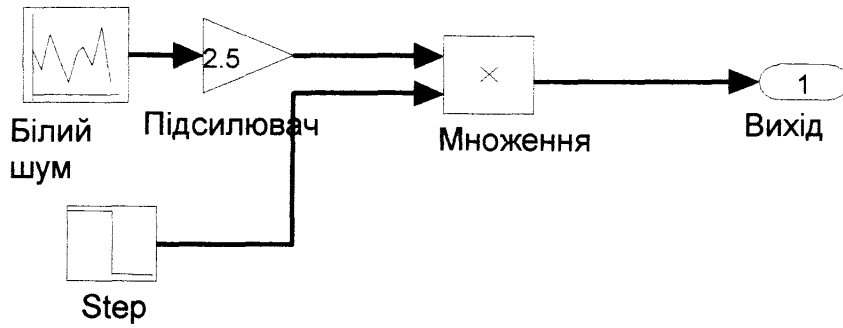


Рис. Л.3 Блок Simulink емуляції завад першої гармоніки

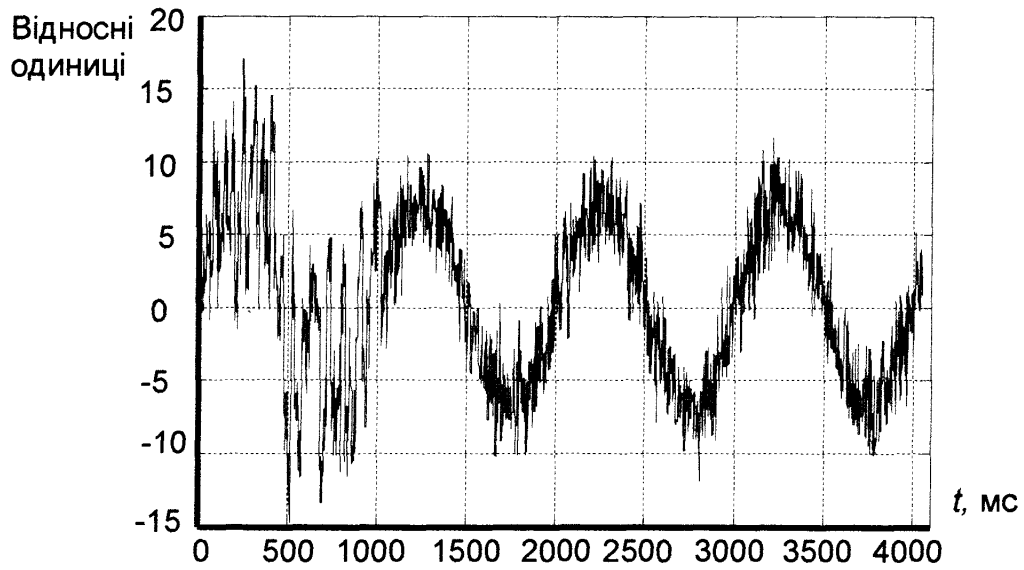


Рис. Л.4 Змодельований ультразвуковий сигнал

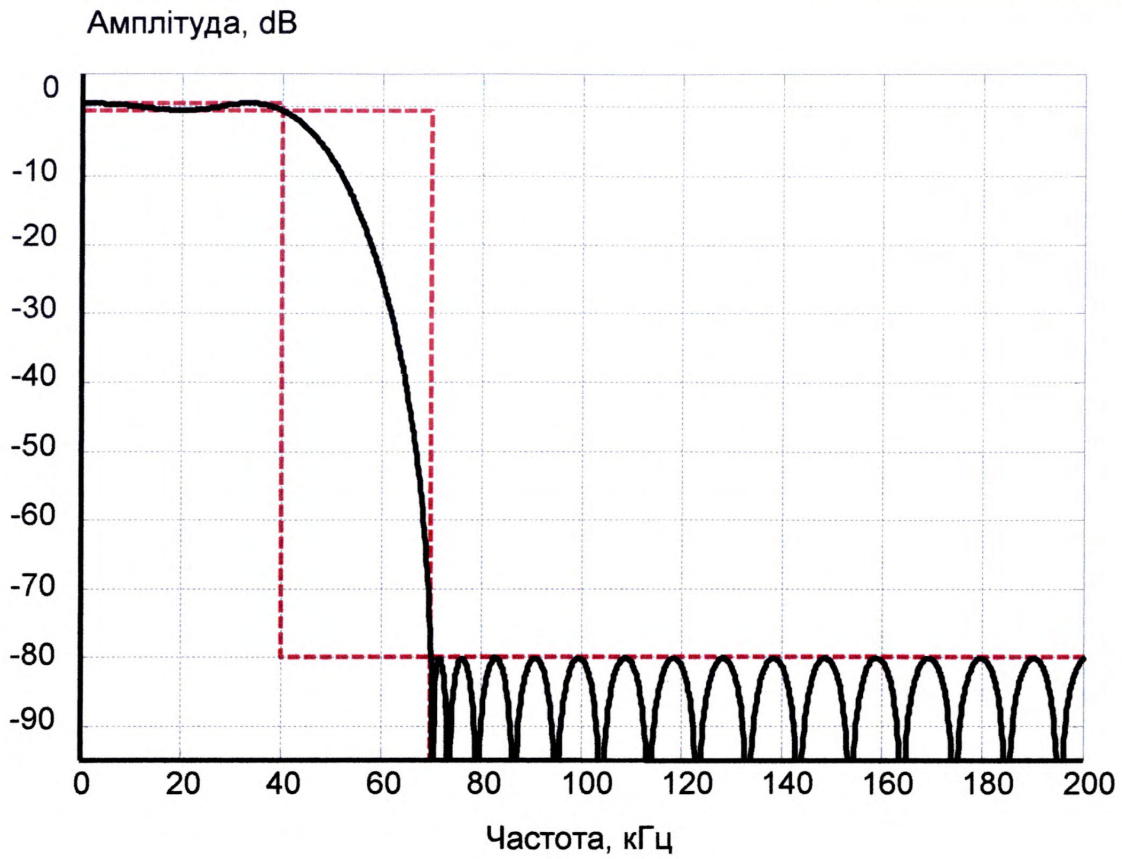


Рис. Л.5 Параметри фільтра ультразвукового сигналу

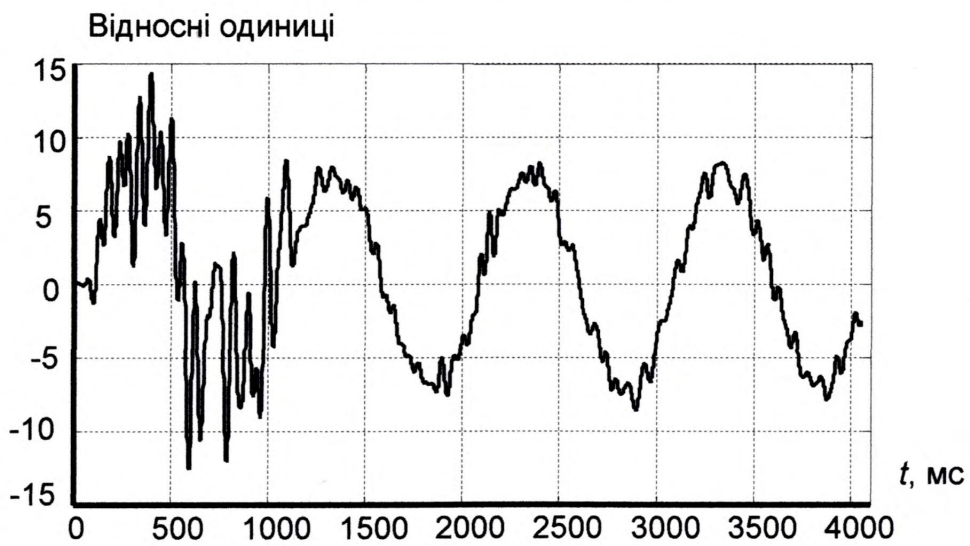


Рис. Л.6 Змодельований ультразвуковий сигнал на виході фільтру

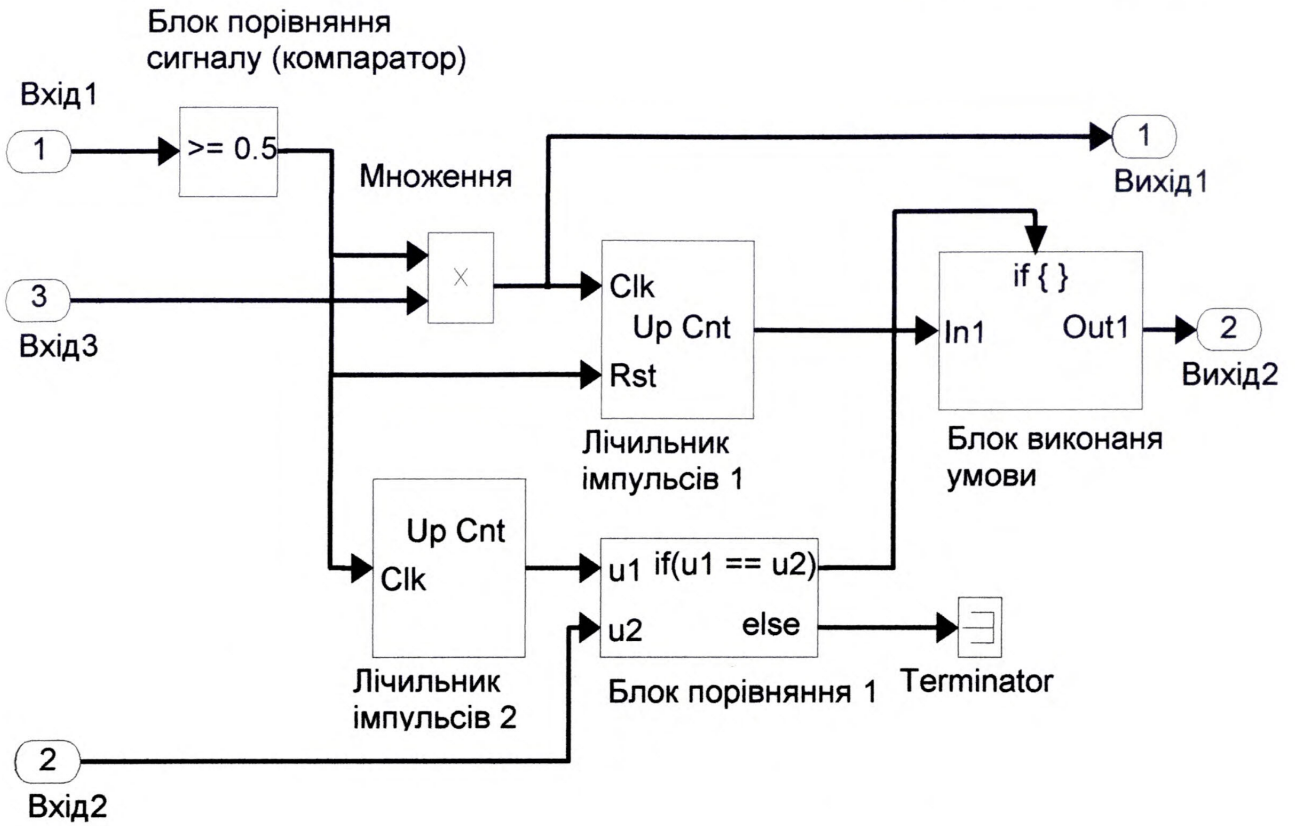


Рис. Л.7 Блок компаратора півхвилі ультразвукового сигналу

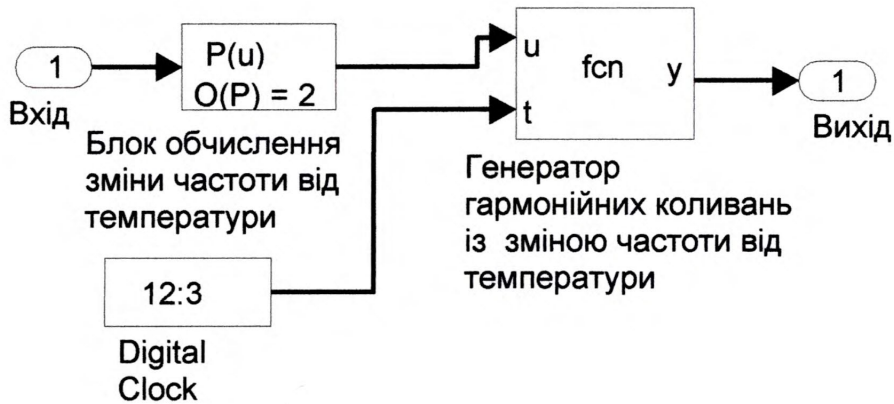


Рис. Л.8 Блок генератора високочастотних прямокутних імпульсів

## ДОДАТОК М

**Пристрої контролю пружних властивостей металу стінок магістральних  
трубопроводів**

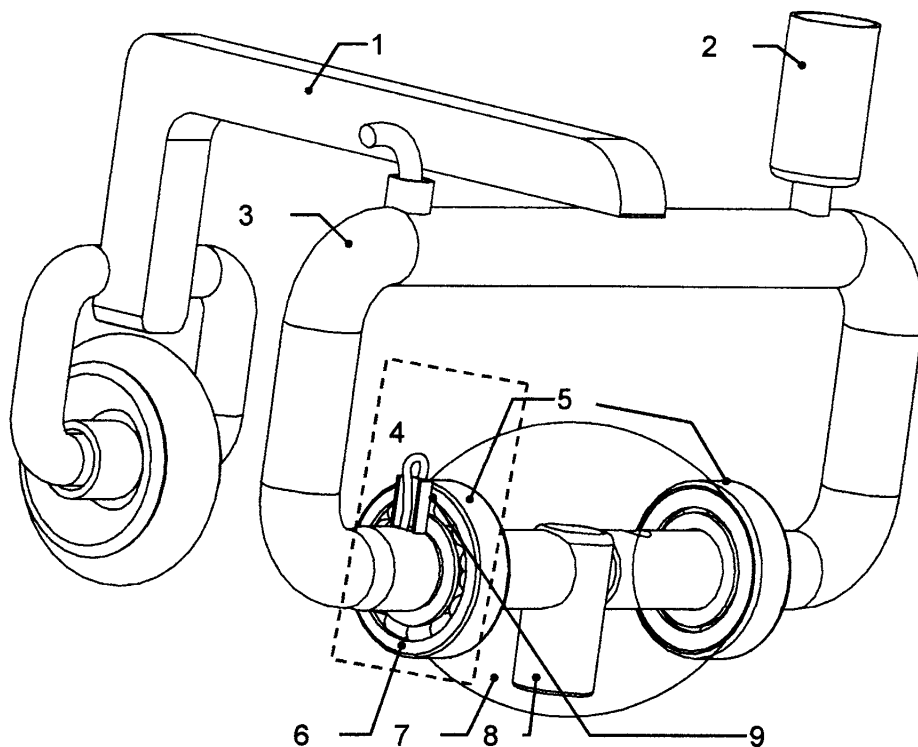


Рис. М.1 – Блок п'єзоелектричних перетворювачів:

1 - кабель підключення сигналів, 2 - посудину для поповнення контактної рідини, 3 – рама, 4 - індуктивний давач, 5 – підшипник, 6 - магнітні пластини, 7 – корпус, 8 - роздільно-суміщений ультразвуковий перетворювач, 9 - індуктивна котушка

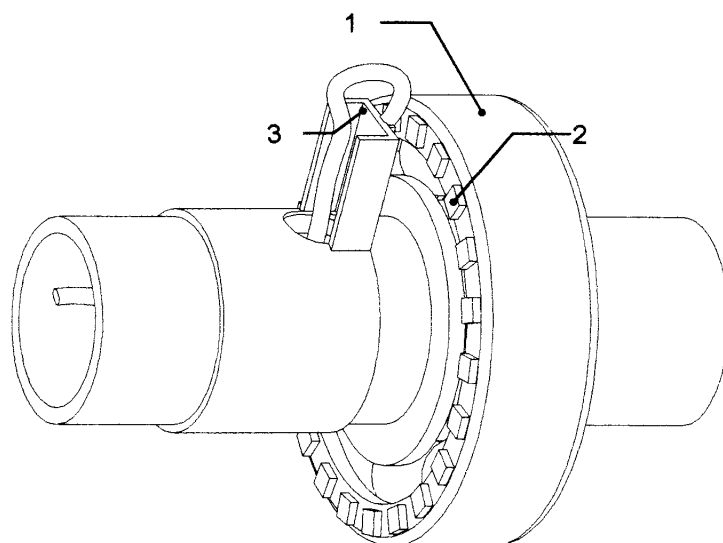


Рис. М.2 – Індуктивний давач:

