

Міністерство освіти і науки України
Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»

На правах рукопису
УДК 534-141, 534.23

ГУСАК ЗАХАР ТАРАСОВИЧ

**ВИПРОМІНЮВАННЯ ГІДРОАКУСТИЧНИХ СИГНАЛІВ
ЦИЛІНДРИЧНИМИ П'ЄЗОКЕРАМІЧНИМИ ПЕРЕТВОРЮВАЧАМИ З
ЕКРАНАМИ**

05.09.08 – Прикладна акустика та звукотехніка

Дисертація на здобуття ступеня
кандидата технічних наук

Науковий керівник –
доктор технічних наук,
професор Лейко О.Г.

Київ – 2017

ЗМІСТ

| | |
|---|----|
| ВСТУП | 5 |
| РОЗДІЛ 1 | |
| Теоретичні основи розрахунків фізичних полів гідроакустичних циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з екраном з урахуванням їх конструктивних особливостей..... | 12 |
| 1.1. Конструктивні особливості гідроакустичних циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з екраном, які потрібно враховувати при визначенні фізичних полів випромінювачів. | 12 |
| 1.2. Відображення особливостей конструкцій гідроакустичних п'єзокерамічних випромінювачів з екраном в розрахункових моделях. Вибір методу розв'язку задачі випромінювання. | 20 |
| 1.3. Розв'язок задачі визначення фізичних полів гідроакустичних п'єзокерамічних випромінювачів силової та компенсованої конструкції з акустично м'яким екраном при використанні в конструкції п'єзокераміки з окружною поляризацією..... | 27 |
| 1.4. Розв'язок задачі визначення фізичних полів гідроакустичних п'єзокерамічних випромінювачів силової та компенсованої конструкції з акустично м'яким екраном при використанні в конструкції п'єзокераміки з радіальною поляризацією..... | 33 |
| Висновки по розділу 1 | 37 |
| РОЗДІЛ 2 | |
| Властивості механічних полів гідроакустичних п'єзокерамічних випромінювачів в залежності від особливостей конструктивного виконання випромінювачів | 39 |
| 2.1. Параметри механічних полів, що досліджуються..... | 39 |
| 2.2. Властивості механічних полів випромінювачів з екраном в залежності від типу виконання їх конструкцій – силової та компенсованої..... | 43 |
| 2.3. Властивості механічних полів випромінювачів з екраном в залежності від конфігурації та розмірів акустичного екрана..... | 58 |

| | |
|--|-----|
| 2.4. Властивості механічних полів випромінювачів з екраном в залежності від складу застосованої в конструкції п'єзокераміки та її поляризації..... | 84 |
| 2.5. Властивості механічних полів випромінювачів з екраном в залежності від розмірів діаметру та товщини п'єзокерамічної оболонки випромінювачів. | 98 |
| Висновки до розділу 2 | 106 |

РОЗДІЛ 3

| | |
|--|-----|
| Властивості акустичних полів гідроакустичних циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів в залежності від особливостей конструктивного виконання випромінювачів..... | 108 |
| 3.1. Параметри акустичних полів, що досліджуються..... | 108 |
| 3.2. Властивості акустичних полів екранованих випромінювачів в залежності від типу виконання їх конструкції – силової та компенсованої. | 111 |
| 3.3. Властивості акустичних полів випромінювачів з екраном в залежності від конфігурації та розмірів акустичного екрану. | 130 |
| 3.4. Властивості акустичних полів випромінювачів з екраном в залежності від складу застосованої в конструкції п'єзокераміки та її поляризації..... | 145 |
| 3.5. Властивості акустичних полів випромінювачів з екраном в залежності від розмірів діаметру та товщини п'єзокерамічної оболонки випромінювачів. | 175 |
| 3.6. Результати експериментальних досліджень гідроакустичних циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з екранами..... | 183 |
| Висновки до розділу 3 | 186 |

РОЗДІЛ 4

| | |
|---|-----|
| Властивості електричних полів гідроакустичних циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів в залежності від особливостей конструктивного виконання випромінювачів..... | 188 |
| 4.1. Параметри електричних полів, що досліджуються..... | 188 |
| 4.2. Властивості електричних полів випромінювачів з екраном в залежності від типу виконання їх конструкції – силової та компенсованої..... | 195 |

| | |
|---|-----|
| 4.3. Властивості електричних полів випромінювачів з екраном в залежності від форми та розмірів акустичного екрану..... | 206 |
| 4.4. Властивості електричних полів випромінювачів з екраном в залежності від складу застосованої в конструкції п'єзокераміки та її поляризації..... | 219 |
| 4.5. Властивості електричних полів випромінювачів з екраном в залежності від розмірів діаметру та товщини п'єзокерамічної оболонки випромінювачів. | 240 |
| Висновки до розділу 4 | 252 |
| ВИСНОВКИ..... | 254 |
| СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ..... | 257 |

ВСТУП

Актуальність теми. Екрановані гідроакустичні циліндричні п'єзокерамічні випромінювачі знайшли широке застосування в практичній гідроакустиці в якості як самостійних гідроакустичних антен, так і окремих елементів багатоелементних антенних решіток. Їх особливістю є поєднання в собі двох функцій – функції перетворення електричної енергії спочатку в механічну, а потім в акустичну, і функції формування акустичного поля в оточуючому середовищі. Оскільки в розрахунковому плані врахування цієї особливості було пов'язано з використанням складних розрахункових моделей і математичних методів, які довгий час були недостатньо розвинутими, розрахунки випромінювачів здійснювались з незалежним урахуванням кожної з цих функцій. Зв'язок між ними здійснювався через задання на випромінюючій поверхні нормальної складової коливальної швидкості. Відносно перетворення енергії такий підхід був розвинений в роботах Б.С. Аронова, Г.М. Свердліна, Л.С. Старова, О.І. Віноградова та ін. Розвитку підходів до визначення акустичних полів екранованих випромінювачів присвятили свої дослідження В.Т. Грінченко, І.В. Вовк, О.В. Коржик, О.Г. Лейко, В.Т. Маципура, В.Г. Савін та ін.

Але такій класичній постановці задачі випромінювання звуку притаманний суттєвий недолік, який полягає в тому, що задання значень коливальної швидкості принципово виключає можливість врахування зміни цієї коливальної швидкості за рахунок реакції оточуючого середовища. Реальні випромінювачі звуку характеризуються скінченими значеннями свого внутрішнього механічного імпедансу, тому коливальні швидкості їх поверхонь суттєво залежать як від внутрішнього імпедансу, так і від реакції оточуючого середовища, як зовнішнього, так і внутрішнього. Наведені обставини є причиною того, що рівні всіх фізичних полів, створюваних реальними випромінювачами, можуть суттєво відрізнятися від розрахованих з використанням ідеалізованих схем.

В останні десятиліття з метою усунення вказаних розбіжностей значні зусилля були направлені на розробку методів розв'язку так званих «наскрізних» задач, згідно з якими для заданого рівня електричної напруги на електричному вході п'єзокерамічного випромінювача можливо розрахувати рівні всіх фізичних полів, які приймають участь у перетворенні електричної енергії в акустичну і формуванні останньої в оточуючих середовищах. Вони базуються на строгих методах розв'язку задач зв'язаних полів в багатозв'язаних областях. Їх розробці значну увагу приділили В.Т. Грінченко, О.М. Гузь, А.Є. Бабаєв, І.В. Вовк, В.Д. Кубенко, О.В. Коржик, О.Г. Лейко, В.Т. Маципура, О.М. Петріщев., А.Ф. Улітко, О.М. Шульга, Б.С. Аронов, D.D. Ebenezer та ін. В той же час конкретним питанням, пов'язаним з розробкою методів розрахунків циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів та систем на їх основі з урахуванням багатопланових особливостей їх конструктивного виконання, практично приділялось мало уваги. Виключення становлять циліндричні перетворювачі, розміщені в узгоджувальних шарах, розглянуті в роботах О.В. Коржика. Тому розробка підходів до визначення фізичних полів екранованих циліндричних випромінювачів з урахуванням особливостей їх конструктивного виконання є актуальною і значущою задачею завдяки широкому застосуванню їх в практичній гідроакустиці.

Зв'язок роботи з науковими планами, програмами, темами. Дисертаційну роботу виконано на кафедрі акустики та акустoeлектроніки Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського». Виконані в дисертації дослідження проводились в рамках: держбюджетної прикладної науково-дослідної роботи «Розробка широкосмугового акустичного ехоспектрометра та нової ефективної програми універсального аудіологічного скринінгу новонароджених» (№ державної реєстрації 0116U003795) та ініціативної науково-дослідної роботи «Сучасні завдання гідроелектропружності» (№ державної реєстрації 0113U008184).

Мета і задачі дослідження. Метою роботи є розробка теоретичних засад проектування екранованих циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з урахуванням взаємодії електричних, механічних та акустичних полів в них та практична реалізація цих засад.

Для досягнення поставленої мети необхідне вирішення таких завдань:

1. Розробка розрахункових моделей екранованих циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з урахуванням особливостей виконання їх конструкцій.
2. Розвиток на основі строгого методу зв'язаних полів в багатозв'язаних областях ефективних підходів до визначення фізичних полів екранованих п'єзокерамічних випромінювачів з конкретними геометричними, фізичними та хвильовими властивостями елементів їх конструкцій та розробка на їх основі аналітичних співвідношень для визначення цих полів.
3. Виконання на основі одержаних розв'язків систематизованих досліджень властивостей механічних, акустичних та електричних полів екранованих випромінювачів і встановлення закономірностей їх змін в залежності від характеристик конструкцій.
4. Експериментальне підтвердження можливості і достовірності опису запропонованими розрахунковими моделями структури та особливостей досліджуваних полів.
5. Фізичне осмислення одержаних результатів та розробка на його основі конкретних рекомендацій відносно проектування екранованих циліндричних випромінювачів.

Об'єкт дослідження – процеси взаємного перетворення електричної, механічної та акустичної енергій в оточуючих середовищах при випромінюванні звуку екранованими п'єзокерамічними циліндричними випромінювачами, формування розподілу акустичної енергії в оточуючих середовищах.

Предмет дослідження – кругові циліндричні п'єзокерамічні випромінювачі з акустично м'яким екраном у вигляді незамкнутого кільцевого шару.

Метод дослідження. В роботі використані методи постановки та розв'язку задач стаціонарної гідроелектропружності та методи математичної фізики. До них відносяться метод зв'язаних полів в багатозв'язаних областях, метод розділення змінних, метод часткових областей, методи розв'язку нескінченних систем лінійних алгебраїчних рівнянь.

Наукова новизна одержаних результатів.

1. Вперше виконано наскрізні постановки та строгими методами визначені аналітичні співвідношення для всіх фізичних полів, які приймають участь у випромінюванні звуку екранованими циліндричними п'єзокерамічними випромінювачами силової та компенсованої конструкцій з окружною та радіальною поляризаціями.
2. Для екранованих циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів вперше виконані систематизовані дослідження властивостей електричних, механічних та акустичних полів та зв'язків між ними та вплив на них геометричних, фізичних та хвильових характеристик елементів конструкцій випромінювачів.
3. Врахування зв'язаності фізичних полів дозволило вперше встановити в екранованому циліндричному п'єзокерамічному випромінювачі:
 - появу у складі механічних коливань крім нульової моди, на якій у випромінювач при вибраному способі електричного навантаження «закачується» енергія, наступних мод коливань, порівняних по амплітуді з нульовою, і ефективному перерозподілі енергії між ними;
 - збагачення і розширення спектра частот акустичного поля випромінювача без суттєвого зменшення їх енергетичної ефективності;

- перехід при певних умовах випромінювачів із режиму поглинання електричної енергії від збуджуючого електричного пристрою в режим її генерації завдяки поглинанню енергії із акустичного поля в оточуючому середовищі.