1 – підшипник, 2 - магнітні пластини, 3 - індуктивна котушка

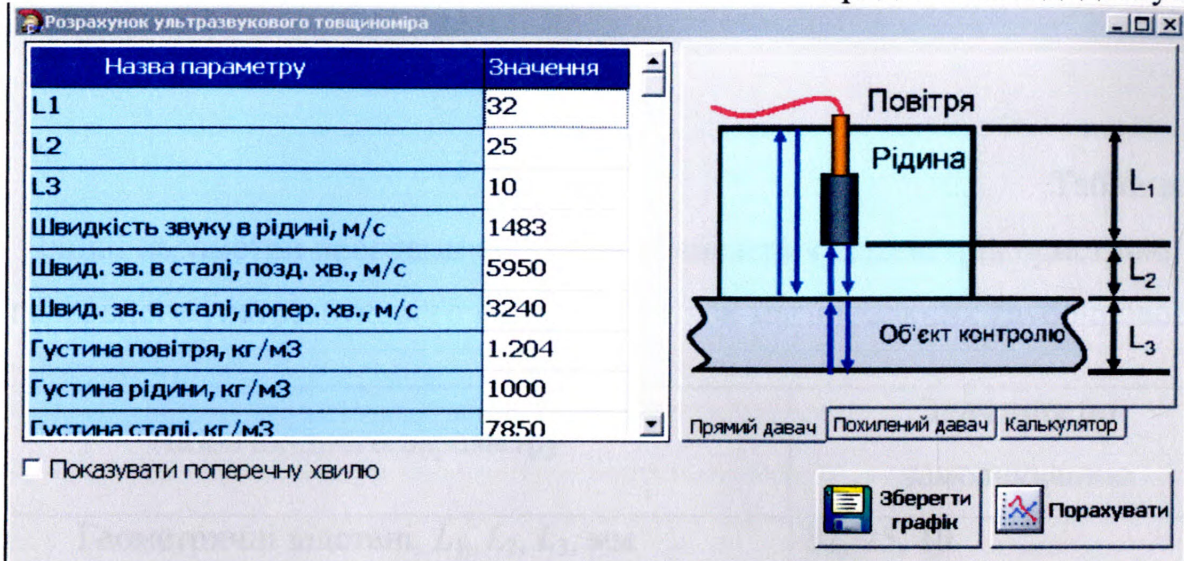


Рис. М.3 – Інтерфейс користувача програми обчислення параметрів пристрою неперервного ультразвукового контролю стінок магістральних трубопроводів

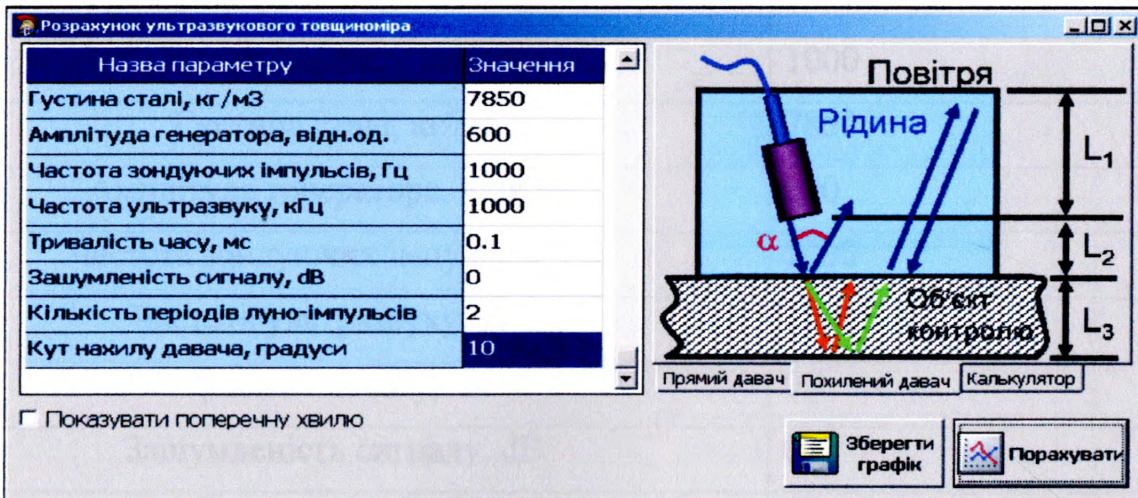


Рис. М.4 – Інтерфейс користувача програми обчислення параметрів пристрою неперервного ультразвукового контролю стінок магістральних трубопроводів з нахиленим первинним перетворювачем



Таблиця М.1

Вхідні параметри програми програми обчислення параметрів пристрою неперервного ультразвукового контролю стінок магістральних трубопроводів

Назва вхідного параметру	Значення по замовчуванню
Геометричні відстані, $L_1, L_2, L_3$ , мм	32, 25, 10
Швидкість звуку в рідині, м/с	1483
Швидкість звуку в сталі, поздовжня хвиля, м/с	5950
Швидкість звуку в сталі, поперечна хвиля, м/с	3240
Густина повітря, кг/м <sup>3</sup>	1,204
Густина рідини, кг/м <sup>3</sup>	1000
Густина сталі, кг/м <sup>3</sup>	7850
Амплітуда генератора, відн.од.	600
Частота зондуючих імпульсів, Гц	1000
Частота ультразвуку, кГц	1000
Тривалість часу, мс	0.1
Зашумленість сигналу, дВ	0
Кількість періодів луно-імпульсів	2
Кут нахилу давача, градуси	25
Показувати поперечну хвилю	ні

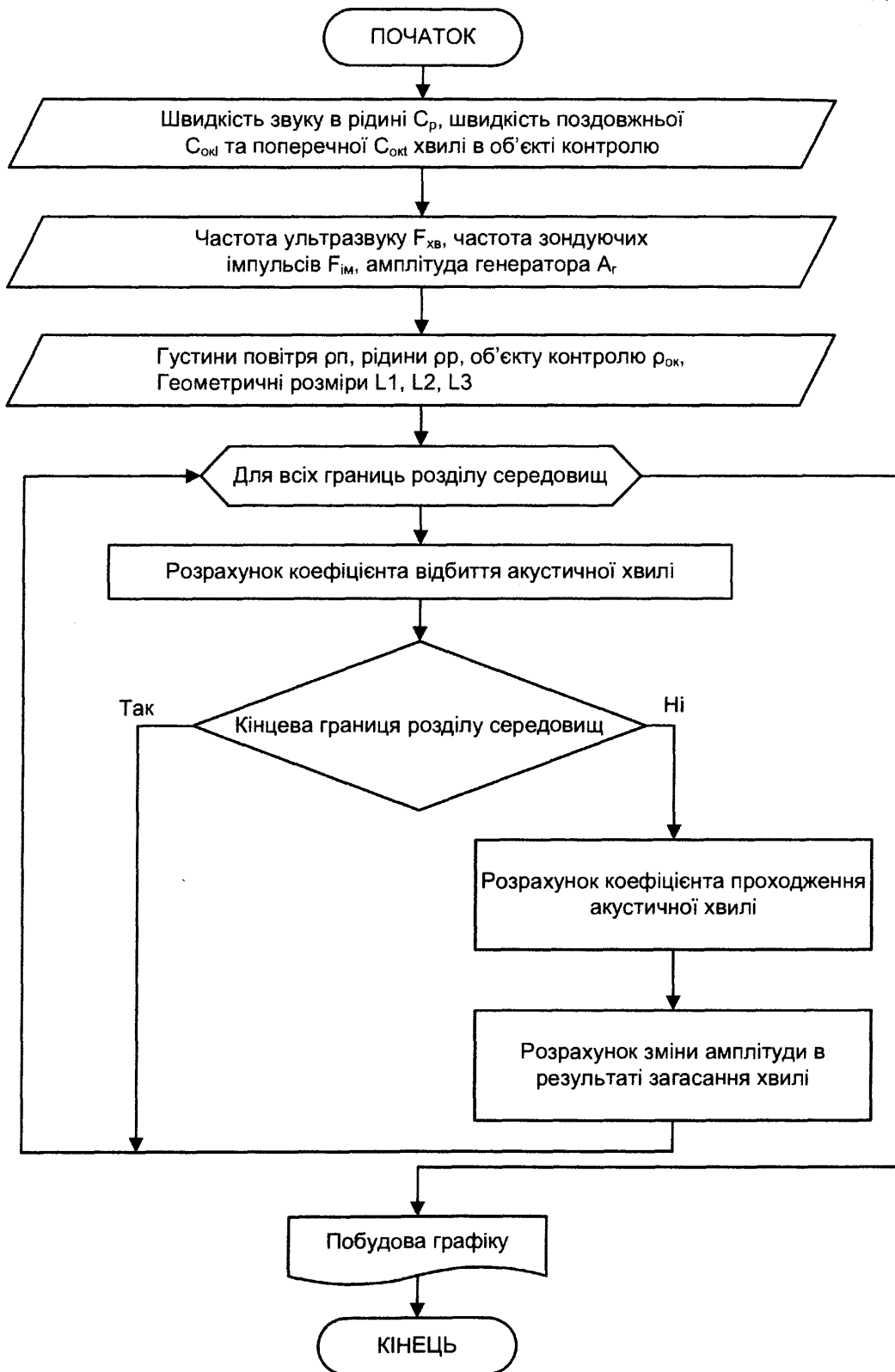


Рис. М.5 – Алгоритм обчислення параметрів акустичного поля

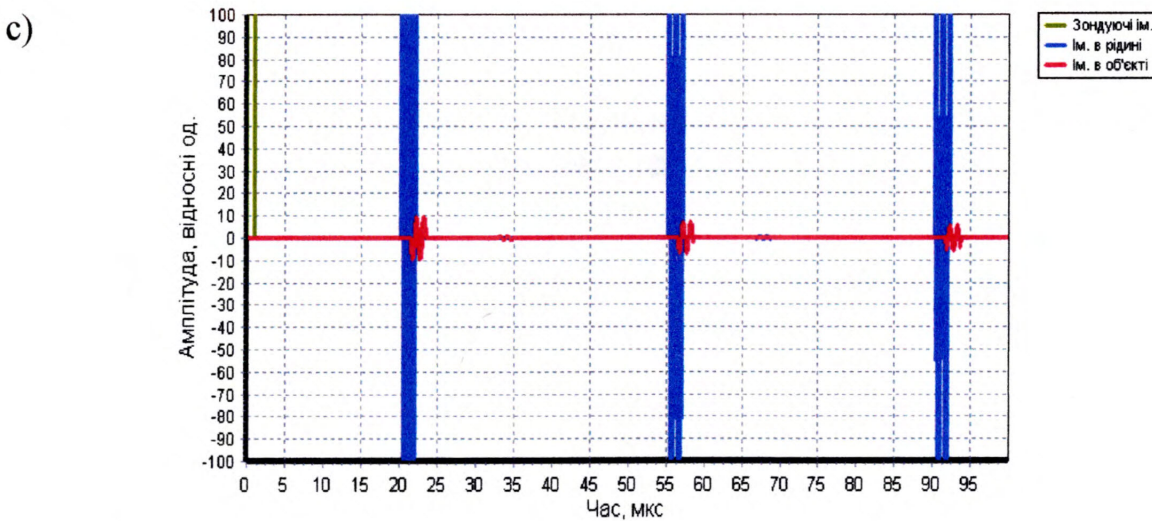
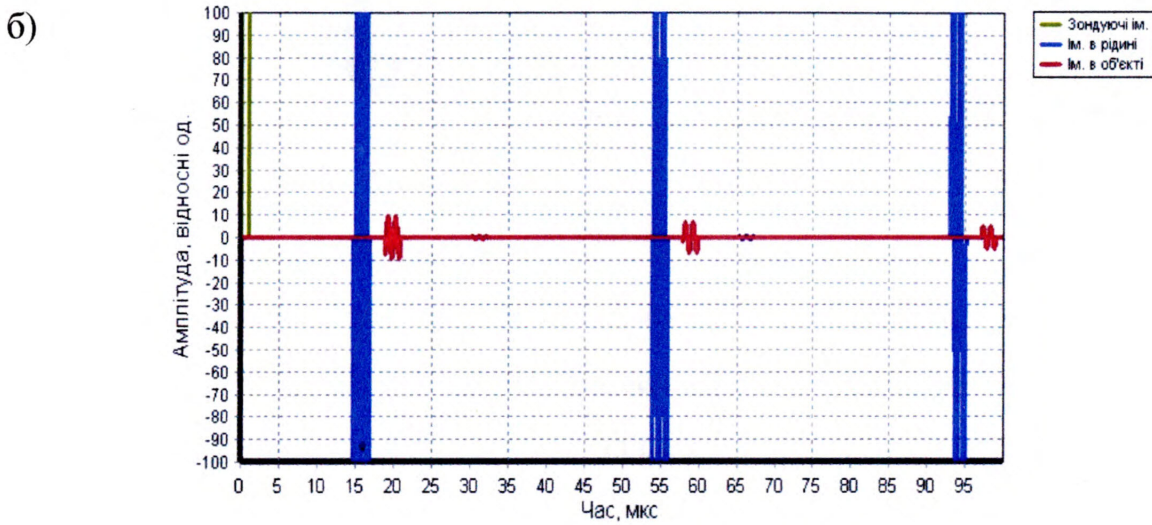
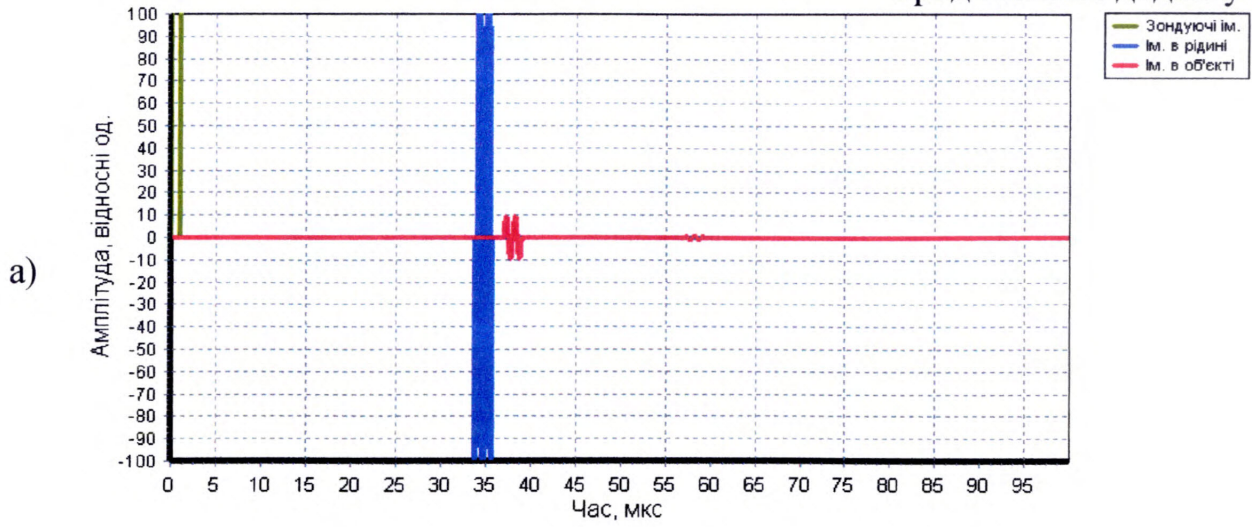


Рис. М.6 – Результати розрахунку акустичного поля.