Практичне значення отриманих результатів полягає в наступному:

- в отриманні можливостей: виконувати розрахунки кількісних значень параметрів механічних, акустичних та електричних полів екранованих циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів в залежності від параметрів та характеристик конкретних елементів виконання їх конструкцій: типу конструкції (силова чи компенсована) та фізичних властивостей середовищ, що заповнюють їх внутрішні об'єми; діаметру та товщини п'єзокерамічної оболонки, складу утворюючої її п'єзокераміки та характеру її поляризації; конфігурації та розмірів акустичного екрану випромінювачів; визначати з єдиних методичних позицій кількісні параметри екранованих циліндричних випромінювачів в однакових умовах, але з різним типом і параметрами виконання конструкцій, співставляти їх між собою і вибрати при проектуванні найбільш раціональний варіант побудови; розраховувати електричні елементи в схемах заміщення п'єзокерамічних випромінювачів при проектних роботах по узгодженню електронних генераторів з випромінювачами в випромінюючих трактах гідроакустичної апаратури;
- в запропонуванні підходів і визначенні умов, при яких екранований випромінювач може мати зменшені в кілька разів відносно основного резонансу його п'єзокерамічної оболонки нижчі резонансні частоти без суттєвого погіршення, а в ряді випадків навіть підвищення його енергетичної ефективності;
- у виявленні фізичних ефектів та умов їх виникнення, які в значній мірі негативно можуть вплинути на енергетичну ефективність екранованих

циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів та суттєво ускладнити узгодження випромінювачів з електронними генераторами.

Результати дисертаційної роботи впроваджено в Державному підприємстві «Київський науково-дослідний інститут гідроприладів» при виконанні ряду дослідно-конструкторських робіт, зокрема по контракту №15DMAС/YZD589UA від 28.08.2015 р. з КНР та ДКР «Зірниця-58250», що підтверджується відповідним актом впровадження. Отримані результати використовуються у навчальному процесі НТУУ «КПІ ім. Ігоря Сікорського» при підготовці технічних спеціалістів з акустики, зокрема по дисципліні «Електроакустичні перетворювачі».

Особистий внесок здобувача відображений в публікаціях [33-38, 69-71, 83-85]. У наукових працях, виконаних у співавторстві, здобувачу належать постановка та розв'язок задач, проведення чисельних досліджень, систематизований аналіз результатів та їх фізичне трактування. В патентах [83-85] здобувач здійснив розробку формули винаходу та виконав патентні дослідження.

Апробація результатів дисертації. Основні положення та результати дисертації обговорювались на:

- V науково-технічній конференції «Проблемні питання розвитку озброєння та військової техніки», м. Київ, 2014 р;
- акустичному симпозіумі «КОНСОНАНС – 2015», м. Київ, 2015 р;
- IV міжнародній науково-технічній конференції «Проблеми координації воєнно-технічної та оборонно-промислової політики в Україні. Перспективи розвитку озброєння та військової техніки 2016», м. Київ, 2016 р.

Публікації. Основний зміст дисертаційної роботи відображено у 13 наукових працях, у тому числі у 7 статтях у наукових фахових виданнях України, які включені до міжнародних наукометричних баз даних (дві з них в Scopus та п'ять в Index Copernicus), 3 патентах України та 3 тезах доповідей в збірниках матеріалів конференцій.

Структура та об'єм дисертаційної роботи. Дисертаційна робота складається із вступу, чотирьох розділів, висновків, списку використаних джерел. Загальний обсяг дисертаційної роботи становить 270 сторінок, у тому числі 120 сторінок основного тексту, 146 рисунків та список використаних джерел із 128 найменувань.

РОЗДІЛ 1

Теоретичні основи розрахунків фізичних полів гідроакустичних циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з екраном з урахуванням їх конструктивних особливостей

1.1. Конструктивні особливості гідроакустичних циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з екраном, які потрібно враховувати при визначенні фізичних полів випромінювачів.

Підводні акустичні антени являються одним із найважливіших елементів гідроакустичної апаратури, які в значній мірі визначають рівень ефективності і потенційні можливості такої апаратури [1-3, 24, 39, 44, 46-48, 53, 66, 68, 87, 104]. Відмінною особливістю таких антен являється виконання ними не тільки функції формування звукового поля в оточуючому середовищі навколо антени [16, 18, 90, 95, 109, 110, 117, 119, 121, 124], але й функції перетворення одних видів енергії на інші – електромеханічне і механоакустичне перетворення енергій в режимі випромінювання, та акустомеханічне і механоелектричне перетворення енергій в режимі прийому [12, 14, 39, 88, 92, 93, 100-103, 106]. Саме необхідність одночасного виконання цих двох функцій при значній фізичній складності процесів, що лежать в їх основі, обумовила надзвичайну різноманітність варіантів виконання технічних приладів перетворення енергії – підводних електроакустичних перетворювачів.

На сьогоднішній день в гідроакустиці широке застосування знайшли випромінювачі енергії циліндричного типу [39]. Такі випромінювачі складаються з активного елемента перетворювача, який виконує перетворення енергій, та ряду пасивних елементів. Для забезпечення направленою випромінювання звуку в заданому напрямі гідроакустичні перетворювачі зазвичай екранують. В антенах, що складаються з

циліндричних перетворювачів, екрани, окрім забезпечення направленості, виконують функцію зменшення взаємодії між циліндрами. Якщо антена працює в режимі прийому, то екран слугує для збільшення завадостійкості. Якщо антена працює в режимі випромінювання, екран концентрує енергію в заданому куті, що забезпечує зріст тиску на вісі характеристики направленості та зменшення тильного випромінювання [44].

У зв'язку із великою кількістю конструктивних особливостей циліндричних випромінювачів, які впливають на його роботу, важливо визначити його фізичну модель. В ряді робіт [3-11, 73-75, 79-81, 91, 96] в якості фізичної моделі активного елемента п'єзокерамічного перетворювача виступає спростована модель циліндру, висота якого набагато більша за його радіус.

Такий підхід використовувався в роботах [19, 20, 23, 31], в яких було розглянуто вирішення задач випромінювання циліндричними випромінювачами різних конструкцій. Було проведено ряд робіт, присвячених циліндричним випромінювачам, розміщених в екранах [59, 60, 62, 64, 65]. В інших роботах нескінченний циліндр замінювався циліндром кінцевої висоти. Так в роботі [4] розглянуто розрахунок характеристик п'єзокерамічних приймачів першого порядку, виконаних з циліндричних п'єзоелементів із зустрічно ввімкненими електродами, при їх використанні із приймачами нульового порядку, утворених із таких самих п'єзоелементів. В цій роботі в якості фізичної моделі приймач був представлений у вигляді високого циліндру, що складається з набору співвісно розташованих циліндрів, кожен з яких має малу висоту. Робота [21] також використовує модель високого циліндру, що складається з кінцевого набору циліндричних п'єзокерамічних оболонок. В цій роботі було продемонстровано детальний аналіз енергетичної ефективності системи при різних способах подачі електричної напруги на циліндри.

Для того, щоб чітко керувати технічними параметрами випромінювачів такого типу необхідно визначити як впливають конкретні конструктивні

характеристики елементів, з яких складається випромінювач, на існуючі в них поля. Відповідно до цього визначимося із цими характеристиками.

Опираючись на вже наведені в роботах моделі, представимо модель циліндричного п'єзокерамічного випромінювача з екраном у вигляді незамкненого кільцевого шару як показано на рис. 1.1.

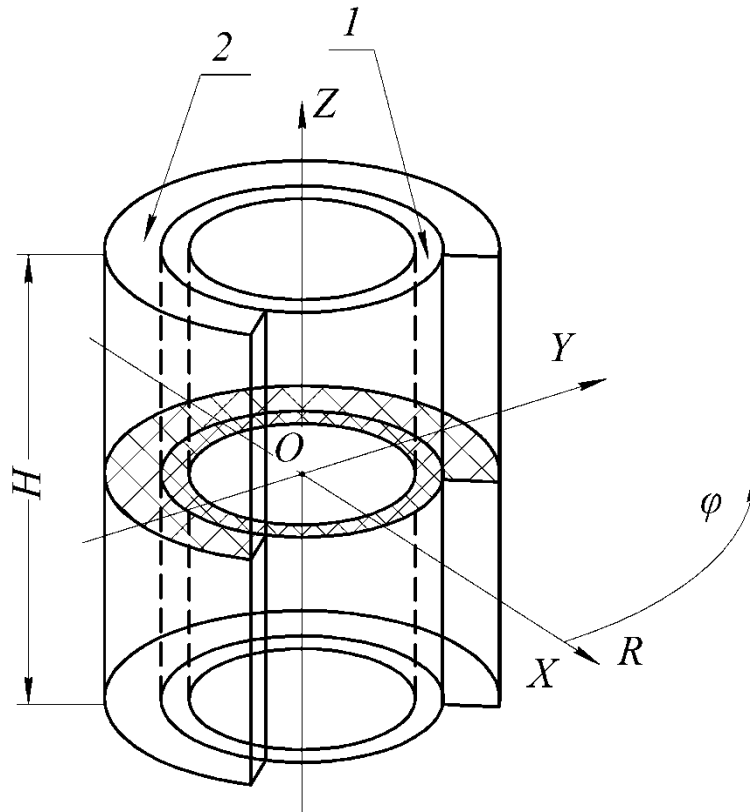


Рис. 1.1. Зовнішній вигляд гідроакустичного циліндричного п'єзокерамічного випромінювача з екраном.

Відповідно до цього, вважаємо, що випромінювач даного типу складається з електроакустичного перетворювача 1, що представляє собою п'єзокерамічний циліндр, та акустичного екрану, виконаного у вигляді незамкнутого кільцевого шару 2. П'єзокерамічний циліндр 1, в залежності від обраного типу матеріалу та обраного типу поляризації (п'єзоефекту), може бути виконано у вигляді суцільного кільця (поперечний п'єзоефект, рис. 1.2, а) або сегментованого кільця (поздовжній п'єзоефект, рис. 1.2, б), елементи якого представляють собою призми [39]. У конструктивному виконанні такі випромінювачі можуть бути силової та компенсованої конструкцій [55, 72]. Силкові конструкції характеризуються тим, що

внутрішня порожнина випромінювача вакуумується або заповнюється електроізоляційним газом при нормальному атмосферному тиску. Компенсовані конструкції, на відміну від силових, заповнюються електроізоляційною рідиною і слугують для компенсації гідростатичного тиску, створюваного робочим середовищем. Направленість випромінювачів циліндричного типу, як вже було сказано, формується за рахунок використання акустичного екрану 2.

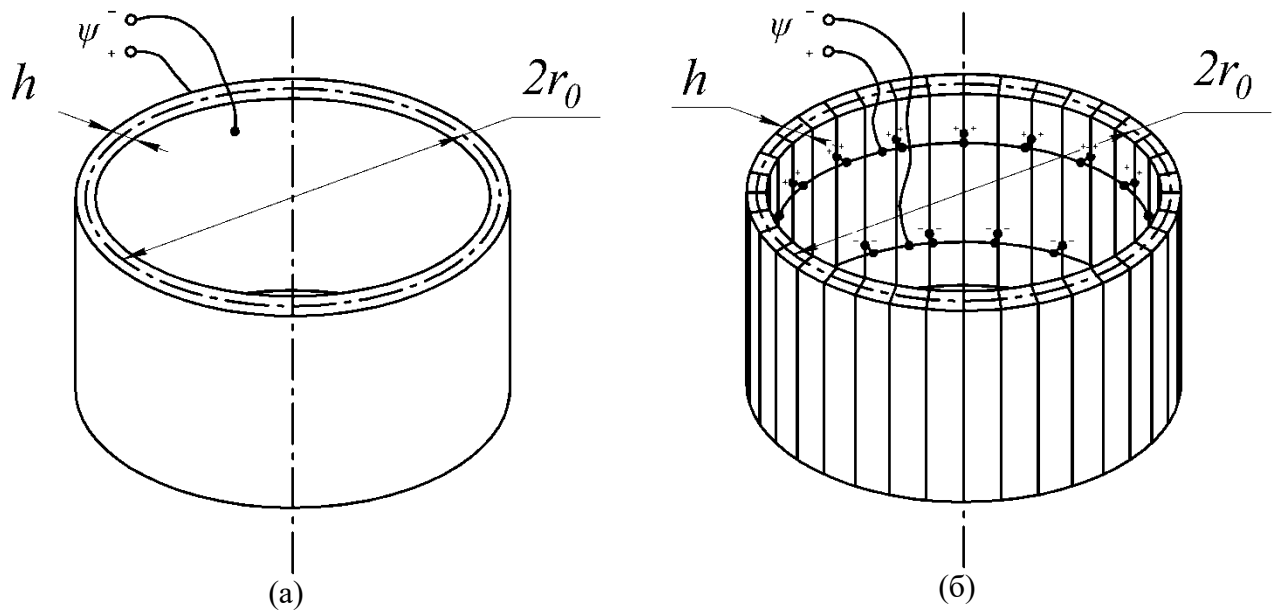


Рис. 1.2. Види конструкцій активних елементів у вигляді циліндру

Електромеханічна система циліндричного випромінювача являє собою порожнистий колоподібний циліндр. Активні елементи циліндричних випромінювачів можуть бути утворені з п'єзокераміки з поздовжнім та поперечним п'єзо ефектом. Поперечний п'єзо ефект реалізується з допомогою суцільних конструкцій, що утворюють циліндричне кільце, поздовжній – з допомогою сегментованих конструкцій. Особливістю цього перетворювача є те, що у нього по довжині середнього кола вкладається довжина робочої хвилі в матеріалі перетворювача, яка відповідає частоті механічного резонансу нульової форми коливань (пульсуючий циліндр). Важливу роль відіграє сам п'єзокерамічний матеріал [29]. В залежності від складу п'єзокераміки змінюються параметри матеріалу, до яких відносять густину

матеріалу, швидкість звуку в матеріалі, п'єзомодуль, модуль пружності та інші. В таблиці 1.1 для порівняння наведено декілька марок п'єзокераміки.