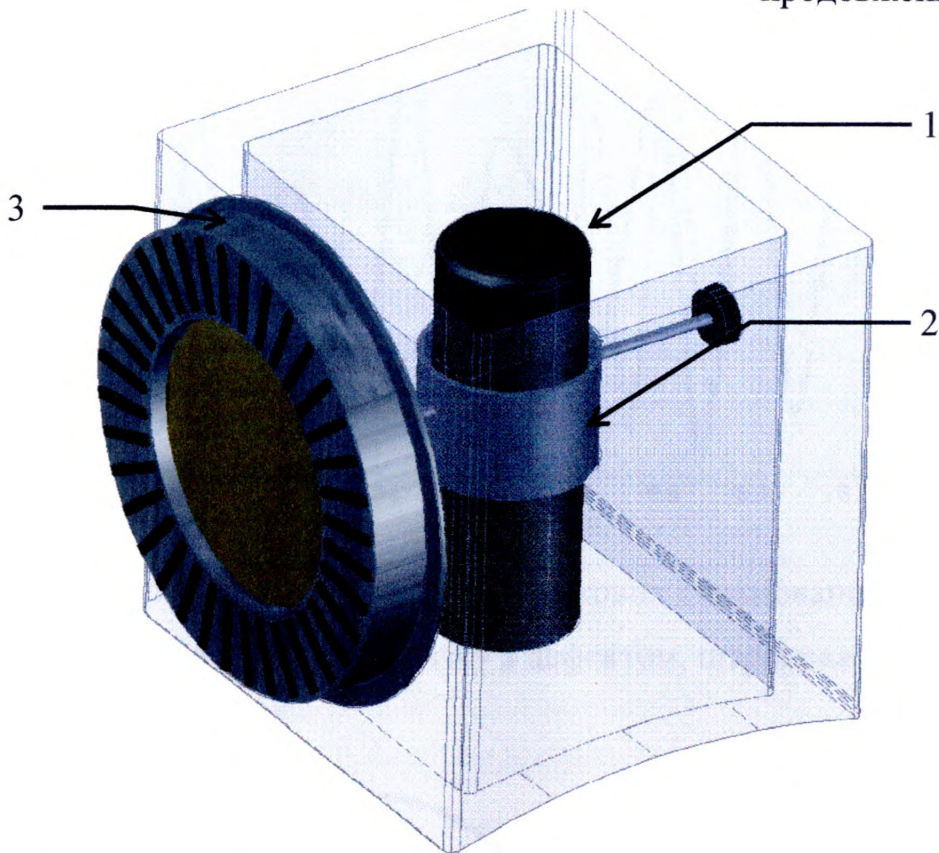


Рис. М.7 – Конструкція кріплення первинного перетворювача системи контролю труб ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями КТУ-1:

1 – первинний перетворювач, 2 – кріплення первинного перетворювача, 3 – коліщатко виставлення кута нахилу первинного перетворювача

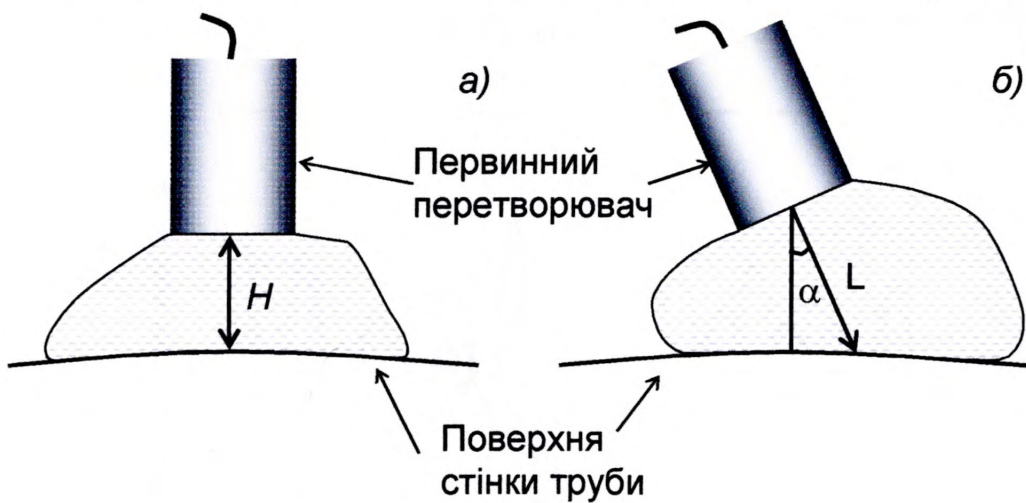


Рис. М.8 – Відстані, пройдені ультразвуковою хвилею через акустичний контакт:

а) прямий ПП, б) нахилений ПП

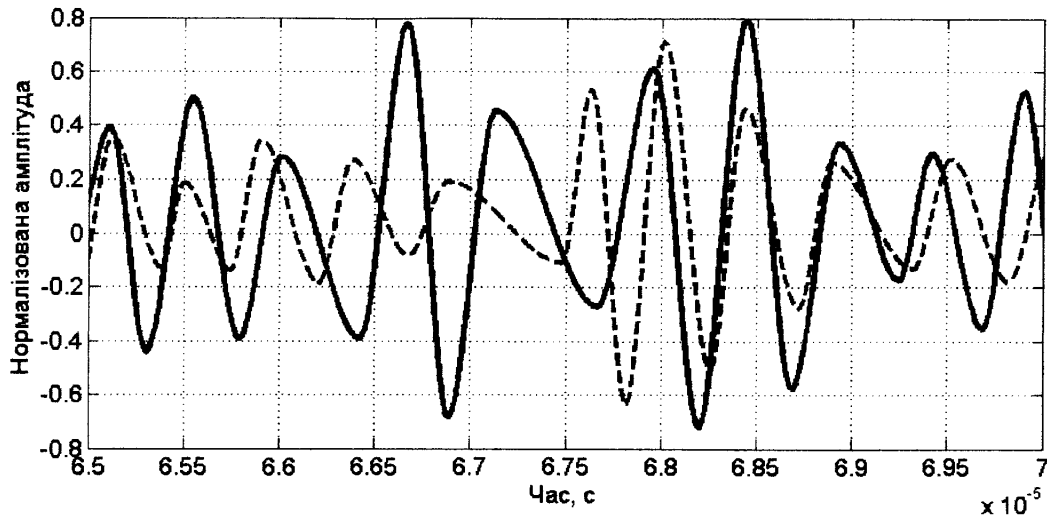


Рис. М.9 – Друга мода сигналу ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль:  
суцільна лінія – сигнал в зразку з дефектом, штрихова – без дефекту

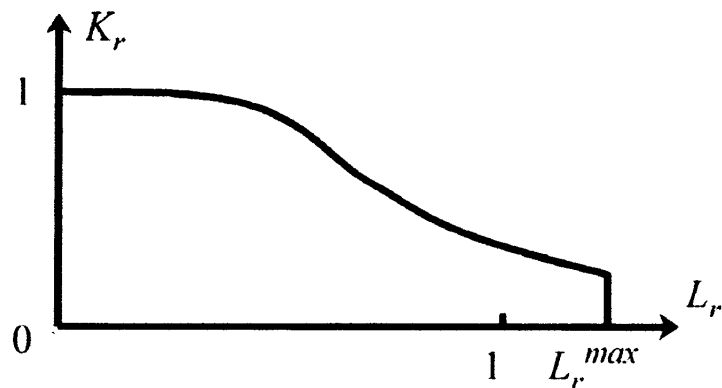


Рис. М.10 – Типовий вид діаграми оцінки небезпеки руйнування

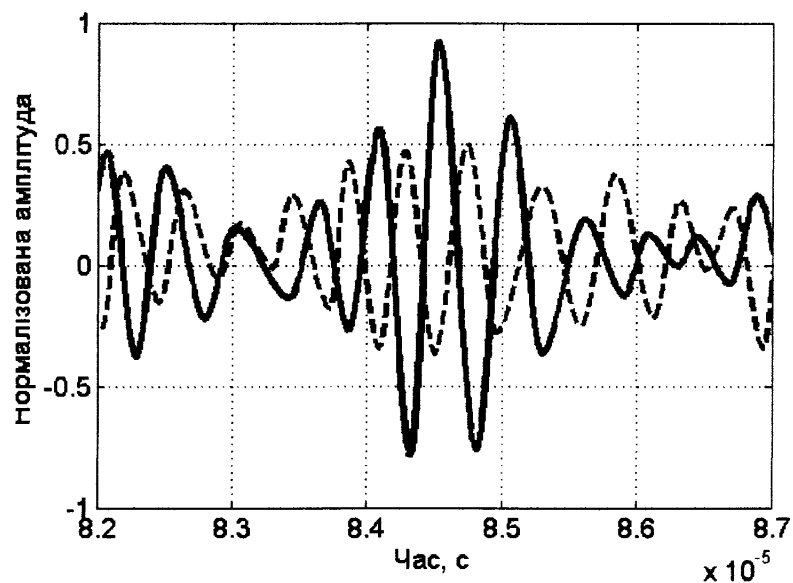


Рис. М.11 – Четверта мода сигналу ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль:  
суцільна лінія – сигнал в зразку з дефектом, штрихова – без дефекту

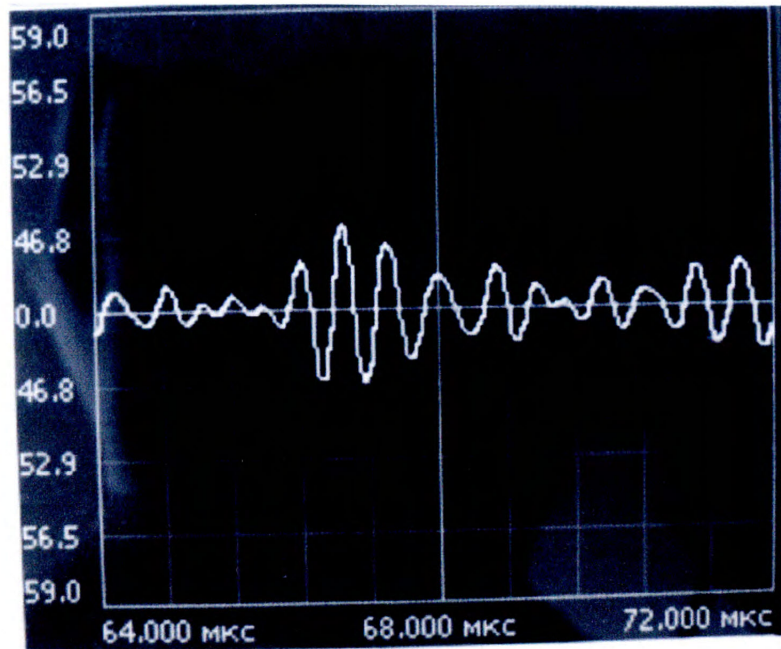


Рис. М.12 – Форма сигналу ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі отриманої в стінці труби діаметром 1020 мм та товщиною стінки 16 мм

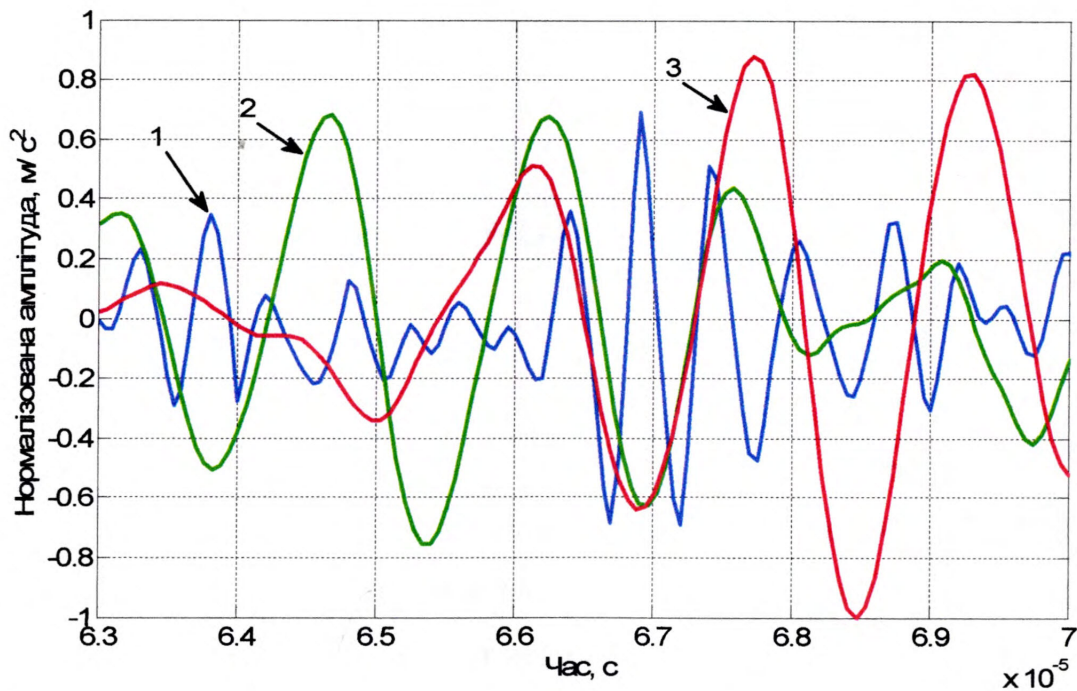
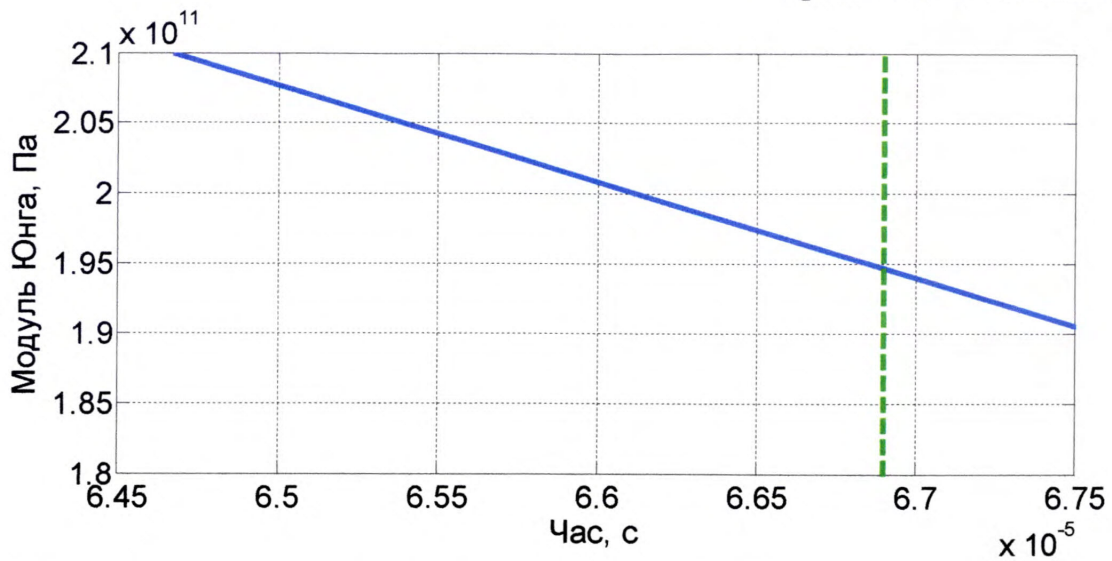


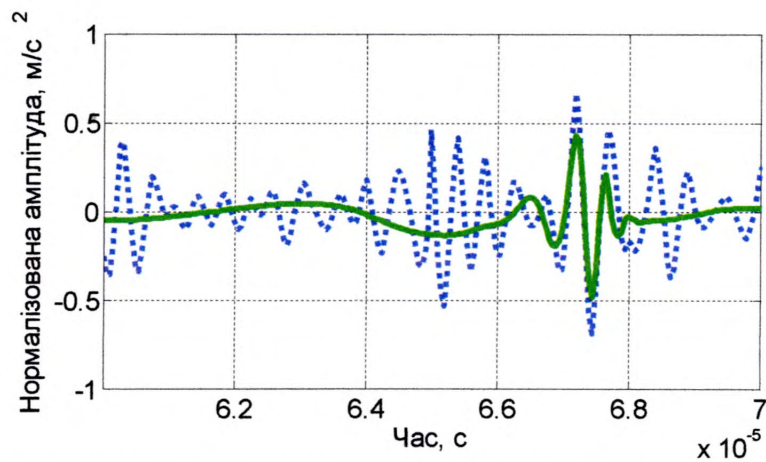
Рис. М.13 – Профіль ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі в стінці труби діаметром 1020 мм та товщиною стінки 16 мм при різних значеннях модуля Юнга:

1 – експериментальна крива, 2 – модуль Юнга  $2.1 \cdot 10^{11}$  Па, 3 – модуль Юнга  $1.89 \cdot 10^{11}$  Па

продовження додатку М



. М.14 – Залежність величини модуля Юнга від швидкості поширення УСКХ:  
суцільна лінія – залежність визначена математично, штрихова лінія -  
експериментально



. М.15 – Вейвлет аналіз сигналу ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль:  
рихова лінія – сигнал отриманий в лабораторних дослідженнях, суцільна лінія –  
результат вейвлет аналізу

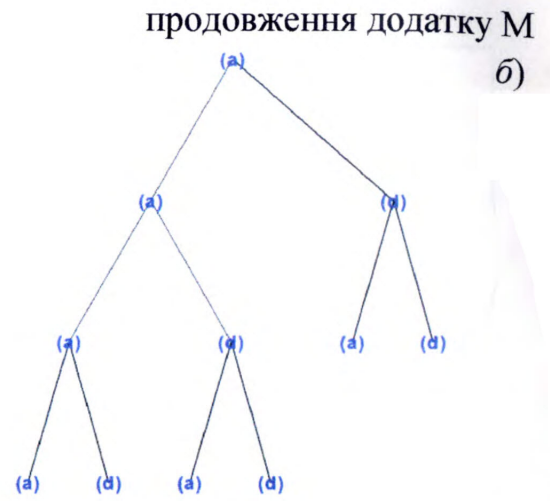
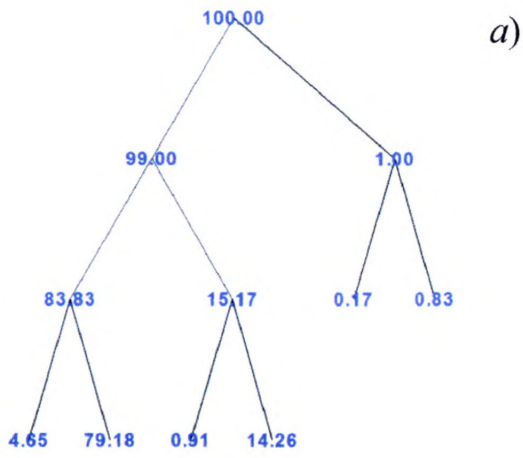