Табл. 1.1

| Параметри | Марка п'єзокераміки | | | |
|---|---------------------|--------|-------|-------|
| | ЦТБС-3 | ЦТС-19 | ТБК-3 | PZT-5 |
| Густина ρ , кг/м ³ | 7210 | 7740 | 5400 | 7750 |
| Швидкість звуку c , м/с | 3200 | 3000 | 4400 | - |
| П'єзомодуль $d_{31} \cdot 10^{-12}$, Кл/Н | 134 | 125 | 49 | 171 |
| П'єзомодуль $d_{33} \cdot 10^{-12}$, Кл/Н | 286 | 304 | 121 | 374 |
| Модуль пружності $C_{11}^E \cdot 10^{10}$, Н/м ² | 15,1 | 10,9 | 15,7 | 12,1 |
| Модуль пружності $C_{33}^E \cdot 10^{10}$, Н/м ² | 13,6 | 9,3 | 15,3 | 11,1 |

Сегментовані циліндричні конструкції набули більшого поширення, оскільки поздовжній п'єзоефект більш ефективний за поперечний. Це пов'язано з тим, що п'єзомодуль d_{33} поздовжнього п'єзоефекту завжди більший за п'єзомодуль d_{31} поперечного п'єзоефекту. Це дозволяє зменшити величину збуджуючої електричної напруги.

Відповідно до вище сказаного, при проектуванні перетворювачів такого типу необхідно враховувати тип використовуваної п'єзокераміки, тип п'єзоефекту у конструкції та характер організації збудження тих чи інших мод коливань активного елемента.

Наступним конструктивним елементом, яким характеризуються циліндричні випромінювачі, є їх конструктивне виконання. Вже було сказано, що на сьогодні відомі два загальних типи побудови їх конструкцій. Перший з них – силова конструкція (рис. 1.3, а), яка виглядає наступним

чином [54]. Активний елемент 1 розміщується так, що зовнішня поверхня п'єзокерамічного циліндру навантажується на робоче середовище. Корпус забезпечує герметизацію внутрішньої порожнини випромінювача і повинен витримувати зовнішній гідростатичний тиск та не впливати на роботу активного елемента. Електричний монтаж активного елемента розміщується у внутрішньому просторі перетворювача, який може бути вакуумовано або заповнено елегазом при нормальному тиску. Таким чином, активний елемент, з одного боку, навантажується ззовні робочим середовищем та, з іншого, екранується внутрішнім газоподібним середовищем. Звичайно силова конструкція має бути розрахована так, щоб під дією зовнішнього тиску активний елемент під час випромінювання не руйнувався [72]. Також цілком природньо, що в залежності від характеру внутрішнього середовища будуть створюватися різні умови формування фізичних полів, що генеруються випромінювачем. У випадку відсутності заповнення внутрішньої порожнини середовищем (вакуум), фізичні поля залежатимуть лише від активного елемента та робочого середовища. Якщо ж всередині буде газ, то цілком ясно, що при роботі перетворювача частина енергії, що випромінюється в робоче середовище, випромінюється і у внутрішню порожнину, тим самим формуючи ще одне акустичне поле всередині перетворювача. Тобто, в цьому випадку при роботі випромінювача, заповненого газом, до умов формування фізичних полів слід включити умову формування акустичного поля всередині перетворювача, яке в свою чергу також впливає на перетворювач. Цей вплив залежить від параметрів цього середовища. Таким чином, якщо буде використаний елегаз, акустичний опір

якого більший за акустичний опір повітря $\left(\rho c_{\text{елегазу}} = 835 \frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \text{с}} \right)$ проти $\rho c_{\text{повітря}} = 425,7 \frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \text{с}}$, то його взаємодія із активним елементом

випромінювача вища, а отже і вплив на роботу випромінювача вищий, хоча в плані електроізоляції внутрішнього простору він кращий за повітря.

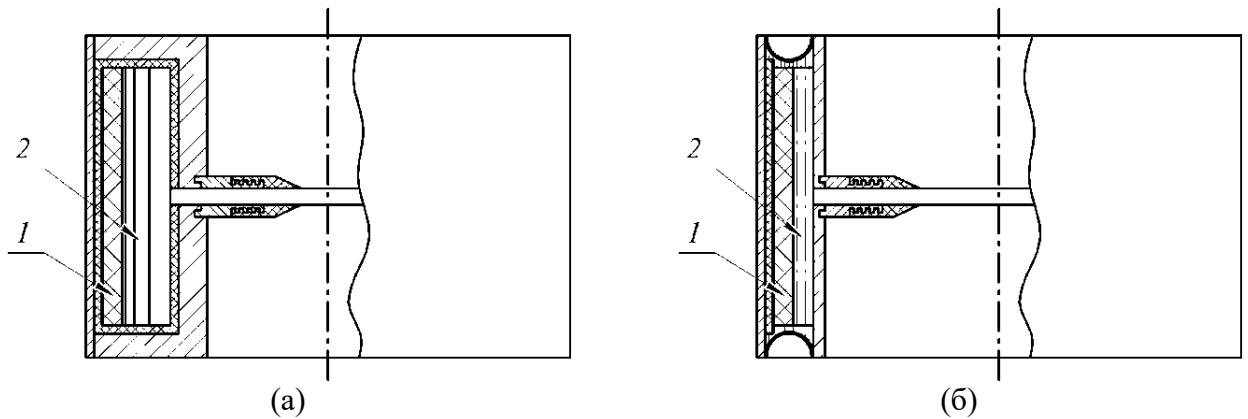


Рис. 1.3. Силова (а) та компенсована (б) конструкції циліндричних випромінювачів де: 1 – активний елемент, 2 – внутрішня порожнина

Силова конструкція застосовується у циліндричних випромінювачах для роботи на глибинах до 500–600 м. При більших глибинах активний елемент може вийти з ладу під односторонньою дією гідростатичного тиску, тому на великих глибинах застосовують компенсовані конструкції (рис. 1.3, б). В таких конструкціях на активний елемент 1 випромінювача гідростатичний тиск діє всебічно за рахунок заповнення внутрішнього об'єму 2 електроізоляційною рідиною. Так через отвір в корпусі, який закривається виконаною з гуми мембраною, гідростатичний тиск передається в рідину всередині перетворювача і активний елемент знаходиться під дією всебічного гідростатичного тиску, а оскільки рівень міцності на стиснення у п'єзокераміки дуже великий, то при всебічному стисненні активний елемент не руйнується. В даному випадку, як і у випадку силових газозаповнених конструкцій, внутрішня рідина, наприклад електроізоляційне масло або кремнійорганічна рідина 132-12Д [111-113], в якій утворюється внутрішнє акустичне поле, буде впливати на формування зовнішнього акустичного поля і цей вплив визначається параметрами цих рідин.

Акустичний екран, як ще один елемент конструкції випромінювача, також впливає на формування полів в перетворювачі і перш за все він порушує радіальну симетрію, оскільки випромінювач навантажений на робоче середовище тільки з вільної від екрана поверхні. Екран представляє собою незамкнутий кільцевий шар 2 (рис. 1.1) з матеріалу, з певними

акустичними властивостями, який розміщено поблизу або безпосередньо на випромінюючій поверхні перетворювача. Граничними видами акустичних властивостей цього матеріалу є акустично м'який та акустично жорсткий екрани. Відповідно до характеру властивостей екрану на закритій екраном поверхні і на поверхні, що контактує з робочим середовищем, будуть формуватися цілком різні умови формування полів. У випадку акустично м'якого екрану на робочій поверхні перетворювача під екраном повинні формуватися максимальні коливальні швидкості, а у випадку акустично жорсткого матеріалу ці швидкості повинні бути мінімальними. Залежно від розмірів і характеру розкриву екрану буде різне навантаження випромінювача на робоче середовище, тому будуть різні умови формування його фізичних полів.

Отже, виходячи з наведеного, до конструктивних елементів, з яких складається гідроакустичний циліндричний п'єзокерамічний випромінювач і які впливають на формування його фізичних полів відносимо:

- 1) в частині перетворювача:
 - матеріал п'єзокераміки;
 - тип поляризації та характер її організації;
 - розміри активного елемента;
 - тип конструкційного виконання: силова або компенсована конструкція;
 - тип внутрішнього середовища;
- 2) в частині акустичного екрану:
 - тип матеріалу, з якого виконано екран;
 - розміри та кут розкриву екрану.

1.2. Відображення особливостей конструкцій гідроакустичних п'єзокерамічних випромінювачів з екраном в розрахункових моделях. Вибір методу розв'язку задачі випромінювання.

Одним із класичних методів вирішення задач розрахунку гідроакустичних перетворювачів являється представлення п'єзокерамічних перетворювачів у вигляді еквівалентних електромеханічних схем. Великий вклад в розвинення цього методу зробив Аронов Б. С розробивши загальний енергетичний метод, що базується на взаємодії між собою при роботі перетворювача електричної, електромеханічної, механічної і акустичної енергії. Так на основі цього методу в своїх роботах він описував електромеханічні властивості тонких п'єзокерамічних перетворювачів з поперечним п'єзоефектом та розрізними електродами і побудованими на їх основі циліндричні п'єзокерамічні перетворювачі [5]. У роботі [6] було розглянуто рішення випромінювання звуку сферичним випромінювачем із частково закритою поверхнею екраном. В результаті на основі побудованих електромеханічних схем заміщення випромінювача були отримані електричні параметри випромінювачів та їх діаграми направленості в залежності від кута розчину екрану. Велика увага приділялася залежностям електричних параметрів від геометричної конфігурації активного елемента. В роботі [7] приведений аналіз електромеханічних перетворювачів у вигляді тонких п'єзокерамічних трубок із осесиметричними коливаннями в залежності від різних значень відношення розмірів сторін трубок.

Інший метод – метод «зв'язаних полів», базується на строгому урахуванні зв'язаності електричного, механічного і акустичного полів при роботі перетворювача і полягає в сумісному розв'язку системи диференціальних рівнянь. Цей метод більш складний через математичну та розрахункову складність методу. Проте він має більший рівень відповідності фізичної суті розрахункових моделей реальним п'єзокерамічним електромеханічним перетворювачам, а відтак і відповідності розрахункових

параметрів реальним характеристикам перетворювачів [39]. Одним із ряду робіт, що використовують метод «зв'язаних полів», є робота [20]. В ній було продемонстровано що створення ефективної багатоелементної випромінюючої системи можливо лише на базі рішення «наскрізної» задачі, яка передбачає врахування фізичних властивостей елементів та їх механічних коливань, ефектів взаємодії елементів по полю, а також електричних параметрів генераторів, що живлять елементи енергією.