Рис. М.16 – Енергія декомпонованого сигналу УСКХ:

а) декомпозиція сигналу за енергією, б) декомпозиція сигналу за типом

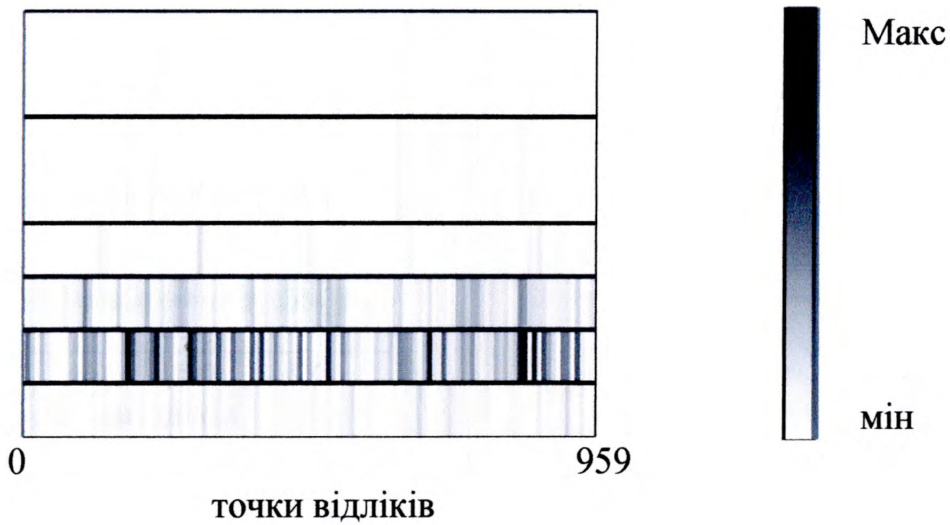


Рис. М.17 – Карта розподілу коефіцієнтів вейвлет перетворення сигналу УСКХ



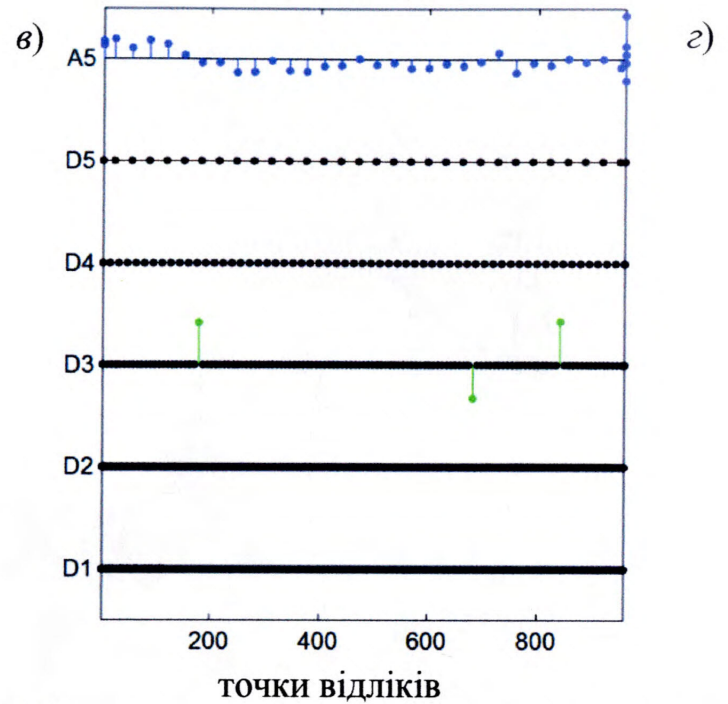
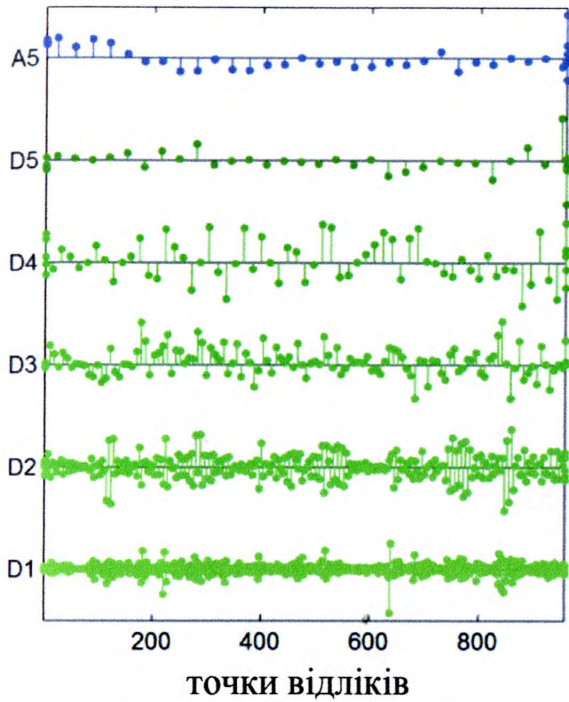
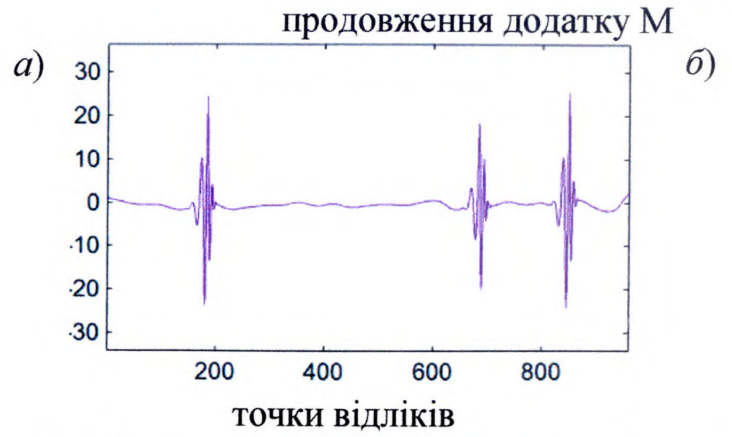
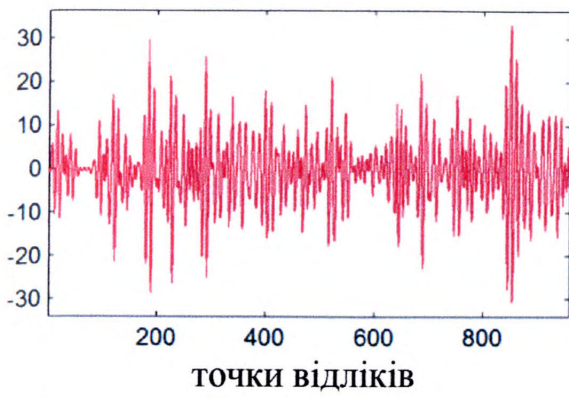


Рис. М.18 – Декомпозиція сигналу УСКХ за допомогою вейвлета Добеші 6 на 5-ти рівнях:

а) сигнал УСКХ отриманий експериментально, б) синтезований сигнал, в) загальні коефіцієнти, г) коефіцієнти визначені в результаті аналізу інформативної складової сигналу



Рис. М.19 – Трубопроводи об'язки компресорної станції 37 "Бар",  
газокомпресорний агрегат № 1

## ДОДАТОК Н

## Нормативні документи проведення ультразвукового контролю

Міністерство освіти і науки України

Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу

"ПОГОДЖЕНО"

Начальник КРНУ Філії

«Придніпровські магістральні  
нафтопроводи» ВАТ «Укртранснафта»

І.М.Стецьків

" 25 " 09 2009 р.



"ЗАТВЕРДЖЕНО"

Проректор з наукової роботи Івано-  
Франківського національного технічного  
університету нафти і газу

д-р. техн. наук, професор

О. М. Карпаш

" 15 " 10 2009 р.



## ТЕХНОЛОГІЯ

ПРОВЕДЕННЯ НЕРУЙНІВНОГО КОНТРОЛЮ НАФТОГАЗОПРОВІДІВ  
УЛЬТРАЗВУКОВИМИ СПРЯМОВАНИМИ КІЛЬЦЕВИМИ ХВИЛЯМИ

РОЗРОБНИК

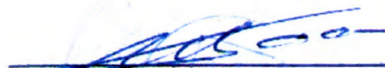
канд. техн. наук, доцент

Лютак І. З.

Івано-Франківськ

2009

ПОГОДЖУЮ:

Заступник генерального директора  
ДП "Івано-Франківськстандартметрологія"  
\_\_\_\_\_ Пила І. М." 21 " липень 2010 р.  
\_\_\_\_\_ М.П.

ЗАТВЕРДЖУЮ:

Проректор з наукової роботи  
Івано-Франківського національного  
технічного університету нафти в газу  
\_\_\_\_\_ проф. Карпаш О. М." " \_\_\_\_\_ 2010 р.  
\_\_\_\_\_ М.П.

## МЕТОДИКА МЕТРОЛОГІЧНОЇ АТЕСТАЦІЇ СИСТЕМИ УЛЬТРАЗВУКОВОГО КОНТРОЛЮ ТРУБ КТУ-1

РОЗРОБНИК:

Докторант кафедри методи  
та прилади контролю якості  
та сертифікації продукції,  
канд. техн. наук



Лютак І. З.

Нормоконтролер



Артим Л. Є.

### **ЗАГАЛЬНІ ПОЛОЖЕННЯ**

1.1 Дана методика розроблена у відповідності з вимогами ДСТУ 3215 і поширюється на дослідний зразок системи ультразвукового контролю труб КТУ-1 і встановлює зміст та порядок її метрологічної атестації.

1.2 Метою метрологічної атестації є визначення і встановлення відповідності метрологічних характеристик системи вимогам документів, які розповсюджуються на неї, а також визначення метрологічних характеристик, які підлягають контролю або повірці.

### **2 НОРМАТИВНІ ПОСИЛАННЯ**

В документі використані посилання на такі нормативні документи:

ДСТУ 2444-94 Розрахунки та випробування на міцність. Опір втомі. Терміни і визначення.

ДСТУ 2825-94 Розрахунки та випробування на міцність. Терміни і визначення основних понять.

ДСТУ 3215-95 Метрологія. Метрологічна атестація засобів вимірювальної техніки. Організація та порядок проведення.

ДСТУ 3830-98 Корозія металів і сплавів. Терміни і визначення основних понять.

ГОСТ 9454-78 Металлы. Метод испытания на ударный изгиб при пониженных, комнатной и повышенных температурах.

### **3 СКОРОЧЕННЯ**

МА – метрологічна атестація.

ЗВТ – засіб вимірювальної техніки.

БПЕП - блоки п'єзоелектричних перетворювачів.

ГІЗ - генератор імпульсів збудження.

ПЕП - п'єзоелектричний перетворювач.

ГВЧ - генератор сигналів високочастотний.

#### 4 МЕТОДИКА МЕТРОЛОГІЧНОЇ АТЕСТАЦІЇ

Об'єм і послідовність операцій при проведенні метрологічної атестації (МА) повинні відповідати таблиці 1.

Таблиця 1 - Послідовність операцій при проведенні метрологічної атестації

Ч/ч	Назва операції	Номер пункту методики	Обов'язковість операції при МА
1	Зовнішній огляд	8.1	Так
2	Опробування	8.3	Так
3	Перевірка номінальних значень амплітуди імпульсів ГІЗ	8.3.1	Так
4	Визначення основної похибки вимірювання амплітуд сигналів на вході підсилювача	8.3.2	Так
5	Визначення похибки вимірювання інтервалів часу	8.3.3	Так
6	Перевірка умовної чутливості по глибині залягання відбивача, запасу чутливості і умовної роздільної здатності по глибині залягання відбивача.	8.3.4	Так
9	Визначення основної похибки вимірювання глибин залягання відбивача	8.3.5	Так

#### 5 ЗАСОБИ ВИМІРЮВАЛЬНОЇ ТЕХНІКИ, ЩО ВИКОРИСТОВУЮТЬСЯ ПРИ МЕТРОЛОГІЧНІЙ АТЕСТАЦІЇ

5.1 Для проведення метрологічної атестації використовуються засоби вимірювальної техніки та допоміжне обладнання, що наведені в таблиці 2.

Таблиця 2 - Засоби вимірювальної техніки та допоміжне обладнання

Ч/ч	Назва ЗВТ або допоміжного обладнання, метрологічні і основні технічні характеристики
1	Осцилограф С1-65 – діапазон частот від 0 МГц до 35 МГц – амплітуда досліджуваних сигналів з дільником від 0 В до 300 В – похибка вимірювань $\pm 5\%$
2	Генератор сигналів високочастотний Г4-102 (ГВЧ) – частота від 0,1 МГц до 50 МГц – напруга на виході від 0,5 мкВ до 0,5 В – похибка $\pm 1 \cdot 10^{-2}$
3	Генератор імпульсів Г5-60 – період повторення імпульсів від 0,1 мкс до 10 с – амплітуда імпульсів на виході від 0 В до 10 В – похибка $\pm 1 \cdot 10^{-6}$
4	Магазин загасань МЗ-50-2 – діапазон від 0 дБ до 122,1 дБ – ступінь ослаблення 0,1 дБ – діапазон частот від 0 МГц до 50 МГц – похибка $\pm 0,1$ дБ
5	Стандартний зразок за ГОСТ 9454
6	Стандартний зразок СО-3 з комплекту КОУ-2
7	Лінійка вимірювальна 500 мм
8	Дільник 1:10
9	Трійник СР50-95ФВ
10	Навантаження 50 Ом

Всі ЗВТ, що застосовуються при метрологічній атестації повинні мати діючі свідоцтва про повірку (метрологічну атестацію).

Допускається використання інших засобів вимірювальної техніки, що забезпечують визначення метрологічних характеристик системи ультразвукового контролю з потрібною точністю.

### 6 ВИМОГИ БЕЗПЕКИ

При проведенні метрологічної атестації повинні виконуватися вимоги безпеки і санітарних норм тих організацій, що експлуатують трубопроводи і в яких застосовується КТУ-1.

### 7 УМОВИ ПРОВЕДЕННЯ МЕТРОЛОГІЧНОЇ АТЕСТАЦІЇ

Метрологічна атестація повинна проводитись при наступних умовах:

- температура навколишнього середовища  $(25 \pm 5)^\circ\text{C}$
- відносна вологість  $(65 \pm 15)\%$

- атмосферний тиск від 84 кПа до 107 кПа
- живлення від мережі змінного струму ( $220^{+22}_{-33}$ )В
- частота у мережі змінного струму ( $50 \pm 1$ )Гц

Зовнішні електричні і магнітні поля повинні знаходитися в границях, що не впливають на роботу системи ультразвукового контролю труб.

## 8 ПРОВЕДЕННЯ МЕТРОЛОГІЧНОЇ АТЕСТАЦІЇ

### 8.1 Зовнішній огляд

При проведенні зовнішнього огляду повинна бути встановлена відповідність системи ультразвукового контролю труб наступним вимогам:

- комплектність у відповідності із інструкцією по експлуатації
- відсутність механічних пошкоджень системи ультразвукового контролю труб і його складових частин
- наявність на панелях електронного блоку та блоку п'єзоелектричних перетворювачів (ПЕП) маркування з'єднувачів і органів управління.

### 8.2 Нормовані технічні характеристики

Амплітуда – 225 мВ.

Часі інтервали – 0,2  $\mu$ s, 38  $\mu$ s, 75  $\mu$ s.

Глибина залягання дефектів, які повинна виявити система: 7,4 мм, 35,4 мм, 106,1 мм, 176,8 мм, 247,5 мм.

Частота – 2.5 МГц.

### 8.3 Опробування

8.3.1 Включити електронний блок системи ультразвукового контролю труб.

8.3.1 Ввійти в режим "Дефектоскоп загального призначення"

8.3.2 Підключити блоки п'єзоелектричних перетворювачів (БПЕП) до виходу генератора імпульсів збудження (ГІЗ) "(→)" і до входу підсилювача "(←)" на передній панелі пристрою.

8.3.3 Встановити в меню "Обробка" параметр "Режим ПЕП" в положення "Роздільний".

8.3.4 В меню ПЕП встановити параметр "Частота" рівний 2,5 МГц.

8.3.5 В меню "Обробка" параметр "Детектор" встановити в положення "Вкл".

8.3.6 Встановити блоки ПЕП на стандартний зразок, що відповідає ГОСТ 9454.

8.3.7 Переміщенням блоків ПЕП відносно один одного та користуючись регуляторами установки кута нахилу перетворювачів блоків ПЕП, амплітуди імпульсів ГІЗ, чутливості приймача і тривалості розгортки, отримати на екрані електронного блоку сигнал максимальної амплітуди в межах екрану.