На основі фізичної моделі, що була описана в попередньому параграфі, необхідно сформулювати розрахункову або математичну модель п'єзокерамічного випромінювача вказаного типу. Аналіз приведеної фізичної моделі говорить про те, що при її роботі в ній відбуваються декілька процесів і ці процеси необхідно описати. Цілком зрозуміло, що до цих процесів відносяться: перетворення енергій з електричної в механічну та з механічної в акустичну. Процес перетворення енергії з механічної в акустичну супроводжується тим, що випромінювач формує певне акустичне поле навколо себе. В процесі формування акустичного поля в оточуючому середовищі, для його опису, необхідно застосовувати хвильове рівняння, яке пов'язане з розповсюдженням коливань [29]. Процес електромеханічного перетворення енергії в випромінювачі можна описати рівняннями стану п'єзокераміки та диференційними рівняннями електромеханічних коливань циліндричних тіл [78, 89]. Таким чином, загальний процес роботи антени повинен описуватися диференційними рівняннями електропружних коливань циліндричної оболонки, рівняннями стану п'єзокераміки та хвильовими рівняннями розповсюдження коливань в середовищах.

Представимо схему побудови випромінювача в наступному вигляді (див. рис. 1.1). Випромінювач складається з п'єзокерамічного перетворювача 1 та акустичного екрану 2. Як було відзначено раніше, п'єзокерамічний перетворювач може бути реалізований у вигляді суцільного циліндра (рис. 1.2, а), в якому застосовується поперечний п'єзоефект, або сегментованого із поздовжнім п'єзоефектом (рис. 1.2, б). Висоту H

п'єзокерамічного циліндру обираємо такою, щоб вона була набагато більшою за середній радіус циліндра, або більшою довжини хвилі в оточуючому середовищі ($H > \lambda$, де λ – довжина хвилі). Справедливість такого вибору обґрунтовується тим, що на практиці майже завжди випромінювачі такого типу формують суттєві направлені властивості саме в площині своєї поздовжньої вісі [108]. Ця умова дозволяє перейти до моделі, коли висота циліндру вважається нескінченно великою і розподіл коливальної швидкості на поверхні циліндру вздовж його твірної осі вважається рівномірним. Такий підхід дозволяє знехтувати впливом торців антени на розподілення поля в площині, нормальній до її поздовжньої вісі.

Для збудження п'єзокераміки до її контактів підводиться різниця потенціалів, яка змінюється за гармонійним законом $\psi = \psi_0 e^{-i\omega t}$. У випадку суцільного циліндра, контакти повністю покривають внутрішню та зовнішню поверхні, а у випадку сегментованого контакти наносяться на дві протилежні поверхні окремих призм, з яких складається циліндр. Ці призми склеюються між собою контактними площадками з однаковою полярністю. В кінці всі призми з'єднуються між собою паралельно і до них підводиться збуджуюча напруга.

Акустичний екран в свою чергу представляє собою незамкнутий кільцевий шар, що прилягає і покриває частину поверхні циліндричного перетворювача. Екран характеризується такою ж висотою, як і перетворювач, та його кутом розкриву (його розчином). Матеріал, з якого виготовлено екран, вважаємо ідеальним або таким, що має певну звукопрозорість (або акустичну жорсткість). Він може бути ідеально м'яким ($\rho_{\text{екр}} c_{\text{екр}} = 0$), ідеально твердим ($\rho_{\text{екр}} c_{\text{екр}} = \infty$), або мати кінцеву жорсткість ($\rho_{\text{екр}} c_{\text{екр}} = \text{const}$), де $\rho_{\text{екр}}$ і $c_{\text{екр}}$ - відповідно густина і швидкість звуку в матеріалі екрану.

За модель робочого середовища приймемо модель ідеального акустичного середовища [27].

Для розв'язку задачі введемо циліндричну систему координат. Вісь OZ системи координат приймемо такою, що вона співпадає із віссю циліндричного перетворювача, а відлік кутової координати $\varphi = 0$ вибираємо так, що він співпадає із серединою розчину екрану.

У відповідності до введеної системи координат, представимо диференційні рівняння, що описують стан п'єзокераміки в циліндричній формі. Важливо пам'ятати, що для кожного виду поляризації будуть складатися свої рівняння стану п'єзокераміки, тому для п'єзокерамічного циліндру з радіальною поляризацією рівняння стану п'єзокераміки в циліндричних координатах запишуться як [76]:

$$\begin{aligned}\sigma_{rr} &= C_{33}^E \varepsilon_{rr} + C_{13}^E (\varepsilon_{\varphi\varphi} + \varepsilon_{zz}) - e_{33} E_r; \\ \sigma_{\varphi\varphi} &= C_{13}^E \varepsilon_{rr} + C_{11}^E \varepsilon_{\varphi\varphi} + C_{12}^E \varepsilon_{zz} - e_{31} E_r; \\ \sigma_{zz} &= C_{13}^E \varepsilon_{rr} + C_{12}^E \varepsilon_{\varphi\varphi} + C_{11}^E \varepsilon_{zz} - e_{31} E_r; \\ \sigma_{r\varphi} &= C_{44}^E \varepsilon_{r\varphi} - e_{15} E_\varphi; \\ \sigma_{rz} &= C_{44}^E \varepsilon_{rz} - e_{15} E_z; \\ \sigma_{\varphi z} &= \frac{1}{2} (C_{11}^E - C_{12}^E) \varepsilon_{\varphi z}; \\ D_r &= \varepsilon_{33}^S E_r + e_{31} (\varepsilon_{\varphi\varphi} + \varepsilon_{zz}) + e_{33} \varepsilon_{rr}; \\ D_\varphi &= \varepsilon_{11}^S E_\varphi + e_{15} \varepsilon_{r\varphi}; \\ D_z &= \varepsilon_{11}^S E_z + e_{15} \varepsilon_{rz},\end{aligned}$$

а рівняння стану для п'єзокерамічного циліндру із окружною поляризацією матимуть такий вигляд:

$$\begin{aligned}\sigma_{rr} &= C_{11}^E \varepsilon_{rr} + C_{13}^E \varepsilon_{\varphi\varphi} + C_{12}^E \varepsilon_{zz} - e_{31} E_\varphi; \\ \sigma_{\varphi\varphi} &= C_{13}^E (\varepsilon_{rr} + \varepsilon_{zz}) + C_{33}^E \varepsilon_{\varphi\varphi} - e_{33} E_\varphi; \\ \sigma_{zz} &= C_{12}^E \varepsilon_{rr} + C_{13}^E \varepsilon_{\varphi\varphi} + C_{11}^E \varepsilon_{zz} - e_{31} E_\varphi; \\ \sigma_{r\varphi} &= C_{44}^E \varepsilon_{r\varphi} - e_{15} E_r; \\ \sigma_{\varphi z} &= C_{44}^E \varepsilon_{\varphi r} - e_{15} E_z; \\ \sigma_{rz} &= \frac{1}{2} (C_{11}^E - C_{12}^E) \varepsilon_{rz};\end{aligned}$$

$$\begin{aligned} D_\varphi &= \varepsilon_{33}^S E_\varphi + e_{31}(\varepsilon_{rr} + \varepsilon_{zz}) + e_{33} \varepsilon_{\varphi\varphi}; \\ D_r &= \varepsilon_{11}^S E_r + e_{15} \varepsilon_{r\varphi}; \\ D_z &= \varepsilon_{11}^S E_z + e_{15} \varepsilon_{z\varphi}, \end{aligned}$$

де $\sigma_x = \sigma_{xx}$, $\sigma_y = \sigma_{yy}$, $\sigma_z = \sigma_{zz}$, σ_{yz} , σ_{zx} , σ_{xy} – компоненти тензора механічних напруг; E_x , E_y , E_z , D_x , D_y , D_z – відповідно складові вектора напруженості \vec{E} та індукції \vec{D} електричного поля; C_{11}^E , ... C_{15}^E – модулі пружності при нульовій електричній напруженості; e_{31} , ... e_{15} – п'єзомодулі; ε_{11}^S , ... ε_{33}^S – діелектричні проникності при нульовій деформації; $\varepsilon_x = \varepsilon_{xx}$, $\varepsilon_y = \varepsilon_{yy}$, $\varepsilon_z = \varepsilon_{zz}$, ε_{yz} , ε_{zx} , ε_{xy} – компоненти тензора механічних деформацій.

Ці рівняння стану п'єзокераміки доповнюються:

– співвідношеннями Коші:

$$\begin{aligned} \varepsilon_r &= \frac{\partial w}{\partial r}, \quad \varepsilon_\varphi = \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \varphi} + \frac{w}{r}, \quad \varepsilon_z = \frac{\partial v}{\partial z}, \\ \varepsilon_{rz} &= \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial r}, \quad \varepsilon_{z\varphi} = \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \varphi} + \frac{\partial u}{\partial z}, \quad \varepsilon_{r\varphi} = \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \varphi}, \end{aligned}$$

де w , u та v – відповідно радіальні, тангенціальні та осьові компоненти вектору зміщень;

– рівняннями вимушеної електростатики, що відповідають електричним умовам задачі:

$$\vec{E} = -\text{grad}\psi, \text{div}\vec{D} = 0. \quad (1.1)$$

У роботах [37, 97, 100] показано, що від рівнянь стану п'єзокераміки, доповнених співвідношеннями Коші, рівняннями вимушеної електростатики та рівняннями руху п'єзокерамічного елемента, можна перейти до диференціальних рівнянь електромеханічних коливань циліндричної оболонки в вакуумі в циліндричних координатах:

$$\begin{aligned}
(1 + \beta_k) \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial w}{\partial \varphi} - \beta_k \frac{\partial^3 w}{\partial \varphi^3} &= \alpha_k \gamma \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \\
-\frac{\partial u}{\partial \varphi} + \beta_k \left(\frac{\partial^3 u}{\partial \varphi^3} - \frac{\partial^4 w}{\partial \varphi^4} \right) - w + \frac{e_{3k}}{C_{kk}^E} r_0 E_k + \frac{\alpha_k}{h} q_r &= \alpha_k \gamma \frac{\partial^2 w}{\partial t^2}
\end{aligned} \tag{1.2}$$

де u , w – тангенціальна та радіальна складові вектору зміщень точок серединної поверхні оболонки, $\beta_k = \frac{h^2}{12r_0^2} \left(1 + \frac{e_{3k}^2}{C_{kk}^E \epsilon_{33}^S} \right)$, $\alpha_k = \frac{r_0^2}{C_{kk}^E}$, E_k – напруженість електричного поля в матеріалі оболонки, $k=1, 3$ – відповідно для радіальної та окружної поляризації, q_r – зовнішнє навантаження.

Поширення в зовнішньому та внутрішньому середовищі акустичних хвиль описується хвильовим рівнянням Гельмгольца для гармонічних коливань:

$$\Delta \Phi + k_i^2 \Phi = 0 \tag{1.3}$$

де Φ – потенціал коливальної швидкості, Δ – оператор Лапласа в циліндричній системі координат, $k_i = \frac{2\pi}{\lambda}$ – хвильове число ($i=1,2$ – відповідно зовнішнє та внутрішнє середовище).

З урахуванням наведеного поперечний переріз екранованого випромінювача можливо представити у вигляді (рис. 1.4, а) для окружної поляризації і у вигляді (рис. 1.4, б) для радіальної поляризації.

Таким чином з приведенного витікає, що для вирішення задачі будуть використані наступні методи: метод розділення змінних, та метод часткових областей. Вибір саме цих методів і такого підходу до вирішення задачі пов'язаний із необхідністю отримання кількісних характеристик для ситуацій, коли довжини хвиль та розміри тіл (стосовно розміру середнього радіусу) можуть бути співставними або близькими. Саме тому ці методи являються ефективними і ними користувалися при вирішенні багатьох задач, пов'язаних із визначенням акустичного поля різних типів антен [18-22, 27-30, 55-63, 117, 122-124].

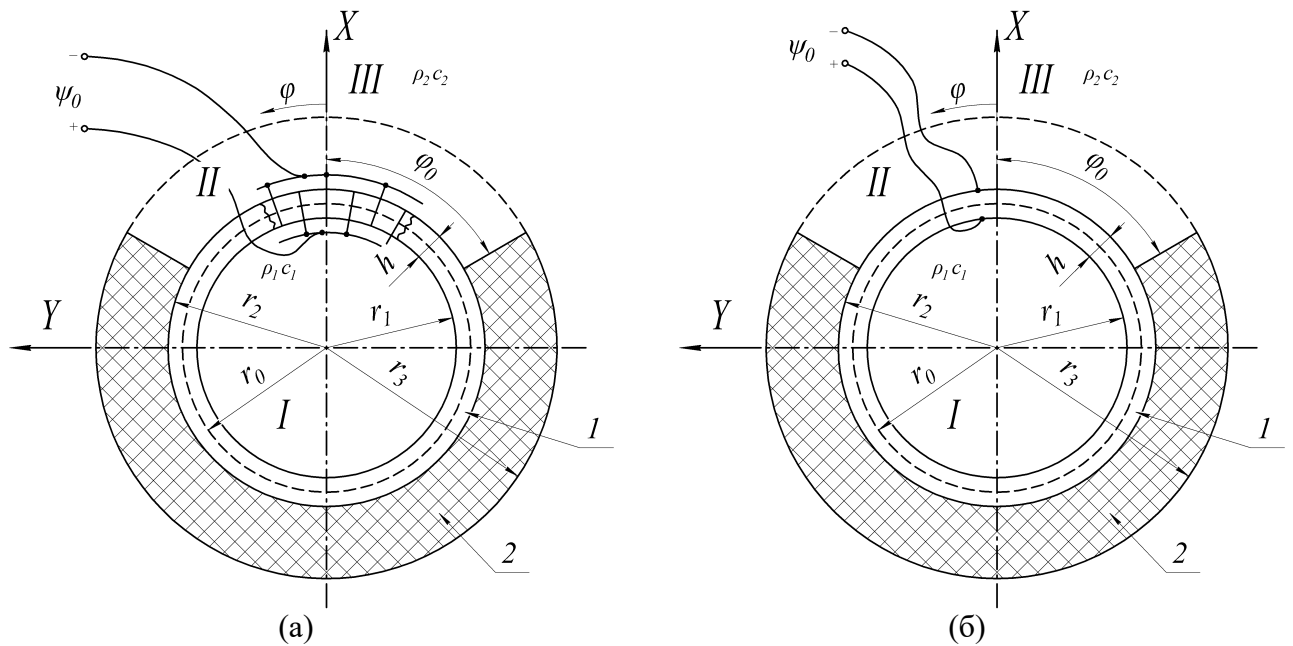


Рис. 1.4. Поперечний переріз екранованого випромінювача з сегментованим (а) активним елементом та суцільним (б) активним елементом

Як можна побачити з рис. 1.4, усю область існування акустичного поля умовно можна розділити на декілька окремих областей: I область – внутрішня область випромінювача ($|\varphi| \leq \pi, 0 \leq r \leq r_1$), яка в залежності від виду конструкції випромінювача (силової або компенсованої) може бути вакуумована, заповнена газом або рідиною з параметрами $\rho_1 c_1$; II область – частина робочої області, яка замкнена між стінками екрану ($|\varphi| \leq \varphi_0, r_2 \leq r \leq r_3$) і яка контактує з робочою поверхнею випромінювача; III область – робоча область середовища з параметрами $\rho_2 c_2$ ($|\varphi| \leq \pi, r \geq r_3$), яка оточує випромінювач (вода). Відповідний вибір граничних умов на межах цих областей формує зв'язок параметрів цих областей на цих межах і доповнює загальну систему рівнянь, що описують роботу екранованого випромінювача. Тобто, на поверхні перетворювача, що контактує з середовищем, формується рівність швидкості нормальних зміщень поверхні п'єзокерамічної оболонки та коливальної швидкості частинок середовища, як зовнішнього – робочого, так і внутрішнього, що знаходиться всередині перетворювача. На зовнішній та внутрішній поверхні перетворювача формується рівність нормальних напруг, що створюються гідростатичним

тиском та нормальними пружними напруженнями п'єзокераміки. Такі ж само умови формуються на межі II та III областей. Також необхідно записати умови на поверхні акустичного екрану, які, в залежності від типу його матеріалу, можуть говорити про рівність на її поверхні коливальної швидкості частинок середовища чи швидкості нормальних зміщень поверхні оболонки нулю для акустично жорсткого матеріалу, або рівності нулю акустичного тиску, що створюється в робочому середовищі випромінювачем.

Тож фізичні поля циліндричного випромінювача з екраном в загальному випадку описуються: хвильовим рівнянням Гельмгольца; диференціальними рівняннями електромеханічних коливань циліндричної оболонки; рівняннями вимушеної електростатики. Вказані рівняння доповнюються граничними умовами, записаними для кожної з областей.

1.3. Розв'язок задачі визначення фізичних полів гідроакустичних п'єзокерамічних випромінювачів силової та компенсованої конструкцій з акустично м'яким екраном при використанні в конструкції п'єзокераміки з окружною поляризацією.

Визначимо фізичні поля випромінювача, джерелом звуку якого являється круговий циліндричний п'єзокерамічний перетворювач з окружною поляризацією (рис. 1.4, а). Вважаємо, що внутрішній об'єм п'єзокерамічної оболонки випромінювача заповнений середовищем з густиною ρ_1 та швидкістю звуку c_1 . Це середовище може бути вакуумом, газом або рідиною. Окружна поляризація реалізується шляхом побудови оболонки з жорстко склеєних між собою N п'єзокерамічних призм, електрично ввімкнених паралельно. До електродів призм підводиться гармонійно змінювана в часі t електрична напруга $\psi = \psi_0 e^{-i\omega t}$ частотою ω . Товщина h приймається набагато меншою за середній радіус $h \ll r_{cp}$. Вважаємо, що висота випромінювача являється нескінченно великою, тому

розподіл коливальної швидкості по висоті випромінювача однорідний. Акустичний екран товщиною $r_3 - r_2$ та кутом розчину $2\varphi_0$ виконано з ідеального акустично м'якого матеріалу, наприклад, звуковідбиваючої гуми марки 51-1415 [87]. Випромінювач розміщується в середовищі з густиною ρ_2 та швидкістю звуку c_2 .

Сформулюємо граничні умови задачі в наступному вигляді:

– н

$$\text{а внутрішніх стінках екрану: } \Phi = 0, |\varphi| = \varphi_0, r_2 \leq r \leq r_3; \quad (1.4)$$

– н

$$\text{а зовнішній поверхні екрану: } \Phi = 0, \varphi_0 \leq |\varphi| \leq \pi, r = r_3; \quad (1.5)$$

– е

електричні умови зводяться до задання напруженості електричного поля

$$\text{в матеріалі оболонки: } E_\varphi = -\frac{\psi_0 N}{2\pi r_0}. \quad (1.6)$$

Представимо шукані величини u і w в ряди по власним формам коливань оболонки у вакуумі:

$$u = \sum_{n=1}^{\infty} u_n \sin(n\varphi), \quad w = \sum_{n=0}^{\infty} w_n \cos(n\varphi), \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (1.7)$$

Рішення рівняння Гельмгольца будемо здійснювати методом часткових областей. Для цього, як було показано в попередньому параграфі, розіб'ємо всю область існування акустичного поля на три часткові області.

Тоді повна система вихідних співвідношень задачі включає в себе наступні умови спряження звукових полів на границях розділу областей:

– рівність швидкостей коливань частинок середовища і швидкість нормальних зміщень поверхні оболонки:

$$v = -\frac{\partial \Phi_I}{\partial r} = \frac{\partial w}{\partial t}, \quad |\varphi| \leq \pi, \quad r = r_1; \quad (1.8)$$

$$v = -\frac{\partial \Phi_{II}}{\partial r} = \frac{\partial w}{\partial t}, \quad |\varphi| \leq \pi, \quad r = r_2; \quad (1.9)$$

- на поверхні оболонки випромінювача виконується умова рівності нормальних напруг:

$$q_r = -(P_{II} - P_I), \quad |\varphi| \leq \varphi_0, \quad r = r_2, \quad (1.10)$$

де $P_{II} = \rho_2 \frac{\partial \Phi_{II}}{\partial t}$; $P_I = \rho_1 \frac{\partial \Phi_I}{\partial t}$ – радіальні напруги динамічного тиску;

$$\Phi_{III} = \begin{cases} \Phi_{II}, & |\varphi| \leq \varphi_0, \quad r = r_3; \\ 0, & \varphi_0 \leq |\varphi| \leq \pi, \quad r = r_3; \end{cases} \quad (1.11)$$

$$\frac{\partial \Phi_{III}}{\partial r} = \frac{\partial \Phi_{II}}{\partial r}; \quad |\varphi| \leq \varphi_0, \quad r = r_3. \quad (1.12)$$

Потенціал швидкості, створюваний випромінювачем, можна представити через потенціали швидкості в кожній з вказаних областей [116]:

- в області I, що не має особливостей у внутрішньому об'ємі випромінювача:

$$\Phi_I = \sum_{m=0}^{\infty} E_m J_m(kr) \cos(m\varphi); \quad (1.13)$$

- в області II:

$$\Phi_{II} = \sum_{q=0}^{\infty} \left[A_q J_{m_q}(kr) + B_q N_{m_q}(kr) \right] \cos(m_q \varphi); \quad (1.14)$$

- в області III, з урахуванням умов випромінювання на нескінченності:

$$\Phi_{III} = \sum_{s=0}^{\infty} F_s H_s^{(1)}(kr) \cos(s\varphi), \quad (1.15)$$

де $J_n(kr)$, $N_n(kr)$, $H_s^{(1)}(kr)$ – функції Бесселя, Неймана та Ханкеля першого роду відповідно; E_m , A_q , B_q , F_s – невідомі комплексні коефіцієнти.

Вираз для потенціалу швидкості Φ_{II} задовольняє рівнянню Гельмгольца при довільних m_q . Належним вибором цієї величини можливо досягти задоволення граничних умов в області II. Для цього підставимо вираз (14) для Φ_{II} у граничну умову (1.4):

$$\Phi_{II} = \sum_{q=0}^{\infty} \left[A_q J_{m_q}(kr) + B_q N_{m_q}(kr) \right] \cos(m_q \varphi_0) = 0; \rightarrow \cos(m_q \varphi_0) = 0; \quad (1.16)$$

$$m_q \varphi_0 = \frac{\pi}{2} + \pi q; \rightarrow m_q = \frac{(2q+1)\pi}{2\varphi_0};$$

Коефіцієнти u_n та w_n розкладу у відношеннях (1.7) мають визначатися на основі задоволення рівнянь (1.2) та умов спряження (1.8) – (1.10). З першого рівняння системи (1.2) витікає наступний зв'язок між шуканими коефіцієнтами:

$$(1 + \beta) \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial w}{\partial \varphi} - \beta \frac{\partial^3 w}{\partial \varphi^3} = \alpha \gamma \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}; \quad (1.17)$$

$$u_n = \frac{n(1 + \beta n^2)}{(\alpha \gamma \omega^2 - (1 + \beta)n^2)} w_n.$$

Підставивши (1.17) у друге рівняння системи (1.2) та провівши його перетворення, отримаємо:

$$\sum_{n=0}^{\infty} R_n w_n \cos(n\varphi) - i\omega \frac{\alpha}{h} \left(\rho_2 \sum_{q=0}^{\infty} \left[A_q J_{m_q}(k_2 r_2) + B_q N_{m_q}(k_2 r_2) \right] \cos(m_q \varphi) - \right. \quad (1.18)$$

$$\left. - \rho_1 \sum_{m=0}^{\infty} E_m J_m(k_1 r_1) \cos(m\varphi) \right) = -\frac{e_{33}}{C_{33}^E} \frac{N \psi_0}{2\pi};$$

$$\text{де } R_n = \frac{\alpha^2 \gamma^2 \omega^4 - \alpha \gamma \omega^2 (1 + \beta n^2)(n^2 + 1) + \beta n^2 (n^2 - 1)^2}{(\alpha \gamma \omega^2 - (1 + \beta)n^2)}.$$