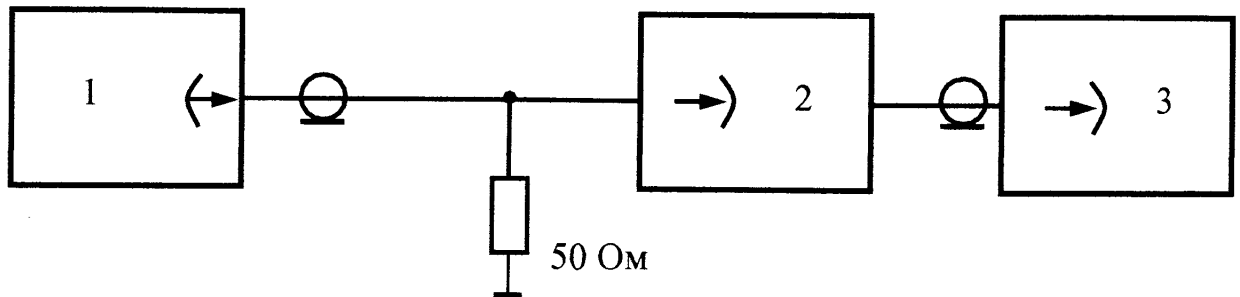
8.3.8 Переконаватися, що вказані регулятори працюють і система ультразвукового контролю труб придатна до роботи.



### 8.3 Визначення метрологічних характеристик

#### 8.3.1 Перевірка номінальних значень амплітуди імпульсів ГІЗ.

##### 8.3.1.1 Зібрати схему, наведену на рис. 1.



- 1 - електронний блок системи ультразвукового контролю труб;  
 2 - дільник 1:10;  
 3 - осцилограф.

Рис. 1 - Схема робочого місця для перевірки номінальних значень амплітуди імпульсів ГІЗ.

##### 8.3.1.2 Підключити навантаження 50 Ом

до виходу ГІЗ "(→" на передній панелі електронного блоку системи ультразвукового контролю труб.

##### 8.3.1.3 Підключити вхід осцилографа через подільник 1:10.

##### 8.3.1.4 Включити систему ультразвукового контролю труб і осцилограф у мережу і прогріти протягом 10 хвилин.

##### 8.3.1.5 Встановити в меню "Обробка" параметр "Режим ПЕП" в положення "Роздільний".

##### 8.3.1.6 Встановити параметр "Частота" із меню "ПЕП" в положення "2,5 MHz".

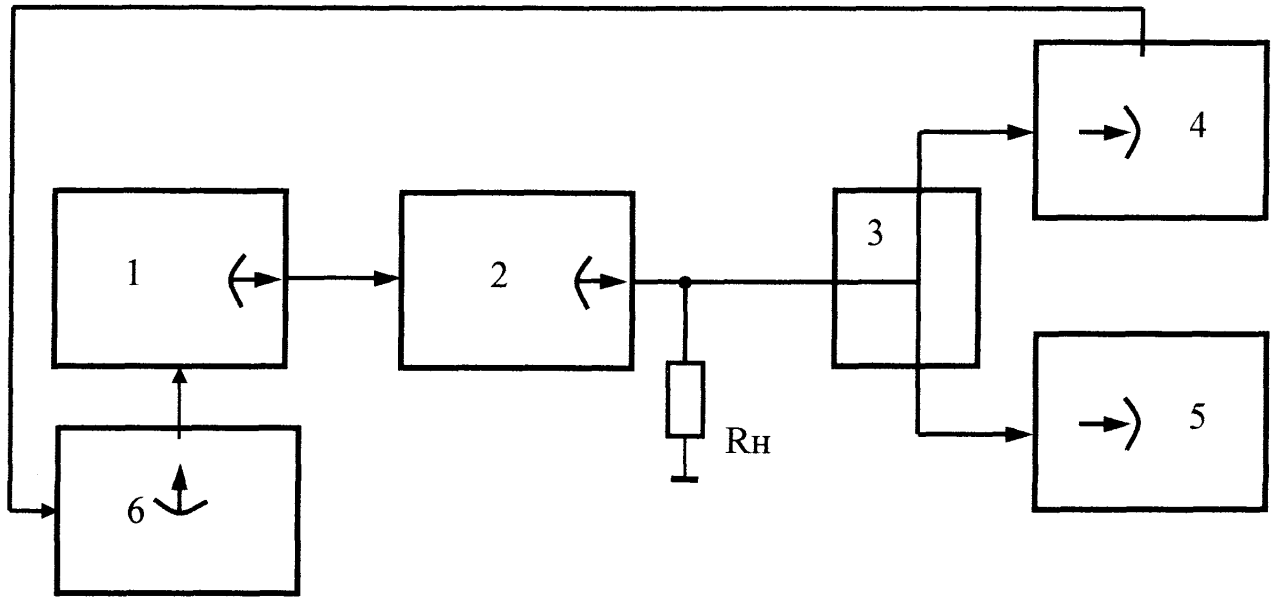
##### 8.3.1.7 Виміряти осцилографом амплітуду імпульсу ГІЗ.

##### 8.3.1.8 Повторити вимірювання п. 8.3.1.7 для всіх номінальних значень амплітуд 75В; 150В; 225В.

##### 8.3.1.9 Система ультразвукового контролю труб вважається такою, що пройшла МА, якщо всі отримані відхилення амплітуд імпульсів від номінальних значень не перевищують $\pm 20\%$ .

#### 8.3.2 Визначення основної похибки вимірювання амплітуд сигналу.

##### 8.3.2.1 Зібрати схему, наведену на рис. 2.



- 1 - генератор сигналів високочастотний (ГВЧ);  
 2 - магазин загасання;  
 3 – трійник;  
 4 - електронний блок системи ультразвукового контролю труб;  
 5 - осцилограф,  $R_n$  – навантаження 50 Ом;  
 6 - генератор імпульсів збудження (ГІЗ).

Рис. 2 – Схема робочого місця для визначення основної похибки вимірювання амплітуд на вході приймача.

- 8.3.2.2 Підключити до виходу "мкВ" ГВЧ вхід магазину загасання МЗ-50-2.  
 8.3.2.3 За допомогою трійника СР50-95ФВ підключити через навантаження 50 Ом осцилограф і вхід підсилувача "(←" електронного блоку .  
 8.3.2.4 Вихід ГІЗ підключити до входу "АМ" ГВЧ.  
 8.3.2.5 Вихід синхронізації електронного блоку з'єднати з входом синхронізації ГІЗ.  
 8.3.2.6 Перемикач синхронізації ГІЗ перекинути у положення зовнішнього запуску.  
 8.3.2.7 Перемикачами ГІЗ встановити позитивну полярність вихідного імпульсу амплітудою 1,5 В тривалістю 12 мкс.  
 8.3.2.8 Перемикач модуляції ГВЧ поставити в положення "Зовн".  
 8.3.2.9 Включити електронний блок системи ультразвукового контролю труб, ГВЧ і ГІЗ.  
 8.3.2.10 Встановити в меню "Обробка" параметр "Режим ПЕП" в положення "Роздільний".  
 8.3.2.11 Встановити параметр "Напруга" в положення "Викл." в меню "Генератор".  
 8.3.2.12 Встановити органи управління МЗ-50-2 в положення 0 дБ.  
 8.3.2.13 Встановити частоту вихідного сигналу генератора 2,5 МГц.  
 8.3.2.14 Органами управління генератора встановити амплітуду сигналу на екрані осцилографа 225 мВ, що відповідає 107 дБ відносно 0,01 мВ.  
 8.3.2.15 В меню "Обробка" встановити параметр "Детектор" в положення "Викл.".

продовження додатку Н

8.3.2.16 Встановити, користуючись регулятором "Підсилення" розмах сигналу на екрані електронного блоку пристрою рівним чотирьом великим поділкам вертикальної шкали.

8.3.2.17 Розмістити строб А в зоні сигналу і встановити його на одну клітинку нижче середини екрану.

8.3.2.18 Виміряти значення амплітуди сигналу  $A_i$  в стробі і за формулами (1) і (2) розрахувати похибку вимірювання  $\Delta$ :

$$A_y = 20 \lg \frac{U_{\Gamma}}{M} - N, \quad (1)$$

$$\Delta = A_y - A_i \quad (2)$$

де  $A_y$  – встановлене значення амплітуди сигналу на вході приймача системи ультразвукового контролю труб, дБ;

$M$  – напруга, рівна 0,01 мВ, відносно якої проводяться вимірювання амплітуди вхідного сигналу  $A_y$ ;

$U_{\Gamma}$  - амплітуда сигналу на виході генератора, мВ;

$N$  - встановлене значення загасання атенюатора, дБ.

Вимірювання необхідно проводити 6-ть разів.

Відносна похибка  $\delta_i = 0.1 \%$ :

$$\delta = \frac{\sum_{i=1}^6 \delta_i}{6} \quad (3)$$

8.3.2.19 Виміряти амплітуду і розрахувати похибку вимірювання амплітуди вхідного сигналу за формулами (1) та (2) для значень атенюатора, що дорівнюють 20 дБ і 40 дБ.

8.3.2.20 Система ультразвукового контролю труб вважається такою, що пройшла МА, якщо похибка вимірювання амплітуди вхідного сигналу не перевищує  $\pm 0,5$  дБ.

8.3.3 Визначення похибки вимірювання інтервалів часу

8.3.3.1 Зібрати схему, наведену на рис. 3.

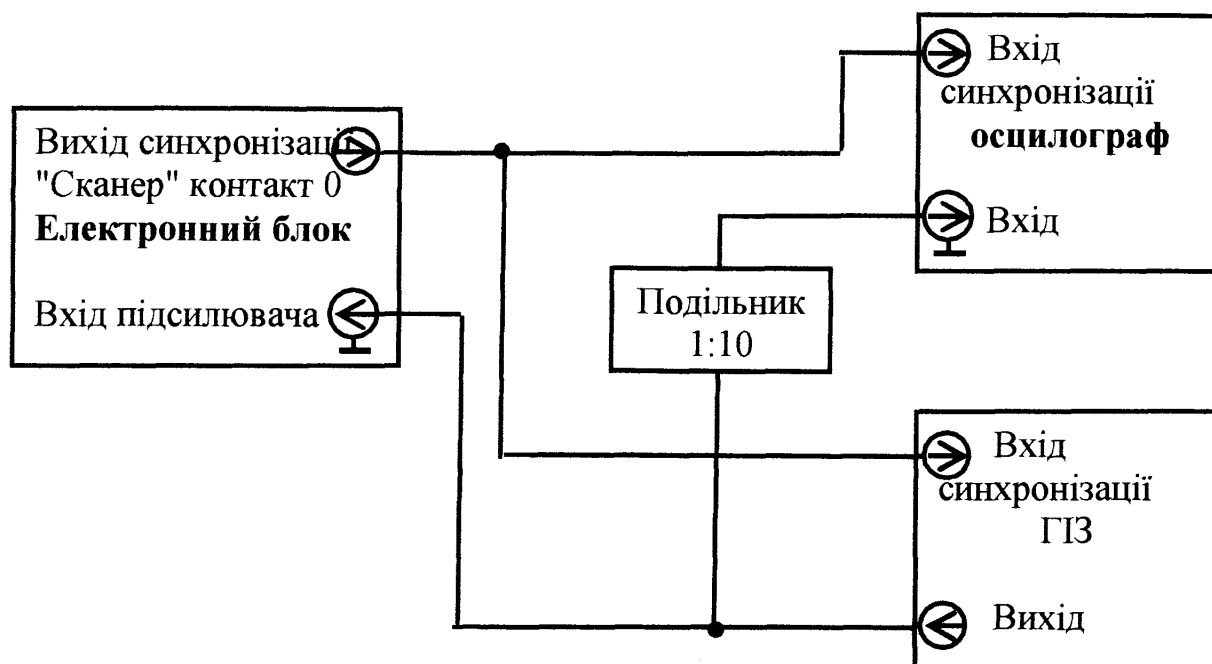


Рис. 3 – Схема робочого місця для визначення похибки вимірювання часових інтервалів.

#### 8.3.3.2 Встановити органи управління генератора в наступні положення:

- перемикач вибору виду запуску в положення зовнішнього запуску
- тумблер "П-ПП" в положення "П2"
- перемикач помножувача часових інтервалів " $\times 0,1$ "
- перемикач "Тривалість  $\mu\text{s}$ " в положення (" $1$ " + " $0$ ")  $\times 10^{-1}$ ", ручка плавного регулювання до упору проти годинникової стрілки
- перемикач полярності і виду основних імпульсів "П"
- перемикач режиму роботи в положення " $1$ "<sup>4</sup>
- перемикач "Амплітуда" " $\times 1$ ", " $\times 0,1$ ", " $0,01$ " в положення " $1$ ", " $0$ ", " $0$ " відповідно
- "Баз. зміщення" в положення " $0$ ".

#### 8.3.3.3 Ввімкнути прилади.

#### 8.3.3.4 В меню "Обробка" встановити параметр "Детектор" в положення "Викл."

#### 8.3.3.5 В меню "Розгортка" встановити тривалість розгортки $76 \mu\text{s}$ .

#### 8.3.3.6 Встановити часовий зсув D1 генератора імпульсів, рівний $0 \mu\text{s}$ .

#### 8.3.3.7 Встановити сигнал на екрані системи ультразвукового контролю труб в положення, зручне для спостережень.

#### 8.3.3.8 Встановити строб А на негативну півхвилю сигналу і прочитати на екрані дисплея в статусному рядку величину початкового часового зсуву $D_{\text{вим.0}}$ .

#### 8.3.3.9 Встановити на генераторі імпульсів "Часовий зсув" D1, рівний $0,2 \mu\text{s}$ , прочитати на екрані дисплея в статусному рядку величину часового зсуву $D_{\text{вим.1}}$ .

#### 8.3.3.10 Повторити п. 8.3.5.9, встановлюючи на генераторі імпульсів "Часовий зсув" D1, рівний $38$ і $75 \mu\text{s}$ , прочитати на екрані дисплея в статусному рядку величину часового зсуву $D_{\text{вим.2}}$ і $D_{\text{вим.3}}$ . Розрахувати тривалості інтервалів

для встановлених значень  $0,2 \mu\text{s}$ ,  $38 \mu\text{s}$  і  $75 \mu\text{s}$ , віднімаючи від значення показів пристрою величину часового зсуву  $D_{\text{вим.0}}$ .

- 8.3.3.11 В меню "Обробка" встановити параметр "Детектор" в положення "Вкл."
- 8.3.3.12 В меню "Розгортка" встановити тривалість розгортки  $1100 \mu\text{s}$ .
- 8.3.3.13 Встановити на генераторі імпульсів "Часовий зсув"  $D_1$ , рівний  $0 \mu\text{s}$ .
- 8.3.5.14 Встановити сигнал на екрані пристрою в положення, зручне для спостережень.
- 8.3.3.15 Розмістити строб А в зоні сигналу, прочитати на екрані дисплея в статусному рядку величину початкового часового зсуву  $D_{\text{вим.01}}$ .
- 8.3.3.16 Повторити вимоги п. 8.3.5.9, встановлюючи на генераторі імпульсів "Часовий зсув"  $D_1$ , рівний  $500 \mu\text{s}$  і  $1000 \mu\text{s}$ , прочитати на екрані електронного блоку в статусному рядку величину часового зсуву  $D_{\text{вим.2}}$  і  $D_{\text{вим.3}}$ .
- 8.3.3.17 Розрахувати тривалості інтервалів для встановлених значень  $500 \mu\text{s}$  і  $1000 \mu\text{s}$ , віднімаючи від значень показів величину часового зсуву  $D_{\text{вим.01}}$ .
- 8.3.3.18 Похибка не повинна перевищувати  $\pm 0,025 \mu\text{s}$  в діапазоні від  $0,2 \mu\text{s}$  до  $75 \mu\text{s}$  і  $\pm 2\%$  в інших діапазонах.
- 8.3.4 Перевірка умовної чутливості по глибині залягання відбивача, запасу чутливості і умовної роздільної здатності по глибині залягання відбивача.
- 8.3.4.1 Підключити ПЕП до виходу ГІЗ на передній панелі електронного блоку системи ультразвукового контролю труб.
- 8.3.4.2 Встановити в меню "Обробка" параметр "Режим ПЕП" в положення "Суміщений".
- 8.3.4.3 Встановити номінальну частоту  $2,5 \text{ МГц}$ .
- 8.3.4.4 Встановити в меню "Обробка" параметр "Детектор" в положення "Вкл."
- 8.3.4.5 В меню "Генератор" встановити параметр "Напруга" в положення " $U_1$ ".
- 8.3.4.6 Нанести на робочу поверхню стандартного зразка СО-2 контактну рідину і встановити ПЕП на стандартний зразок СО-2.
- 8.3.4.7 Переміщенням ПЕП по робочій поверхні зразка отримати максимальну амплітуду сигналу відбитого від бокового отвору діаметром  $6 \text{ мм}$ , глибиною залягання  $44 \text{ мм}$ .
- 8.3.4.8 Органами управління системи ультразвукового контролю труб розмістити сигнал у видимій частині екрану і встановити строб нижче максимуму сигналу.
- 8.3.4.9 При потребі змінити тривалість розгортки і затримку розгортки.
- 8.3.4.10 Встановити вимірювальний маркер на розгортці таким чином, щоб сигнал від відбивача всередині вимірювального маркера був єдиним сигналом, а початок маркера співпадав з початком відбитого сигналу.
- 8.3.4.11 Виміряти умовну чутливість (рівень сигналу всередині вимірювального маркера). Виміряти умовну роздільну здатність по глибині залягання відбивача, встановивши в меню "Розгортка" параметр "Заморожування" в положення "Вкл." і параметр "Параметри" в положення "Вкл.". Зняти ПЕП із зразка, протерти його від контактної рідини і, збільшуючи підсилення, виміряти рівень шуму в зоні вимірювального маркера.