З умов (1.8), (1.9), (1.11) та (1.12) витікає ряд алгебраїчних рівнянь:

$$\sum_{m=0}^{\infty} E_m J_m'(k_1 r_1) \cos(m\varphi) = i c_1 \sum_{n=0}^{\infty} w_n \cos(n\varphi), \quad 0 \leq |\varphi| \leq \pi. \quad (1.19)$$

З умови (1.9):

$$\sum_{q=0}^{\infty} \left[A_q J_{m_q}'(k_2 r_2) + B_q N_{m_q}'(k_2 r_2) \right] \cos(m_q \varphi) = i c_2 \sum_{n=0}^{\infty} w_n \cos(n\varphi), \quad 0 \leq |\varphi| \leq \varphi_0. \quad (1.20)$$

Умова (1.11) дає:

$$\sum_{s=0}^{\infty} F_s H_s^{(1)}(k_2 r_3) \cos(s\varphi) = \begin{cases} \sum_{q=0}^{\infty} \left[A_q J_{m_q}(k_2 r_3) + B_q N_{m_q}(k_2 r_3) \right] \cos(m_q \varphi), & |\varphi| \leq \varphi_0; \\ 0, & \varphi_0 \leq |\varphi| \leq \pi. \end{cases} \quad (1.21)$$

З умови (1.12):

$$\sum_{s=0}^{\infty} F_s H_s^{(1)}(k_2 r_3) \cos(s\varphi) = \sum_{q=0}^{\infty} \left[A_q J_{m_q}'(k_2 r_3) + B_q N_{m_q}'(k_2 r_3) \right] \cos(m_q \varphi), \quad |\varphi| \leq \varphi_0. \quad (1.22)$$

В результаті була отримана наступна система рівнянь:

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{n=0}^{\infty} R_n w_n \cos(n\varphi) - i\omega \frac{\alpha}{h} \left(\rho_2 \sum_{q=0}^{\infty} \left[A_q J_{m_q}(k_2 r_2) + B_q N_{m_q}(k_2 r_2) \right] \cos(m_q \varphi) - \right. \\ \left. - \rho_1 \sum_{m=0}^{\infty} E_m J_m(k_1 r_1) \cos(m\varphi) \right) = -\frac{e_{33}}{C_{33}^E} \frac{N\psi_0}{2\pi}, \quad 0 \leq |\varphi| \leq \pi; \\ \sum_{m=0}^{\infty} E_m J_m'(k_1 r_1) \cos(m\varphi) = ic_1 \sum_{n=0}^{\infty} w_n \cos(n\varphi), \quad 0 \leq |\varphi| \leq \pi; \\ \sum_{q=0}^{\infty} \left[A_q J_{m_q}'(k_2 r_2) + B_q N_{m_q}'(k_2 r_2) \right] \cos(m_q \varphi) = ic_2 \sum_{n=0}^{\infty} w_n \cos(n\varphi), \quad 0 \leq |\varphi| \leq \varphi_0; \\ \sum_{s=0}^{\infty} F_s H_s^{(1)}(k_2 r_3) \cos(s\varphi) = \sum_{q=0}^{\infty} \left[A_q J_{m_q}(k_2 r_3) + B_q N_{m_q}(k_2 r_3) \right] \cos(m_q \varphi), \quad 0 \leq |\varphi| \leq \varphi_0; \\ \sum_{s=0}^{\infty} F_s H_s^{(1)}(k_2 r_3) \cos(s\varphi) = 0, \quad \varphi_0 \leq |\varphi| \leq \pi; \\ \sum_{s=0}^{\infty} F_s H_s^{(1)}(k_2 r_3) \cos(s\varphi) = \sum_{q=0}^{\infty} \left[A_q J_{m_q}'(k_2 r_3) + B_q N_{m_q}'(k_2 r_3) \right] \cos(m_q \varphi), \quad 0 \leq |\varphi| \leq \varphi_0; \end{array} \right. \quad (1.23)$$

Перетворення рівнянь системи (1.23) на основі властивостей повноти та ортогональності функцій [45] $\cos(n\varphi)$, $\cos(m_q \varphi)$ и $\cos[m_p(\pi - \varphi)]$ на інтервалах $[-\pi; \pi]$, $[-\varphi_0; \varphi_0]$ та $[\varphi_0; 2\pi - \varphi_0]$ відповідно приведе до наступної системи рівнянь:

$$\left\{ \begin{array}{l} w_n \left(R_n + \frac{\alpha \omega \rho_1 c_1}{h} \frac{J_n(k_1 r_1)}{J_n'(k_1 r_1)} \right) N_n - i\omega \frac{\alpha}{h} \rho_2 \sum_{q=0}^{\infty} \left[A_q J_{m_q}(k_2 r_2) + B_q N_{m_q}(k_2 r_2) \right] N_{nq} = \\ = -\frac{e_{33}}{C_{33}^E} \frac{m\psi_0}{2\pi} b_n; \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \\ \left[A_q J_{m_q}'(k_2 r_2) + B_q N_{m_q}'(k_2 r_2) \right] N_q - ic_2 \sum_{n=0}^{\infty} w_n N_{nq} = 0; \quad q = 0, 1, 2, 3, \dots \\ F_s H_s^{(1)}(k_2 r_3) N_s - \sum_{q=0}^{\infty} \left[A_q J_{m_q}(k_2 r_3) + B_q N_{m_q}(k_2 r_3) \right] N_{sq} = 0; \quad s = 0, 1, 2, 3, \dots \\ \left[A_q J_{m_q}'(k_2 r_3) + B_q N_{m_q}'(k_2 r_3) \right] N_q - \sum_{s=0}^{\infty} F_s H_s^{(1)}(k_2 r_3) N_{sq} = 0; \quad q = 0, 1, 2, 3, \dots \end{array} \right. \quad (1.24)$$

де нові коефіцієнти мають вигляд:

$$N_n = \begin{cases} 2\pi, & n = 0; \\ \pi, & n \neq 0. \end{cases} \quad (1.25)$$

$$N_{nq} = \begin{cases} \varphi_0, & n = m_q; \\ \frac{2m_q (-1)^{q+1} \cos(n\varphi_0)}{n^2 - m_q^2}, & n \neq m_q; \end{cases} \quad (1.26)$$

$$N_q = \begin{cases} 2\varphi_0, & m_q = 0; \\ \varphi_0, & m_q \neq 0; \end{cases} \quad (1.27)$$

$$N_s = \begin{cases} 2\pi, & s = 0; \\ \pi, & s \neq 0; \end{cases} \quad (1.28)$$

$$N_{sq} = \begin{cases} \varphi_0, & s = m_q; \\ \frac{2m_q (-1)^{q+1} \cos(s\varphi_0)}{s^2 - m_q^2}, & s \neq m_q; \end{cases} \quad (1.29)$$

Згідно з рекомендаціями робіт [18-20, 28, 30 118] проведемо регуляризацію системи (1.24) шляхом введення наступної заміни невідомих A_q, B_q, F_s новими невідомими:

$$\widetilde{A}_q = A_q J_{m_q}(k_2 r_3), \quad \widetilde{B}_q = B_q N_{m_q}(k_2 r_3), \quad \widetilde{F}_s = F_s H_s^{(1)}(k_2 r_3); \quad (1.30)$$

Отримаємо нову нескінченну систему алгебраїчних рівнянь:

$$\left\{ \begin{array}{l} w_n \left(R_n + \frac{\alpha \omega \rho_1 c_1}{h} \frac{J_n(k_1 r_1)}{J_n'(k_1 r_1)} \right) N_n - i \omega \frac{\alpha}{h} \rho_2 \sum_{q=0}^{\infty} \left[\widetilde{A}_q \frac{J_{m_q}(k_2 r_2)}{J_{m_q}(k_2 r_3)} + \right. \\ \left. + \widetilde{B}_q \frac{N_{m_q}(k_2 r_2)}{N_{m_q}(k_2 r_3)} \right] N_{nq} = - \frac{e_{33}}{C_{33}^E} \frac{n \psi_0}{2\pi} b_n; \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \\ \left[\widetilde{A}_q \frac{J_{m_q}'(k_2 r_2)}{J_{m_q}(k_2 r_3)} + \widetilde{B}_q \frac{N_{m_q}'(k_2 r_2)}{N_{m_q}(k_2 r_3)} \right] N_q - i c_2 \sum_{n=0}^{\infty} w_n N_{nq} = 0; \quad q = 0, 1, 2, 3, \dots \\ \widetilde{F}_s \frac{H_s^{(1)}(k_2 r_3)}{H_s^{(1)'}(k_2 r_3)} N_s - \sum_{q=0}^{\infty} \left[\widetilde{A}_q + \widetilde{B}_q \right] N_{sq} = 0; \quad s = 0, 1, 2, 3, \dots \\ \left[\widetilde{A}_q \frac{J_{m_q}'(k_2 r_3)}{J_{m_q}(k_2 r_3)} + \widetilde{B}_q \frac{N_{m_q}'(k_2 r_3)}{N_{m_q}(k_2 r_3)} \right] N_q - \sum_{s=0}^{\infty} \widetilde{F}_s N_{sq} = 0; \quad q = 0, 1, 2, 3, \dots \end{array} \right. \quad (1.31)$$

Дана система рівнянь може бути вирішена методом редукції або методом послідовних наближень і є розв'язком задачі визначення фізичних полів. Кількість невідомих w_n , \widetilde{A}_q , \widetilde{B}_q , \widetilde{F}_s визначається з умови мінімальної похибки при побудові полів в областях на їх межах.

1.4. Розв'язок задачі визначення фізичних полів гідроакустичних п'єзокерамічних випромінювачів силової та компенсованої конструкцій з акустично м'яким екраном при використанні в конструкції п'єзокераміки з радіальною поляризацією.

Визначимо фізичні поля випромінювача, джерелом звуку якого являється круговий циліндричний п'єзокерамічний перетворювач з радіальною поляризацією (рис. 1.4, б). Принципова відмінність від попереднього перетворювача полягає в тому, що в даному випадку в ролі перетворювача виступає суцільний п'єзокерамічний циліндр із електродами, нанесеними на її зовнішню та внутрішню поверхні. До електродів п'єзокерамічного циліндра, як і в попередньому випадку, підводиться гармонійна електрична напруга $\psi = \psi_0 e^{-i\omega t}$ частотою ω . Товщина h приймається набагато меншою за середній радіус $h \ll r_{cp}$, а висота випромінювача – нескінченно великою. Акустичний екран має товщину $r_3 - r_2$ та кут розчину $2\varphi_0$. Внутрішній об'єм випромінювача може бути заповнений вакуумом, газом або рідиною із густиною ρ_1 та швидкістю звуку c_1 . Випромінювач розміщується в середовищі з густиною ρ_2 та швидкістю звуку c_2 .

Граничні умови цієї задачі описуються рівняннями (1.4) та (1.5). Напруженість електричного поля в матеріалі оболонки визначається виразом:

$$E_\varphi = -\frac{\psi_0}{h}. \quad (1.32)$$

Диференційні рівняння електромеханічних коливань циліндричної оболонки для радіально поляризованого циліндра матимуть наступний вигляд:

$$\begin{aligned} (1 + \beta_1) \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial w}{\partial \varphi} - \beta_1 \frac{\partial^3 w}{\partial \varphi^3} &= \alpha_1 \gamma \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \\ -\frac{\partial u}{\partial \varphi} + \beta_1 \left(\frac{\partial^3 u}{\partial \varphi^3} - \frac{\partial^4 w}{\partial \varphi^4} \right) - w - \frac{e_{31}}{C_{11}^E} r_0 \frac{\psi_0}{h} + \frac{\alpha_k}{h} q_r &= \alpha_1 \gamma \frac{\partial^2 w}{\partial t^2}, \end{aligned} \quad (1.33)$$

де $\beta_1 = \frac{h^2}{12r_0^2} \left(1 + \frac{e_{31}^2}{C_{11}^E \varepsilon_{33}^S} \right)$, $\alpha_1 = \frac{r_0^2}{C_{11}^E}$, q_r – зовнішнє навантаження.

Невідомі величини зміщень u і w , як і раніше, представимо в рядах по власним формам коливань оболонки у вакуумі (1.7). Всю область існування акустичного поля умовно розіб'ємо на три часткові області. Тоді повна система вихідних співвідношень задачі включає в себе умови спряження звукових полів на границях розділу областей, вирази (1.8) – (1.12). Потенціали швидкості в кожній області записуються без змін (1.13) – (1.15).

Вираз, що описує зв'язок коефіцієнта u_n та w_n має вигляд:

$$u_n = \frac{n(1 + \beta_1 n^2)}{(\alpha_1 \gamma \omega^2 - (1 + \beta_1) n^2)} w_n \quad (1.34)$$

Підставивши (1.34) у друге рівняння системи (1.33) та провівши його перетворення, отримаємо перше рівняння системи:

$$\begin{aligned} \sum_{n=0}^{\infty} R_n w_n \cos(n\varphi) - i\omega \frac{\alpha_1}{h} \left(\rho_2 \sum_{q=0}^{\infty} \left[A_q J_{m_q}(k_2 r_2) + B_q N_{m_q}(k_2 r_2) \right] \cos(m_q \varphi) - \right. \\ \left. - \rho_1 \sum_{m=0}^{\infty} E_m J_m(k_1 r_1) \cos(m\varphi) \right) = -\frac{e_{31}}{C_{11}^E} \frac{r_0 \psi_0}{h}; \end{aligned} \quad (1.35)$$

де $R_n = \frac{\alpha_1^2 \gamma^2 \omega^4 - \alpha_1 \gamma \omega^2 (1 + \beta_1 n^2) (n^2 + 1) + \beta_1 n^2 (n^2 - 1)^2}{(\alpha_1 \gamma \omega^2 - (1 + \beta_1) n^2)}$.

З умови (1.8) складемо наступне рівняння:

$$\sum_{m=0}^{\infty} E_m J_m'(k_1 r_1) \cos(m\varphi) = i c_1 \sum_{n=0}^{\infty} w_n \cos(n\varphi), \quad 0 \leq |\varphi| \leq \pi. \quad (1.36)$$

З умови (1.9) витікає рівняння:

$$\sum_{q=0}^{\infty} \left[A_q J_{m_q}'(k_2 r_2) + B_q N_{m_q}'(k_2 r_2) \right] \cos(m_q \varphi) = i c_2 \sum_{n=0}^{\infty} w_n \cos(n \varphi), \quad 0 \leq |\varphi| \leq \varphi_0. \quad (1.37)$$

Умова (1.11) дає:

$$\sum_{s=0}^{\infty} F_s H_s^{(1)}(k_2 r_3) \cos(s \varphi) = \begin{cases} \sum_{q=0}^{\infty} \left[A_q J_{m_q}(k_2 r_3) + B_q N_{m_q}(k_2 r_3) \right] \cos(m_q \varphi), & |\varphi| \leq \varphi_0; \\ 0, & \varphi_0 \leq |\varphi| \leq \pi; \end{cases} \quad (1.38)$$

З умови (1.12):

$$\sum_{s=0}^{\infty} F_s H_s^{(1)}(k_2 r_3) \cos(s \varphi) = \sum_{q=0}^{\infty} \left[A_q J_{m_q}'(k_2 r_3) + B_q N_{m_q}'(k_2 r_3) \right] \cos(m_q \varphi), \quad |\varphi| \leq \varphi_0. \quad (1.39)$$

В результаті була отримана наступна система рівнянь:

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{n=0}^{\infty} R_n w_n \cos(n \varphi) - i \omega \frac{\alpha_1}{h} \left(\rho_2 \sum_{q=0}^{\infty} \left[A_q J_{m_q}(k_2 r_2) + B_q N_{m_q}(k_2 r_2) \right] \cos(m_q \varphi) - \right. \\ \left. - \rho_1 \sum_{m=0}^{\infty} E_m J_m(k_1 r_1) \cos(m \varphi) \right) = -\frac{e_{31}}{C_{11}^E} \frac{r_0 \psi_0}{h}, \quad 0 \leq |\varphi| \leq \pi; \\ \sum_{m=0}^{\infty} E_m J_m'(k_1 r_1) \cos(m \varphi) = i c_1 \sum_{n=0}^{\infty} w_n \cos(n \varphi), \quad 0 \leq |\varphi| \leq \pi; \\ \sum_{q=0}^{\infty} \left[A_q J_{m_q}'(k_2 r_2) + B_q N_{m_q}'(k_2 r_2) \right] \cos(m_q \varphi) = i c_2 \sum_{n=0}^{\infty} w_n \cos(n \varphi), \quad 0 \leq |\varphi| \leq \varphi_0; \\ \sum_{s=0}^{\infty} F_s H_s^{(1)}(k_2 r_3) \cos(s \varphi) = \sum_{q=0}^{\infty} \left[A_q J_{m_q}(k_2 r_3) + B_q N_{m_q}(k_2 r_3) \right] \cos(m_q \varphi), \quad 0 \leq |\varphi| \leq \varphi_0; \\ \sum_{s=0}^{\infty} F_s H_s^{(1)}(k_2 r_3) \cos(s \varphi) = 0, \quad \varphi_0 \leq |\varphi| \leq \pi; \\ \sum_{s=0}^{\infty} F_s H_s^{(1)}(k_2 r_3) \cos(s \varphi) = \sum_{q=0}^{\infty} \left[A_q J_{m_q}'(k_2 r_3) + B_q N_{m_q}'(k_2 r_3) \right] \cos(m_q \varphi), \quad 0 \leq |\varphi| \leq \varphi_0; \end{array} \right. \quad (1.40)$$

Перетворення рівнянь системи (1.40) на основі властивостей повноти та ортогональності функцій $\cos(n\varphi)$, $\cos(m_q\varphi)$ и $\cos[m_p(\pi - \varphi)]$ на інтервалах $[-\pi; \pi]$, $[-\varphi_0; \varphi_0]$ та $[\varphi_0; 2\pi - \varphi_0]$ відповідно приведе до наступної нескінченної системи рівнянь:

$$\left\{ \begin{aligned}
& w_n \left(R_n + \frac{\alpha_1 \omega \rho_1 c_1}{h} \frac{J_n(k_1 r_1)}{J_n'(k_1 r_1)} \right) N_n - i \omega \frac{\alpha_1}{h} \rho_2 \sum_{q=0}^{\infty} \left[A_q J_{m_q}(k_2 r_2) + B_q N_{m_q}(k_2 r_2) \right] N_{nq} = \\
& = -\frac{e_{33}}{C_{33}^E} \frac{r_0 \psi_0}{h} b_n; \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \\
& \left[A_q J_{m_q}'(k_2 r_2) + B_q N_{m_q}'(k_2 r_2) \right] N_q - i c_2 \sum_{n=0}^{\infty} w_n N_{nq} = 0; \quad q = 0, 1, 2, 3, \dots \\
& F_s H_s^{(1)}(k_2 r_3) N_s - \sum_{q=0}^{\infty} \left[A_q J_{m_q}(k_2 r_3) + B_q N_{m_q}(k_2 r_3) \right] N_{sq} = 0; \quad s = 0, 1, 2, 3, \dots \\
& \left[A_q J_{m_q}'(k_2 r_3) + B_q N_{m_q}'(k_2 r_3) \right] N_q - \sum_{s=0}^{\infty} F_s H_s^{(1)'}(k_2 r_3) N_{sq} = 0; \quad q = 0, 1, 2, 3, \dots
\end{aligned} \right. \quad (1.41)$$

Проведемо регуляризацію системи (1.40) шляхом введення наступної заміни невідомих A_q , B_q , F_s новими невідомими:

$$\widetilde{A}_q = A_q J_{m_q}(k_2 r_3); \quad \widetilde{B}_q = B_q N_{m_q}(k_2 r_3); \quad \widetilde{F}_s = F_s H_s^{(1)}(k_2 r_3); \quad (1.42)$$

Отримаємо нову нескінченну систему алгебраїчних рівнянь:

$$\left\{ \begin{aligned}
& w_n \left(R_n + \frac{\alpha_1 \omega \rho_1 c_1}{h} \frac{J_n(k_1 r_1)}{J_n'(k_1 r_1)} \right) N_n - i \omega \frac{\alpha_1}{h} \rho_2 \sum_{q=0}^{\infty} \left[\widetilde{A}_q \frac{J_{m_q}(k_2 r_2)}{J_{m_q}(k_2 r_3)} + \right. \\
& \left. + \widetilde{B}_q \frac{N_{m_q}(k_2 r_2)}{N_{m_q}(k_2 r_3)} \right] N_{nq} = -\frac{e_{31}}{C_{11}^E} \frac{r_0 \psi_0}{h} b_n; \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \\
& \left[\widetilde{A}_q \frac{J_{m_q}'(k_2 r_2)}{J_{m_q}(k_2 r_3)} + \widetilde{B}_q \frac{N_{m_q}'(k_2 r_2)}{N_{m_q}(k_2 r_3)} \right] N_q - i c_2 \sum_{n=0}^{\infty} w_n N_{nq} = 0; \quad q = 0, 1, 2, 3, \dots \\
& \widetilde{F}_s \frac{H_s^{(1)}(k_2 r_3)}{H_s^{(1)'}(k_2 r_3)} N_s - \sum_{q=0}^{\infty} \left[\widetilde{A}_q + \widetilde{B}_q \right] N_{sq} = 0; \quad s = 0, 1, 2, 3, \dots \\
& \left[\widetilde{A}_q \frac{J_{m_q}'(k_2 r_3)}{J_{m_q}(k_2 r_3)} + \widetilde{B}_q \frac{N_{m_q}'(k_2 r_3)}{N_{m_q}(k_2 r_3)} \right] N_q - \sum_{s=0}^{\infty} \widetilde{F}_s N_{sq} = 0; \quad q = 0, 1, 2, 3, \dots
\end{aligned} \right. \quad (1.43)$$

Дана система рівнянь може бути вирішена методом редукції або методом послідовних наближень. Її розв'язок є розв'язком задачі визначення фізичних полів випромінювача із радіальною поляризацією. Кількість

невідомих w_n , \widetilde{A}_q , \widetilde{B}_q , \widetilde{F}_s визначається з умови забезпечення мінімальної похибки при побудові полів в областях на їх межах.

Висновки по розділу 1

Проведено аналіз конструкцій кругових циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з екранами у вигляді незамкнених кільцевих шарів кінцевої товщини та їх елементів, які впливають на формування фізичних полів таких випромінювачів. До цих конструктивних елементів належать склад п'єзокераміки, з якого виготовлено перетворювач, тип використаної поляризації, характер організації цієї поляризації в перетворювачі та фізичні розміри перетворювача. Не менш важливу роль відіграє тип конструкції перетворювача, яка залежить від вибору типу заповнення внутрішнього середовища перетворювача. Для випадку вакуумованого перетворювача або заповненого газом при нормальному тиску відповідає силова конструкція, а для випадку заповнення рідиною – компенсована. Для акустичного екрану такими елементами є кут розкриття екрану, його товщина та матеріал, з якого виготовлено екран.

У відповідності до розглянутих конструкцій розроблені розрахункові моделі цих випромінювачів та вибрані і розвинуті методи розв'язку задач визначення фізичних полів, які приймають участь в процесі функціонування випромінювача з екраном. В режимі випромінювання це електричні, механічні та акустичні поля. Оскільки ці поля пов'язані між собою і кожна з них описується своїм диференціальним рівнянням, то основним методом розв'язку задачі вибрано метод «зв'язаних» полів, при якому потрібно знайти сумісний розв'язок наступних диференціальних рівнянь:

- хвильового рівняння Гельмгольца;
- диференціальних рівнянь електромеханічних коливань циліндричної оболонки в циліндричних координатах;
- рівнянь вимушеної електростатики.

Строгим методом «зв'язаних» полів одержано аналітичні співвідношення для визначення фізичних полів. Розв'язок задачі зведено до розв'язку нескінченних систем лінійних алгебраїчних рівнянь та показано, при яких умовах ці системи розв'язуються методом редукції або послідовних наближень.