- 8.3.4.12 Розрахувати запас чутливості як різницю між умовною чутливістю і рівнем шуму.
- 8.3.4.14 Система ультразвукового контролю труб вважається такою, що пройшла МА, якщо виміряні значення умовної чутливості, роздільної здатності і виміряне значення рівня шуму відповідають вимогам технічної документації.
- 8.3.5 Визначення основної похибки вимірювання глибин залягання відбивачів.
- 8.3.5.1 Підключити ПЕП до виходу ГІЗ на передній панелі електронного блоку.
- 8.3.5.2 Встановити в меню "Обробка" параметр "Режим ПЕП" в положення "Суміщений".
- 8.3.5.3 Встановити номінальну частоту електронного блоку системи ультразвукового контролю труб 2,5 МГц.
- 8.3.5.4 Встановити в меню "Обробка" параметр "Детектор" в положення "Вкл."
- 8.3.5.5 В меню "Генератор" встановити параметр "Напруга" в положення "U<sub>1</sub>".
- 8.3.5.6 Ввести параметри ПЕП і значення швидкості поширення ультразвукових коливань у зразку.
- 8.3.5.7 Нанести на робочу поверхню стандартного зразка СО-2 контактну рідину і встановити ПЕП на зразок. Переміщенням ПЕП, отримати максимальну амплітуду сигналу від відбивача у вигляді бокового отвору діаметром 6 мм з глибиною залягання центру відбивача 44 мм.
- 8.3.5.8 Виміряти глибину залягання поверхні відбивача, встановивши строб в зоні сигналу відбитого від поверхні отвору.
- 8.3.5.9 Розрахувати похибку вимірювання глибини залягання відбивача як різницю між виміряними значеннями глибини залягання поверхні відбивача і її реальним значенням  $H = 41$  мм.
- 8.3.5.11 Система ультразвукового контролю труб вважається такою, що пройшла МА, якщо похибка вимірювання глибини залягання відбивача не перевищує  $\pm 1$  мм.
- 8.3.5.12 Повторити дії за п. 8.3.8.1 – п. 8.3.8.7 для П121-2,5-50°.
- 8.3.5.13 Виміряти і зафіксувати координати залягання відбивача, встановивши відповідні параметри стробів.
- 8.3.5.14 Визначити похибку вимірювання координат відбивача як різницю між виміряними координатами залягання відбивача і їх дійсними значеннями  $L = 50,1$  мм,  $H = 42$  мм.
- 8.3.5.15 Повторити дії за п. 8.3.8.12 – п. 8.3.8.14 для П121-5,0-50°.
- 8.3.5.16 Повторити п. 8.3.8.1 – п. 8.3.8.6 для П121-2,5-50°. Встановити ПЕП на поверхню стандартного зразка СЗ-2, одержати максимальну амплітуду луно-сигналу від отвору діаметром 2 мм на глибині 8 мм і зробити відлік на індикаторі пристрою показів  $H$  і  $L$ .
- 8.3.5.17 Встановити ПЕП П121-2,5-50° на плоску поверхню зразка С-3, точку вводу ПЕП розташувати в районі відмітки 0 на боковій поверхні зразка і, зміщуючи в невеликих границях по поверхні ПЕП, одержати на екрані максимальне число багатократно відбитих луно-сигналів.

продовження додатку Н

- 8.3.5.18 Поєднати строб з першим луно-сигналом і відрахувати на індикаторі системи ультразвукового контролю труб покази Н і L.
- 8.3.5.19 Поєднати строб з другим луно-сигналом і відрахувати на індикаторі системи ультразвукового контролю труб покази Н і L.
- 8.3.5.20 Поєднати строб з третім луно-сигналом і відрахувати на індикаторі системи ультразвукового контролю труб покази Н і L.
- 8.3.5.21 Поєднати строб з четвертим луно-сигналом і відрахувати на індикаторі системи ультразвукового контролю труб покази Н і L.
- 8.3.5.22 Для кожного із виконаних в п. 8.3.8.16 – п. 8.3.8.31 вимірювань вирахувати основну похибку  $\Delta$  визначення координат відбивачів Н і L за формулами (4) і (5):

$$\Delta L = \pm(2\text{мм} + 0,03 L), \quad (4)$$

$$\Delta H = \pm(2\text{мм} + 0,03 H), \quad (5)$$

- де для п. 8.3.5.16 Н = 7,4 мм, L = 8,8 мм;  
 для п. 8.3.5.18 Н = 35,4 мм, L = 42,1 мм;  
 для п. 8.3.5.19 Н = 106,1 мм, L = 126,4 мм;  
 для п. 8.3.5.20 Н = 176,8 мм, L = 210,7 мм;  
 для п. 8.3.5.21 Н = 247,5 мм, L = 294,9 мм.

- 8.3.5.23 Система ультразвукового контролю труб вважається такою, що пройшла МА для ПЕП типу П 121, якщо похибка вимірювання координат залягання відбивача не перевищує значень, визначених за формулами (4) і (5).

## 9 ОФОРМЛЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ МЕТРОЛОГІЧНОЇ АТЕСТАЦІЇ

Результати метрологічної атестації оформляють у відповідності з вимогами ДСТУ 3215 та представляють у формі додатка А.

ДОДАТОК А

(обов'язковий)

ФОРМА ПРОТОКОЛУ МЕТРОЛОГІЧНОЇ АТЕСТАЦІЇ

**ПРОТОКОЛ №**

від "\_\_\_" \_\_\_\_\_

про метрологічну атестацію пристрою типу \_\_\_\_\_  
 (заводський номер, виготовлювач)

1. Умови МА:

- температура навколишнього повітря, \_\_\_\_\_ °С;
- відносна вологість, \_\_\_\_\_ %

2. Застосовувані засоби вимірювальної техніки:

## 3. Результати метрологічної атестації:

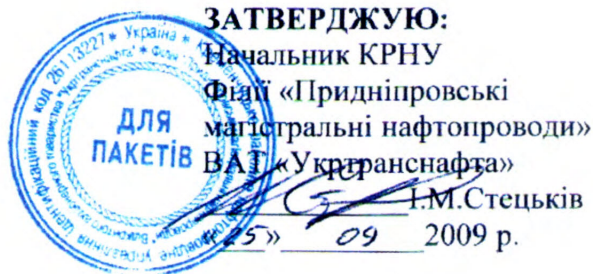
Параметри, що перевіряються	Пункт методики, за яким проводились випробування	Норма	Дійсне значення	Висновок
Амплітуда	8.3.2.14	225 мВ.		
Часовий інтервал	8.3.3.9	0,2 $\mu$ s		
Часовий інтервал	8.3.3.10	38 $\mu$ s.		
Часовий інтервал	8.3.3.10	75 $\mu$ s.		
Частота	8.3.4.3	2.5 МГц.		
Глибина залягання дефекту, який повинна виявити система	8.3.5.16	7,4 мм		
Глибина залягання дефекту, який повинна виявити система	8.3.5.18	35,4 мм		
Глибина залягання дефекту, який повинна виявити система	8.3.5.19	106,1 мм		
Глибина залягання дефекту, який повинна виявити система	8.3.5.20	176,8 мм		
Глибина залягання дефекту, який повинна виявити система	8.3.5.21	247,5 мм		

Заклучення:

Метрологічну атестацію проводив \_\_\_\_\_



## ДОДАТОК П



ЗАТВЕРДЖУЮ:

Начальник КРНУ

Філії «Придніпровські  
магістральні нафтопроводи»  
ВАТ «Укртранснафта»

І.М.Стецьків

25 09 2009 р.

## АКТ

**про результати впровадження матеріалів докторської дисертаційної роботи Лютака Ігоря Зіновійовича, докторанта Івано-Франківського національного технічного університету нафти і газу**


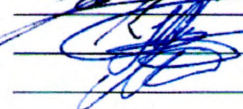
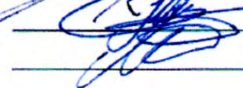
Ми, що нижче підписалися *начальник лабораторії технічної діагностики ЦСНДО Дидюк Ю.К., інженер відділу експлуатації Кайдаш В.С.*, фахівці Кременчуцького районного нафтопровідного управління Філії «Придніпровських магістральних нафтопроводів» ВАТ «Укртранснафта» з однієї сторони і докторант Івано-Франківського національного технічного університету нафти і газу Лютак І. З. з другої сторони, склали цей акт про те, що Лютак І. З. проводив контроль технічного стану магістральних нафтопроводів на підприємстві «Придніпровські магістральні нафтопроводи» ВАТ «Укртранснафта». Лютаком І. З. було реалізовано нові методи неруйнівного контролю магістральних нафтопроводів ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями.

Підприємство «Придніпровські магістральні нафтопроводи» ВАТ «Укртранснафта» прийняло до використання:

1. «Технологію проведення неруйнівного контролю нафтогазопроводів ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями».
2. Програмне забезпечення для розрахунку дисперсних параметрів ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль та кута нахилу ультразвукових первинних перетворювачів.
3. Документацію для виготовлення на базі підприємства «Придніпровські магістральні нафтопроводи» ВАТ «Укртранснафта» системи генерування та прийому ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль.

Результати неруйнівного контролю магістральних трубопроводів та рекомендації з їх подальшої експлуатації передано підприємству «Придніпровські магістральні нафтопроводи» ВАТ «Укртранснафта».

Вважаємо, що використання нових ультразвукових методів неруйнівного контролю запропонованих Лютаком І. З. є ефективними, а результати достовірними.

 Дидюк Ю.К.  
 Кайдаш В.С.  
 Лютак І. З.

## ДОДАТОК Р

ЗАТВЕРДЖУЮ:

Начальник Івано-Франківського  
територіального центру НВЦ  
"Техдіагаз"

Степанець В. А.



" 29 " 10 2010 р.

## А К Т

про результати впровадження матеріалів докторської дисертаційної роботи  
Лютака Ігоря Зіновійовича, докторанта Івано-Франківського національного  
технічного університету нафти і газу

Комісія в складі:

Начальник технологічної лабораторії контролю якості  
зварювання Івано-Франківського територіального центру  
НВЦ "Техдіагаз"

**Ковальов Сергій Олександрович**

Провідний інженер лабораторії контролю якості зварювання  
Івано-Франківського територіального центру НВЦ "Техдіагаз"

**Левицький Мирослав Юліанович**

Провідний інженер лабораторії контролю якості

**Шаранський Віктор Васильович**

Начальник відділу експлуатації магістральних газопроводів і  
газорозподільчих станцій "Прикарпаттрансгаз"

**Пеньківський Віктор Юлікович**

докторант кафедри методів та приладів контролю якості і  
сертифікації продукції Івано-Франківського національного  
технічного університету нафти і газу

**Лютак Ігор Зіновійович**

склала цей акт про таке:

1 Лютак І. З. здійснив промислові випробування в присутності комісії пристрою "Контроль труб ультразвуковий" КТУ-1 для контролю величини напружено-деформованого стану, наявності дефектів, величини пружних констант стінок магістральних газопроводів ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями згідно з запропонованою "Технологією проведення неруйнівного контролю нафтогазопроводів ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями".

2 Комісія розглянула надану їй "Технологію проведення неруйнівного контролю нафтогазопроводів ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями", пристрій "Контроль труб ультразвуковий" КТУ-1, та погодилася проводити промислові випробування.

3 Лютак І. З. здійснив неруйнівний контроль в присутності комісії пристроєм КТУ-1 повітряного переходу магістрального газопроводу "Союз" 2439-й км. через р. Саджавка розташованого в с. Глибоке, Богородчанського р-н., Івано-Франківської обл., а також повітряного переходу магістрального газопроводу "Союз" 2433-й км. через р. Бистриця Солотвинська розташованого в с. Підгір'я, Богородчанського р-н., Івано-Франківської обл.,

Газопровід експлуатується Богородчанським ЛВУМГ УМГ "Прикарпаттрансгаз".

Вхідні дані:

- магістральний газопровід "Союз";
- діаметр 1420 мм;
- товщина стінки виконавча 19.5 мм;
- марка сталі Х60;
- частота ультразвукових первинних перетворювачів 2.5 МГц.
- кількість усереднень сигналу 10.
- відстань між центрами чутливих елементів первинних перетворювачів 300 мм із врахуванням вигину віддалі поширення хвиль викликаного радіусом труби.
- висота акустичного контактного шару утвореного робочою рідиною 10 мм.
- швидкість ультразвуку в шарі акустичного контакту 1963 м/с.

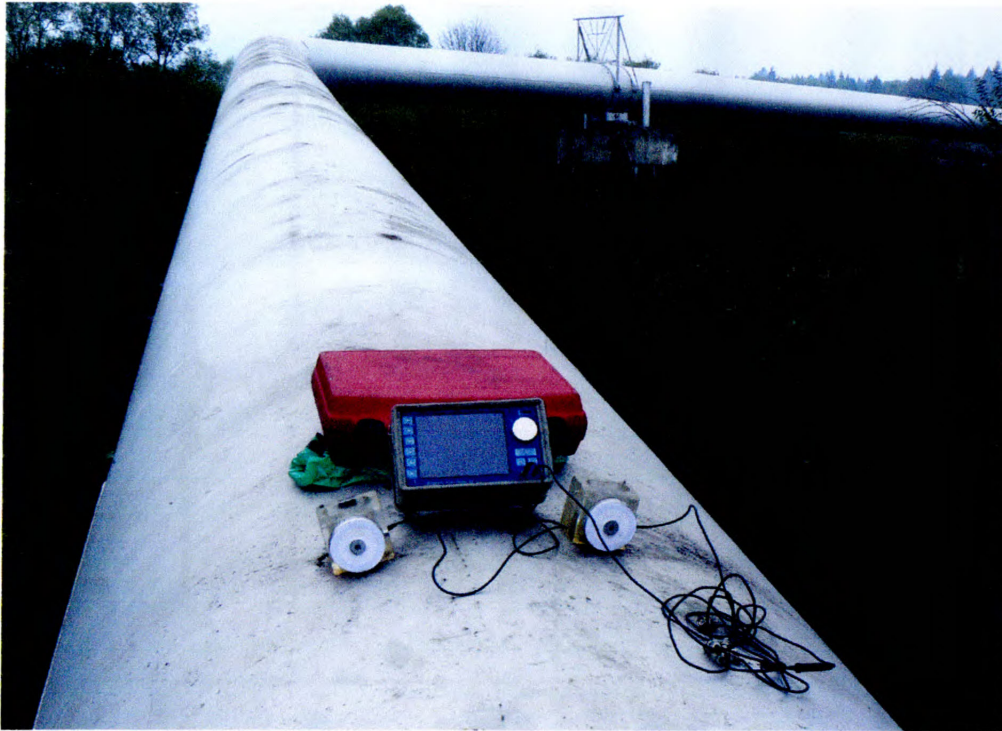


Рис. 1 – Проведення ультразвукового контролю пристроєм КТУ-1 повітряного переходу магістрального газопроводу ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями

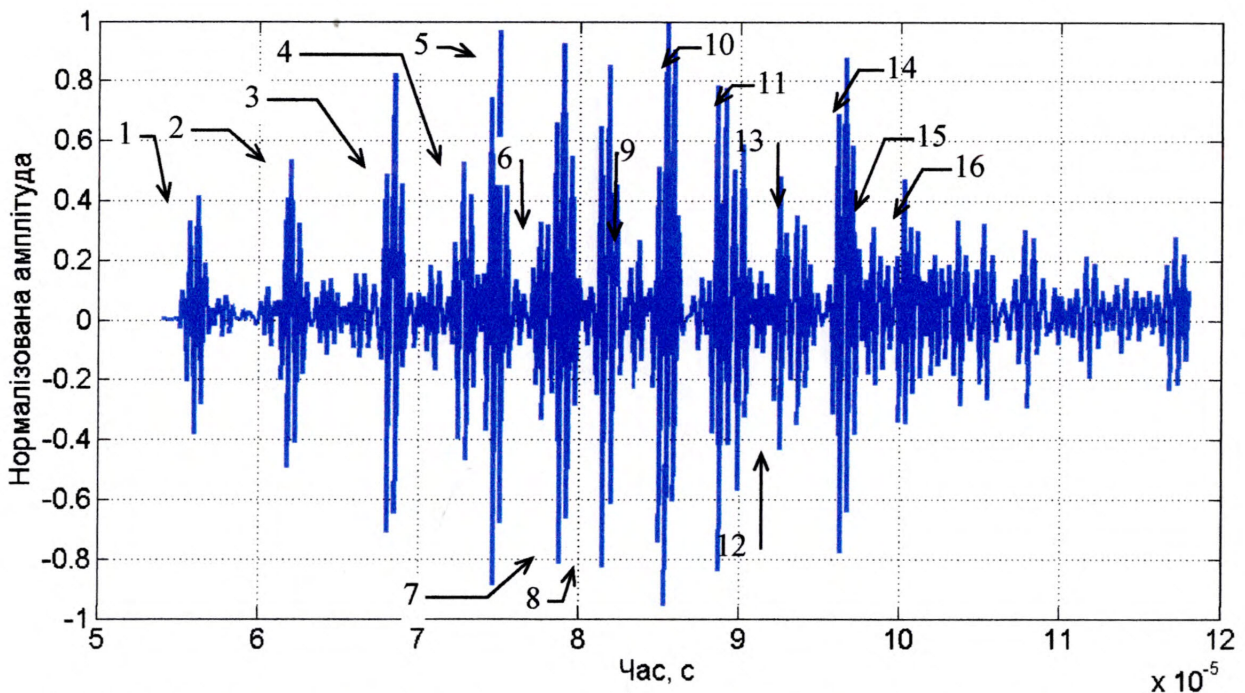


Рис. 2 – Типова форма сигналу ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі в стінці магістрального газопроводу при частоті первинних перетворювачів 2.5 МГц та куті нахилу 14°

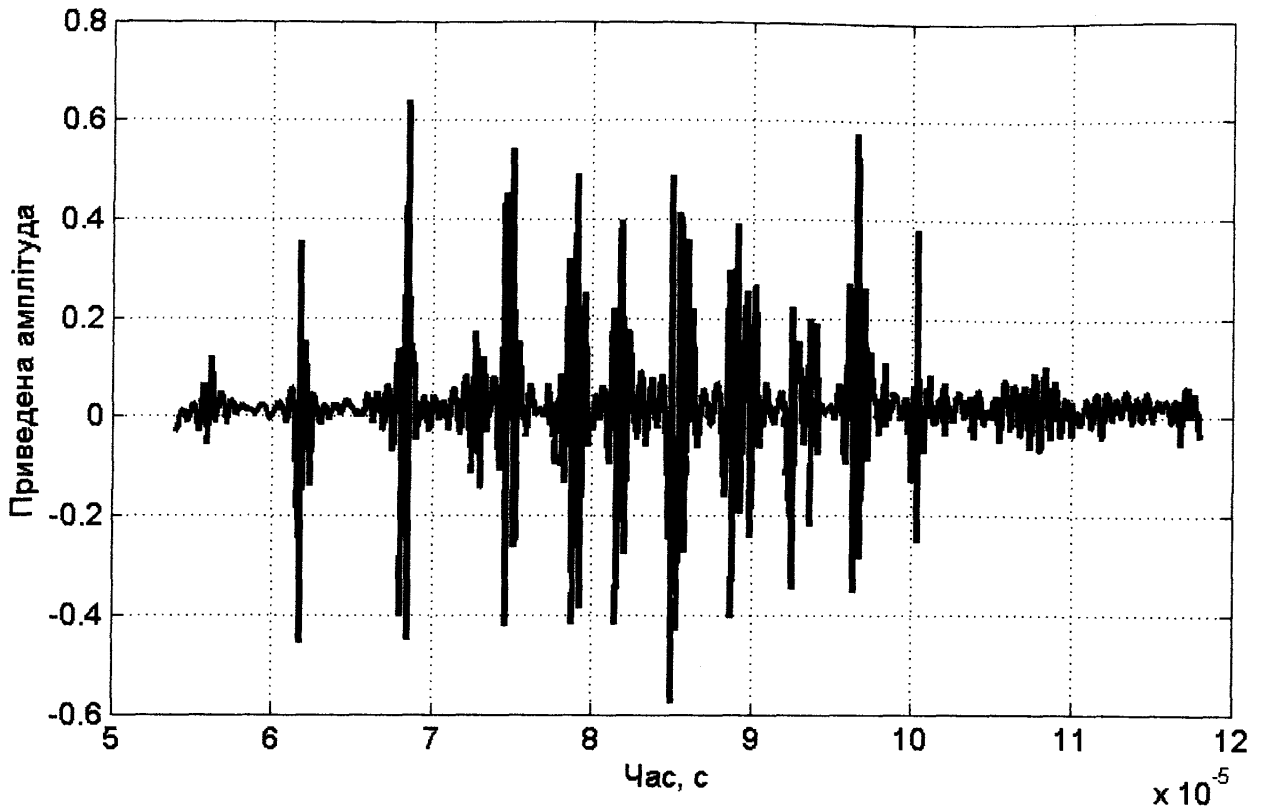


Рис. 3 – Сигнал після обробки ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі вейвлет-перетворенням. Вейвлет DB 9, рівень 5, коефіцієнт 5-го рівня = 1.4, 4-го рівня = 1.4, пороговий метод плавний

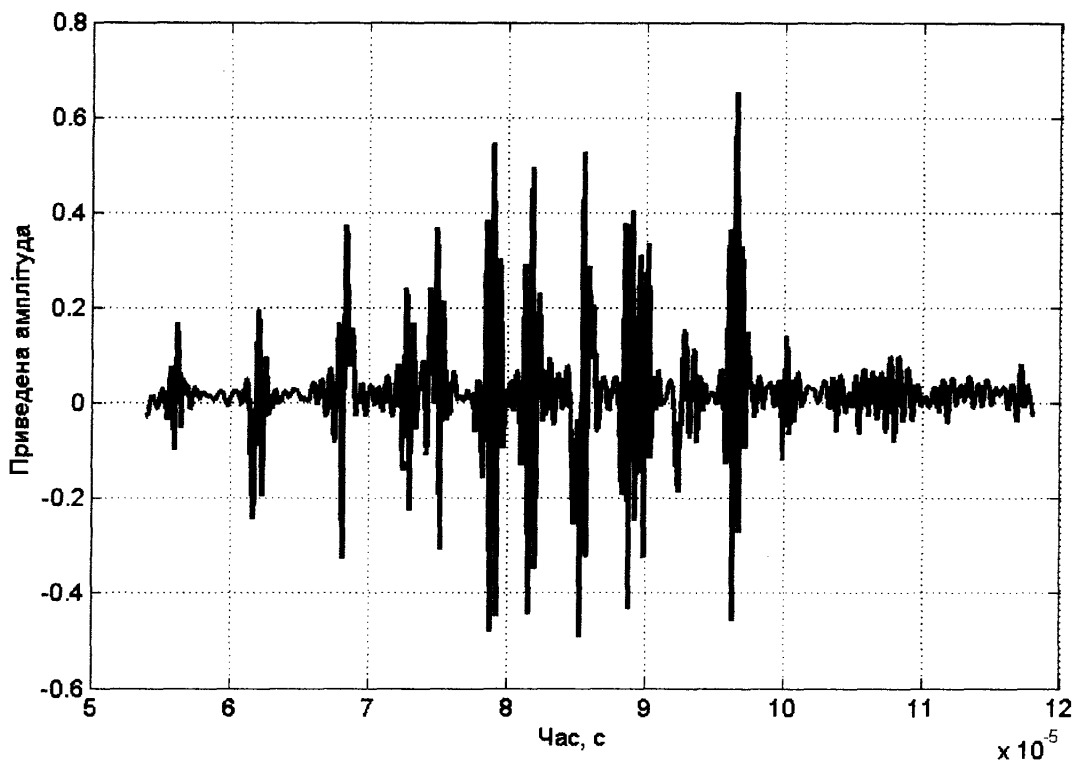


Рис. 4 – Сигнал після обробки ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі вейвлет-перетворенням. Вейвлет DB 9, рівень 5, коефіцієнт 5-го рівня = 1.0, 4-го рівня = 1.4, 3-го рівня = 0.992, 2-го рівня = 0,628, 1-го рівня = 0,366, пороговий метод плавний

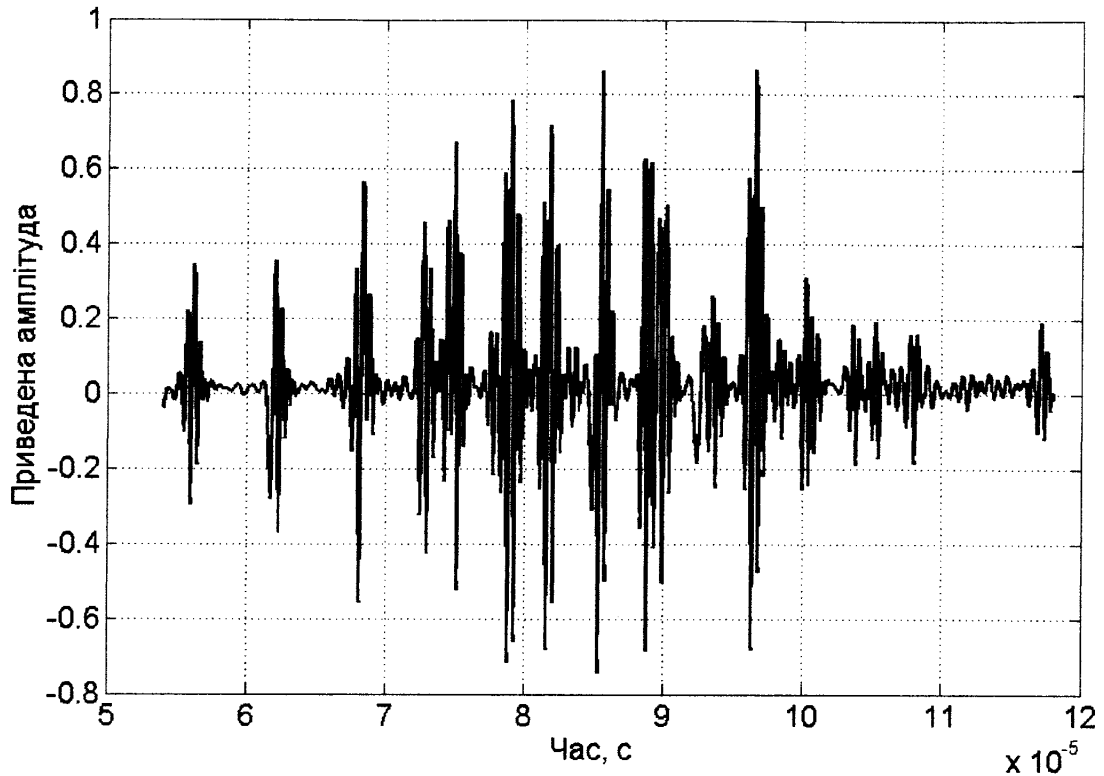


Рис. 5 – Сигнал після обробки ультразвукової спрямованої кільцевої хвилі вейвлет-перетворенням. Вейвлет DB 9, рівень 5, коефіцієнт 5-го рівня = 1.0, 4-го рівня = 1.4, 3-го рівня = 0.992, 2-го рівня = 0,628, 1-го рівня = 0,366, пороговий метод точний  
Таблиця 1 – Швидкості поширення мод ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль відповідно до позначень на рис. 2

Номер моди	Швидкість, м/с
1	5925
2	5269
3	4774
4	4467
5	4322
6	4165
7	4086
8	3934
9	3842
10	3757
11	3594
12	3433
13	3392
14	3296
15	3219
16	3152

Таблиця 2 - Результати контролю величини напружено-деформованого стану

Місце заміру	Величина напружено-деформованого стану, МПа
3 м. від виходу газопроводу із землі, с. Підгір'я	140
1 м. до технологічного коліна, с. Підгір'я	120
60 м. від виходу газопроводу із землі, с. Глибоке	410

Наявності дефектів в стінці труби в місцях проведення контролю КТУ-1 не виявлено.

Результати випробувань пристрою КТУ-1 дозволяють стверджувати про достовірність отриманих даних.

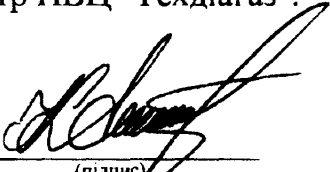
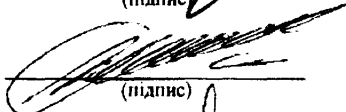
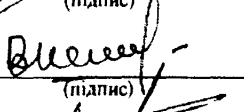
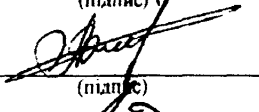
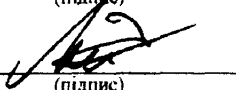
4 Комісія вважає, що Лютаком І.З. було реалізовано нові методи неруйнівного контролю магістральних газопроводів ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями, які полягають у визначенні величини напружено-деформованого стану та контролю наявності дефектів в стінках магістральних газопроводів. Використання нових ультразвукових методів неруйнівного контролю запропонованих Лютаком І.З. є ефективними, а результати достовірними.

Підприємство Івано-Франківський територіальний центр НВЦ "Техдіагаз" прийняло до використання:

1. "Технологію проведення неруйнівного контролю нафтогазопроводів ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями".
2. Програмне забезпечення для розрахунку дисперсних параметрів ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль та кута нахилу ультразвукових первинних перетворювачів.
3. Документацію для виготовлення на базі підприємства Івано-Франківський територіальний центр НВЦ "Техдіагаз" пристрою КТУ-1.

Результати неруйнівного контролю магістральних газопроводів та рекомендації з їх подальшої експлуатації передано підприємству Івано-Франківський територіальний центр НВЦ "Техдіагаз".

Члени комісії

 (підпис)	Ковальов С. О. (ініціали, прізвище)
 (підпис)	Левицький М. Ю. (ініціали, прізвище)
 (підпис)	Шаранський В. В. (ініціали, прізвище)
 (підпис)	Пеньківський В. Ю. (ініціали, прізвище)
 (підпис)	Лютак І. З. (ініціали, прізвище)

## ДОДАТОК С

ЗАТВЕРДЖУЮ:

начальник Івано-Франківського  
управління філії виробничо-  
ремонтного технічного  
підприємства

"Укргазенергосервіс"

Куровець Я. В.

" 11 " 2010 р.



А К Т № 21.

впровадження  
пристрою неперервного ультразвукового контролю товщини стінок  
трубопроводів  
"Ультразвуковий неперервний контроль товщини" (УНКТ-1)

Комісія в складі:

начальник лабораторії технічної діагностики Івано-Франківської  
філії виробничо-ремонтного технічного підприємства  
"Укргазенергосервіс"

Дем'яник Михайло Іванович

інженер лабораторії технічної діагностики Івано-Франківської філії  
виробничо-ремонтного технічного підприємства  
"Укргазенергосервіс"

Савків Михайло Дмитрович

інженер лабораторії технічної діагностики Івано-Франківської філії  
виробничо-ремонтного технічного підприємства  
"Укргазенергосервіс"

Тимків Михайло Ярославович

начальник компресорної станції ГПА-25і Богородчанського лінійно-  
виробничого управління магістральних газопроводів

Матієшин Михайло Миколайович

докторант кафедри методів та приладів контролю якості і  
сертифікації продукції Івано-Франківського національного  
технічного університету нафти і газу

Лютак Ігор Зіновійович

склала цей акт про таке:

1 Комісія розглянула надану їй

а) "Методику налаштування ультразвукового пристрою неперервного контролю товщини металу труб (УНКТ-1) для проведення контролю" (Додаток А);



- б) пристрій "Ультразвуковий неперервний контроль товщини" (УНКТ-1);  
 в) "Методику проведення ультразвукового контролю пристроєм неперервного контролю товщини стінок труб (УНКТ-1)" (Додаток Б),  
 та погодилася проводити лабораторні та промислові випробування.

2 Лютак І. З. здійснив лабораторні та промислові випробування в присутності комісії пристрою УНКТ-1 на зразках труб та газопроводів обв'язки апаратів повітряного охолодження турбоагрегата ГТК-25і компресорної станції ГПА-25і Богородчанської компресорної станції.

Основні результати випробувань пристрою УНКТ-1 приведені в табл. 1.

Таблиця 1- Результати порівняльного аналізу ультразвукового контролю товщини стінок газопроводів обв'язки апаратів повітряного охолодження турбоагрегата ГТК-25і компресорної станції ГПА-25і Богородчанської компресорної станції

Місце порівняння результатів контролю двома приладами	Розміри: зовн. Ø х товщина стінки, мм. кут згину, град.	Товщина отримана пристроєм УНКТ-1, мм	Товщина, отримана приладом, мм
<i>Секція №11</i>	<i>426 x 16.0 x 90</i>	<i>15.4</i>	<i>15.4</i>
	<i>426 x 16.0 x Тр.</i>	<i>21.1</i>	<i>21.0</i>
	<i>426 x 16.0 x 90</i>	<i>15.3</i>	<i>15.3</i>
	<i>68 x 8.0 x 90</i>	<i>6.5</i>	<i>6.6</i>
<i>Секція №12</i>	<i>426 x 16.0 x 90</i>	<i>15.2</i>	<i>15.2</i>
	<i>426 x 16.0 x Тр.</i>	<i>20.6</i>	<i>20.5</i>
	<i>426 x 16.0 x 90</i>	<i>15.3</i>	<i>15.3</i>
	<i>68 x 8.0 x 90</i>	<i>6.8</i>	<i>6.7</i>
<i>Секція №13</i>	<i>426 x 16.0 x 90</i>	<i>15.1</i>	<i>15.0</i>
	<i>426 x 16.0 x Тр.</i>	<i>20.7</i>	<i>20.6</i>
	<i>426 x 16.0 x 90</i>	<i>15.3</i>	<i>15.2</i>
	<i>68 x 8.0 x 90</i>	<i>7.2</i>	<i>7.2</i>

3 Комісія прийшла до висновку, що пристрій УНКТ-1 є ефективним та достовірним для ультразвукового контролю товщини стінок трубопроводів як основного металу, так і зварних з'єднань.


4 Комісія вважає, що Лютаком І. З. було реалізовано новий метод неперервного ультразвукового контролю товщини стінок труб в польових умовах пристроєм УНКТ-1.

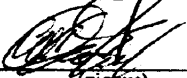
5 Підприємство Івано-Франківська філія виробничо-ремонтного технічного підприємства "Укргазенергосервіс" прийняло до використання:

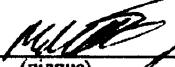
- 5.1 Пристрій "Ультразвуковий неперервний контроль товщини" (УНКТ-1).  
5.2 Програмне забезпечення для розрахунку висоти акустичного контакту первинного перетворювача в пристрої УНКТ-1.  
5.3 Методику налаштування ультразвукового пристрою неперервного контролю товщини стінок труб (УНКТ-1) для проведення контролю".

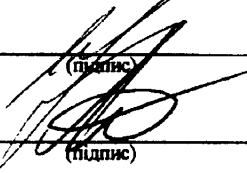
Даний акт не є предметом фінансового зобов'язання сторін, що його підписали.

Члени комісії

  
\_\_\_\_\_  
(підпис)

  
\_\_\_\_\_  
(підпис)

  
\_\_\_\_\_  
(підпис)

  
\_\_\_\_\_  
(підпис)

Дем'яник М. І.  
\_\_\_\_\_  
(ініціали, прізвище)

Савків М. Д.  
\_\_\_\_\_  
(ініціали, прізвище)

Тимків М. Я.  
\_\_\_\_\_  
(ініціали, прізвище)

Матішин М. М.  
\_\_\_\_\_  
(ініціали, прізвище)

Лютак І. З.  
\_\_\_\_\_  
(ініціали, прізвище)

## ДОДАТОК Т

ЗАТВЕРДЖУЮ:

начальник Івано-Франківського  
управління філії виробничо-  
ремонтного технічного  
підприємства

"Укргазенергосервіс"

Куровець Я. В.

" 06 " 11

2010 р.

А К Т № 22

впровадження

матеріалів докторської дисертаційної роботи Лютака Ігоря Зіновійовича,  
докторанта Івано-Франківського національного технічного університету  
нафти і газу

Комісія в складі:

начальник лабораторії технічної діагностики Івано-  
Франківської філії виробничо-ремонтного технічного  
підприємства "Укргазенергосервіс"  
**Дем'яник Михайло Іванович**

інженер лабораторії технічної діагностики Івано-Франківської  
філії виробничо-ремонтного технічного підприємства  
"Укргазенергосервіс"  
**Савків Михайло Дмитрович**

інженер лабораторії технічної діагностики Івано-Франківської  
філії виробничо-ремонтного технічного підприємства  
"Укргазенергосервіс"  
**Тимків Михайло Ярославович**

начальник компресорної станції ГПА-25і Богородчанського  
лінійно-виробничого управління магістральних газопроводів  
**Матієшин Михайло Миколайович**

докторант кафедри методів та приладів контролю якості і  
сертифікації продукції Івано-Франківського національного  
технічного університету нафти і газу  
**Лютак Ігор Зіновійович**

склала цей акт про таке:

1 Комісія розглянула надану їй "Технологію проведення неруйнівного  
контролю нафтогазопроводів ультразвуковими спрямованими кільцевими

хвилями", пристрій "Контроль труб ультразвуковий" КТУ-1, та погодилася проводити випробування.

2 Лютак І. З. здійснив випробування в присутності комісії пристрою "Контроль труб ультразвуковий" КТУ-1 для контролю величини, наявності дефектів, величини пружних констант стінок магістральних газопроводів ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями згідно з запропонованою "Технологією проведення неруйнівного контролю нафтогазопроводів ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями".

Пристроєм КТУ-1 виявлено дефекти із глибиною залягання 6 мм, 8 мм та 16 мм.

Комісія прийшла до висновку, що пристрій КТУ-1 є ефективним та достовірним для виявлення дефектів в стінках магістральних трубопроводів.

3 Лютак І. З. здійснив випробування в присутності комісії пристрою КТУ-1 для контролю величини модуля Юнга сталі 09Г2С стінок магістрального газопроводу ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями згідно з запропонованою "Технологією проведення неруйнівного контролю нафтогазопроводів ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями".

В результаті випробування встановлено величина модуля Юнга для сталі 09Г2С трубопроводу діаметром 426 мм та товщиною стінки 16 мм складає  $1.95 \cdot 10^{11}$  Па.

Комісія прийшла до висновку, що пристрій КТУ-1 є ефективним та достовірним для контролю величини модуля Юнга сталі магістральних газопроводів.

4 Лютак І. З. здійснив неруйнівний контроль присутності комісії величини напружено-деформованого стану магістрального газопроводу газокompресорної станції 37Б "Бар" та газопроводу компресорної станції ГПА ГТК-25і Богородчанської компресорної станції.

Результати контролю представлені в додатку А.

Комісія прийшла до висновку, що результати випробувань пристрою КТУ-1 дозволяють стверджувати про достовірність отриманих даних.

5 Комісія вважає, що Лютаком І. З. було реалізовано нові методи неруйнівного контролю магістральних газопроводів ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями, які полягають у визначенні величини

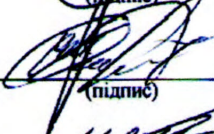
напружено-деформованого стану та контролю наявності дефектів в стінках магістральних газопроводів. Використання нових ультразвукових методів неруйнівного контролю запропонованих Лютаком І. З. є ефективними, а результати достовірними.

Підприємство прийняло до використання:

1. Пристрій "Контроль труб ультразвуковий" КТУ-1.
2. "Методику метрологічної атестації системи ультразвукового контролю труб КТУ-1".
3. "Технологію проведення неруйнівного контролю нафтогазопроводів ультразвуковими спрямованими кільцевими хвилями".
4. Програмне забезпечення для розрахунку дисперсних параметрів ультразвукових спрямованих кільцевих хвиль та кута нахилу ультразвукових первинних перетворювачів.

Даний акт не є предметом фінансового зобов'язання сторін, що його підписали.

Члени комісії

 (підпис)	Дем'яник М. І. (ініціали, прізвище)
 (підпис)	Савків М. Д. (ініціали, прізвище)
 (підпис)	Тимків М. Я. (ініціали, прізвище)
 (підпис)	Матішин М. М. (ініціали, прізвище)
 (підпис)	Лютак І. З. (ініціали, прізвище)

Додаток А

Контроль величини напружено-деформованого стану магістрального газопроводу

Напруження магістрального газопроводу  
газокомпресорної станції 37Б (Бар)

Назва трубопроводу	Значення
Всмоктувальний трубопровід газокompресорний агрегат № 1	194 МПа
Нагнітальний трубопровід газокompресорний агрегат № 1	272 МПа
Всмоктувальний трубопровід газокompресорний агрегат № 2	195 МПа
Нагнітальний трубопровід газокompресорний агрегат № 2	288 МПа

Таблиця 2.

Напруження магістрального газопроводу  
газокомпресорної станції 39 (Богородчани)

Назва трубопроводу	Значення
Вузол підключення компресорної станції № 39	97 МПа

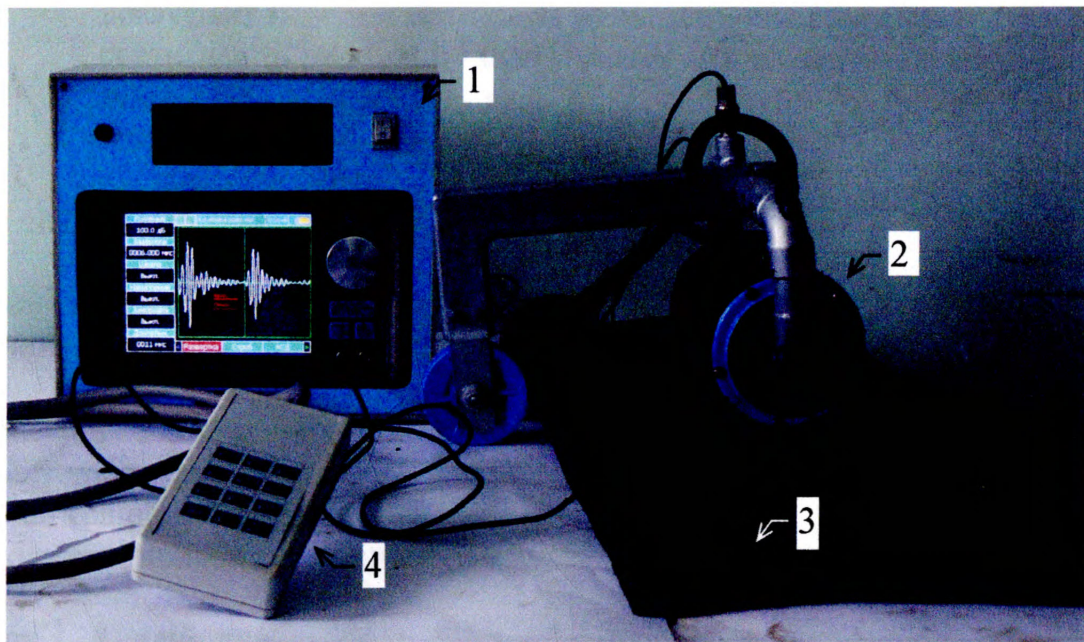


Рис. 6 - Пристрій УНКТ-1 в умовах лабораторних експериментів:

1 – пристрій генерування та реєстрації ультразвукових коливань, 2 – ПП, 3 – дослідний зразок, 4 – клавіатура

## ДОДАТОК У

ЗАТВЕРДЖУЮ:



Начальник ДП «Подільський  
експертно-технічний центр»

Килимник О. М.

серпень 2010 р.

## А К Т

**Впровадження пристрою неперервного ультразвукового контролю товщини  
стінок трубопроводів**

**"Ультразвуковий неперервний контроль товщини" (УНКТ-1)**

Комісія в складі:

начальник діагностичної лабораторії Подільського експертно-технічного центру

**Катрич Микола Васильович**

начальник відділу діагностики Подільського експертно-технічного центру

**Терешкевич Іван Карлович**

дефектоскопіст діагностичної лабораторії Подільського експертно-технічного центру

**Токовой Олександр Михайлович**

докторант кафедри методів та приладів контролю якості і сертифікації продукції Івано-Франківського національного технічного університету нафти і газу

**Лютак Ігор Зіновійович**

склала цей акт про таке:

1 Комісія розглянула надані їй

а) "Методику налаштування ультразвукового пристрою неперервного контролю товщини металу труб (УНКТ-1) для проведення контролю" (Додаток А);

б) пристрій "Ультразвуковий неперервний контроль товщини" (УНКТ-1);

в) "Методику проведення ультразвукового контролю пристроєм неперервного контролю товщини стінок труб (УНКТ-1)" (Додаток Б),

та погодилася проводити лабораторні та промислові випробування.

2 Лютак І. З. здійснив лабораторні та промислові випробування в присутності комісії пристрою УНКТ-1 на зразках та елементах паропроводу IV категорії ТЕЦ Красилівського цукрового заводу.

Основні результати випробувань пристрою УНКТ-1 наведені в табл. 1.

Таблиця 1- Результати порівняльного аналізу ультразвукового контролю товщини стінок зразків та елементів паропроводу IV категорії ТЕЦ Красилівського цукрового заводу

Місце порівняння результатів контролю двома приладами	Товщина отримана пристроєм УНКТ-1, мм	Товщина, отримана приладом УТ-31М (зав. №231), мм
Зразок труби Ø219 мм, довжиною 0,5 м	5,1	5,1
Зразок труби Ø219 мм, довжиною 0,5 м	5,0	5,0
Зразок труби Ø219 мм, довжиною 0,5 м	5,1	5,2
Елемент трубопроводу Ø219 мм	8,0	8,0
Елемент трубопроводу Ø219 мм	8,0	8,0
Елемент трубопроводу Ø219 мм	7,9	7,9

3 Комісія дійшла до висновку, що пристрій УНКТ-1 є ефективним та достовірним для ультразвукового контролю товщини стінок трубопроводів як основного металу, так і зварних з'єднань.

4 Комісія вважає, що Лютаком І. З. було реалізовано новий метод неперервного ультразвукового контролю товщини стінок труб в польових умовах пристроєм УНКТ-1.

5 Державне підприємство «Подільський експертно-технічний центр» прийняло до використання:


5.1 Пристрій "Ультразвуковий неперервний контроль товщини" (УНКТ-1).

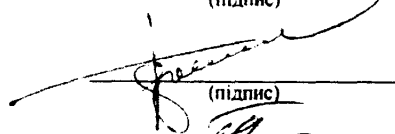
5.2 Програмне забезпечення для розрахунку висоти акустичного контакту первинного перетворювача в пристрої УНКТ-1.


5.3 Методику налаштування ультразвукового пристрою неперервного контролю товщини стінок труб (УНКТ-1) для проведення контролю".

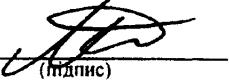
Даний акт не є предметом фінансового зобов'язання сторін, що його підписали.

Члени комісії

  
\_\_\_\_\_  
(підпис)

  
\_\_\_\_\_  
(підпис)

  
\_\_\_\_\_  
(підпис)

  
\_\_\_\_\_  
(підпис)

\_\_\_\_\_  
Катрич М. В.  
(ініціали, прізвище)

\_\_\_\_\_  
Терешкевич. І. К.  
(ініціали, прізвище)

\_\_\_\_\_  
Токовой О. М.  
(ініціали, прізвище)

\_\_\_\_\_  
Лютак І. З.  
(ініціали, прізвище)



**ДОДАТОК А****МЕТОДИКА НАЛАШТУВАННЯ  
УЛЬТРАЗВУКОВОГО ПРИСТРОЮ НЕПЕРЕРВНОГО КОНТРОЛЮ  
ТОВЩИНИ СТІНОК ТРУБ (УНКТ-1) ДЛЯ ПРОВЕДЕННЯ КОНТРОЛЮ**

- 1 Підключити блок первинного перетворювача з неперервним акустичним контактом (БППНАК) до виходу генератора імпульсів на передній панелі УНКТ-1.
- 2 Встановити в меню УНКТ-1 "Обробка" параметр "Режим ПЕП" в положення "Суміщений".
- 3 Встановити номінальну частоту електронного блоку системи ультразвукового контролю труб 2,5 МГц.
- 4 Встановити в меню "Обробка" параметр "Детектор" в положення "Вкл."
- 5 В меню "Генератор" встановити параметр "Напруга" в положення "U1".
- 6 Ввести параметри БППНАК і значення швидкості поширення ультразвукових коливань у зразку.
- 7 Встановити БППНАК на робочу поверхню стандартного зразка СО-2. Переміщенням БППНАК, отримати максимальну амплітуду сигналу від відбивача у вигляді бокового отвору діаметром 6 мм з глибиною залягання центру відбивача 44 мм.
- 8 Виміряти глибину залягання поверхні відбивача, встановивши строб в зоні сигналу відбитого від поверхні отвору.
- 9 Розрахувати похибку вимірювання глибини залягання відбивача як різницю між виміряними значеннями глибини залягання поверхні відбивача і її реальним значенням  $H = 41$  мм.
- 10 Пристрій УНКТ-1 вважається таким, що готовий до проведення контролю, якщо похибка вимірювання глибини залягання відбивача не перевищує  $\pm 1$  мм.
- 11 Вирахувати основну похибку  $\Delta H$  визначення координат відбивача  $H$  за такою формулою:

$$\Delta H = \pm(2\text{мм} + 0,03 H), \quad (1)$$

- 12 Пристрій УНКТ-1 вважається таким, що готовий до проведення контролю, якщо похибка вимірювання, координат залягання відбивача не перевищує значень, визначених за формулами (1).