РОЗДІЛ 2

Властивості механічних полів гідроакустичних п'єзокерамічних випромінювачів в залежності від особливостей конструктивного виконання випромінювачів

2.1. Параметри механічних полів, що досліджуються.

В класичній постановці задачі випромінювання звуку вважають, що коливальна швидкість на поверхні випромінюючих тіл являється заданою [27, 120]. За таким підходом був виконаний ряд робіт, присвячених розрахунку та дослідженню циліндричних випромінювачів. Так, в роботі [19] наведено строге рішення задачі випромінювання нескінченим циліндричним випромінювачем, частина поверхні якого вкрита екраном. В межах вирішеної задачі коливальна швидкість поверхні циліндру була задана як відома і при проведенні розрахунків була прийнята рівномірною на всій поверхні випромінювача. Такий самий підхід використовувався в роботах [20, 21]. Цей підхід являється в значній мірі виправданим, коли розглядаються одиничні джерела звуку [28].

Більш вірним з фізичної точки зору при розгляді циліндричних випромінювачів різних типів є розв'язок наскрізної задачі випромінювання звуку, коли заданим параметром являється не коливальна швидкість робочої поверхні, а підведена до випромінювача збуджуюча напруга. Це дозволяє врахувати той факт, що коливальна швидкість залежить як від величини збуджуючої напруги, матеріалу п'єзокерамічної оболонки, її форми і розмірів, так і від зовнішнього робочого середовища [33, 34]. Так в роботі [12] показано, що в стеці з 5-ти ідентичних п'єзокерамічних циліндрів, при роботі середнього перетворювача, його коливання передаються всім іншим через робоче середовище. Тобто, випромінюючи в робоче середовище звук,

центральный випромінювач створював акустичне поле в оточуючому середовищі, яке в свою чергу збуджувало інші перетворювачі.

У роботі [56] представлені результати вирішення «наскрізної» задачі прийому звукових хвиль п'єзокерамічним циліндричним приймачем у вигляді тонкостінної п'єзокерамічної оболонки з розрізними електродами. Результати представлені у вигляді АЧХ модових складових коливальної швидкості, що говорить про те, що коливальна швидкість залежить від напряму падіння звукових хвиль.

Цілком зрозуміло, що розміщення циліндричного випромінювача в незамкненому кільцевому шарі призводить до нерівномірного радіаційного навантаження випромінювача. Як наслідок коливальна швидкість при збудженні напругою випромінювача набуватиме певної нерівномірності на його поверхні, що показано в роботах [39, 70].

В попередньому розділі було показано, що формування звукової енергії в оточуючому середовищі гідроакустичним циліндричним п'єзокерамічним випромінювачем з акустичним екраном у вигляді незамкнутого кільцевого шару кінцевої товщини при збудженні випромінювача електричною напругою пов'язане з електромеханоакустичним перетворенням енергії. При цьому утворюються і взаємодіють між собою три фізичні поля – електричне, механічне і акустичне. Оскільки швидкості поширення електромагнітних і звукових процесів в будь-яких середовищах на багато порядків відрізняються між собою, то електричне поле в п'єзокерамічному випромінювачі кінцевих розмірів слід віднести до зосередженого, оскільки хвильові розміри випромінювача по відношенню до електромагнітних хвиль є дуже малими. В той же час по відношенню до довжин звукових хвиль розміри випромінювача є співставними, а відтак, і механічні, і акустичні поля мають залежати від просторового положення точки їх визначення. Наведене суттєво впливає на вибір параметрів фізичних полів, які потрібно досліджувати.

При дослідженні механічних полів будемо виходити із необхідності знання амплітуд і фаз як механічних зміщень точок середовищ, так і їх

коливальних швидкостей. При цьому оскільки введення до складу кругового циліндричного випромінювача екрана у вигляді незамкнутого кільцевого шару порушує радіальну симетрію випромінювача, то аналізу підлягають як радіальні зміщення та коливальні частоти, так і тангенціальні. Відповідні розрахункові вирази для їх визначення мають наступний вигляд:

- для радіальних w та тангенціальних u зміщень

$$w = \sum_{n=0}^{\infty} w_n \cos(n\varphi), \quad u = \sum_{n=1}^{\infty} u_n \sin(n\varphi);$$

- для радіальних $\frac{\partial w}{\partial t}$ і тангенціальних $\frac{\partial u}{\partial t}$ коливальних швидкостей

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -i\omega w = -i\omega \sum_{n=0}^{\infty} w_n \cos(n\varphi); \quad \frac{\partial u}{\partial t} = -i\omega u = -i\omega \sum_{n=1}^{\infty} u_n \sin(n\varphi).$$

При цьому коефіцієнти w_n визначаються в результаті розв'язку методами редукції або послідовних наближень нескінченних систем лінійних алгебраїчних рівнянь виду (1.31) для випромінювачів з окружною поляризацією і виду (1.43) – для випромінювачів з радіальною поляризацією. Коефіцієнти u_n пов'язані з коефіцієнтами w_n співвідношенням (1.17). Для встановлення закономірностей поведінки властивостей механічних полів від особливостей конструктивного виконання випромінювачів з екраном досліджувались частотні і кутові залежності амплітуд та фаз наведених параметрів цих полів та мод, з яких вони складаються, від:

- типу виконання конструкцій випромінювачів з екраном – силової чи компенсованої та фізичних характеристик середовищ, що заповнюють внутрішню порожнину випромінювачів;
- конфігурації та розмірів акустичного екрана;
- складу застосованої в конструкції п'єзокераміки та характеру її поляризації;
- розмірів, діаметру та товщини п'єзокерамічної оболонки випромінювачів.

Для досягнення поставлених завдань числові розрахунки виконувались для наступних числових значень параметрів та характеристик елементів конструкцій випромінювачів з екраном.

П'єзокерамічні оболонки виготовлялись із п'єзокераміки складів ЦТБС-3 $\left(\gamma = 7210 \frac{\text{кЗ}}{\text{м}^3}, C_{11}^E = 15,1 \cdot 10^{10} \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}, C_{33}^E = 13,6 \cdot 10^{10} \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}, e_{31} = -20,23 \frac{\text{Кл}}{\text{м}^2}, e_{33} = 38,896 \frac{\text{Кл}}{\text{м}^2}, \varepsilon_{33}^S = 113,18 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{\text{м}}\right)$, ЦТС-19 $\left(\gamma = 7740 \frac{\text{кЗ}}{\text{м}^3}, C_{11}^E = 10,9 \cdot 10^{10} \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}, C_{33}^E = 9,3 \cdot 10^{10} \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}, e_{31} = -6,75 \frac{\text{Кл}}{\text{м}^2}, e_{33} = 28,272 \frac{\text{Кл}}{\text{м}^2}, \varepsilon_{33}^S = 82,67 \cdot 10^{-10} \frac{\Phi}{\text{м}}\right)$, ТБК-3 $\left(\gamma = 5400 \frac{\text{кЗ}}{\text{м}^3}, C_{11}^E = 11,7 \cdot 10^{10} \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}, C_{33}^E = 10,8 \cdot 10^{10} \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}, e_{31} = -10,29 \frac{\text{Кл}}{\text{м}^2}, e_{33} = 40,07 \frac{\text{Кл}}{\text{м}^2}, \varepsilon_{33}^S = 91,07 \cdot 10^{-10} \frac{\Phi}{\text{м}}\right)$. Середні радіуси оболонок та їх товщини змінювались відповідно в діапазонах $r_0 = 0,068 \div 0,12 \text{ м}$ та $h = 0,008 \div 0,012 \text{ м}$. Окружна поляризація оболонок забезпечувалась жорстким з'єднанням $N = 48$ призм, що складають оболонку. Електрична напруга, якою збуджувались випромінювачі з екраном, становила $\psi_0 = 200 \text{ В}$. Внутрішні порожнини п'єзокерамічних оболонок випромінювачів вакуумувались ($\rho_1 c_1 = 0$), заповнюватись повітрям при нормальному атмосферному тиску ($\rho_1 c_1 = 419,1 \frac{\text{кЗ}}{\text{м}^2 \text{с}}$) або рідинами з різними густиною та швидкістю звуку ($\rho_1 c_1 = 1,5 \cdot 10^6 \frac{\text{кЗ}}{\text{м}^2 \text{с}}; 1,2 \cdot 10^6 \frac{\text{кЗ}}{\text{м}^2 \text{с}}; 0,75 \cdot 10^6 \frac{\text{кЗ}}{\text{м}^2 \text{с}}$).

Акустично м'який екран у вигляді незамкнутого в секторі $2\varphi_0$ кільцевого шару товщиною $r_3 - r_2$ змінював свою конфігурацію так, що φ_0 приймалось рівними $\varphi_0 = 30^0, 60^0, 90^0, 120^0, 150^0, 180^0$. Товщина шару

змінювалась від $r_3 - r_2 = 0,005$ м до $0,05$ м. Сам випромінювач з екраном знаходився у воді з $\rho_2 c_2 = 1,5 \cdot 10^6$ $\frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \text{с}}$.

2.2. Властивості механічних полів випромінювачів з екраном в залежності від типу виконання їх конструкцій – силової та компенсованої.

Як було показано в попередньому розділі, суттєвою особливістю будь-якого випромінювача з екраном є тип виконання його конструкції – силова чи компенсована. В фізичному відношенні вони відрізняються між собою пружними характеристиками середовищ, що заповнюють внутрішній об'єм циліндричних п'єзокерамічних оболонок цих випромінювачів. В силових конструкціях внутрішній об'єм вакуумується, і при цьому імпеданс його середовища $\rho_1 c_1$ близький до нуля, або заповнюється якимось газом, наприклад, повітрям, хвильовий опір якого $\rho_1 c_1$ завдяки малій густині ρ_1 та невеликій швидкості c_1 теж незначний. Це обумовлює або відсутність впливу внутрішнього поля на механічні поля випромінювача силової конструкції у випадку вакуумування внутрішнього об'єму, або його певний, вочевидь, незначний вплив.

В компенсованих конструкціях зовнішній гідростатичний тиск повинен вирівнюватись гідростатичним тиском середовища у внутрішній порожнині випромінювача. Це досягається заповненням цієї порожнини або рідиною, або газом під відповідним тиском. В плані технічної реалізації більш прийнятним є варіант заповнення об'єму рідиною. Оскільки внутрішня рідина має густину ρ_1 та швидкість поширення звуку c_1 порівняні з такими ж параметрами зовнішнього середовища – води, в якому працюють випромінювачі, то її вплив на формування механічних полів випромінювачів компенсованої конструкції повинен бути суттєво більшим. Це був якісний аналіз впливу типу виконання конструкції випромінювача з екраном на його

механічне поле. Але для виконання проектних робіт якісного аналізу мало. Потрібні кількісні дані по впливу типу виконання конструкції випромінювача з екраном та особливостям цього впливу на його механічні поля. Дослідженню цих питань і присвячено цей підрозділ.

Перш за все визначимо параметри механічного поля випромінювача з екраном, через які будемо відслідковувати кількісний вплив типу конструкції на властивості цього поля. Аналіз різних варіантів складу цих параметрів показав, що найбільш доцільнішими є такі параметри як частотна залежність амплітуд і фаз радіальної коливальної швидкості w в центральній точці неекранованої поверхні циліндричного випромінювача $w(f) = w(r_2, 0, f)$ та кутовий розподіл радіальної коливальної швидкості по зовнішній поверхні п'єзокерамічної оболонки на певних частотах $w(\varphi) = w(r_2, \varphi, f)$.

Для випромінювачів силової конструкції з екраном результати розрахунків цих параметрів виконані для значень $r_0 = 0,068$ м, $h = 0,008$ м, $r_3 - r_2 = 0,005$ м, $\varphi_0 = 90^\circ$ та п'єзокераміки ЦТБС-3 і наведені на рис. 2.1 і 2.2.

Аналіз частотних залежностей амплітуд радіальних коливальних швидкостей екранованого випромінювача силової конструкції (рис. 2.1 а) дозволяє виділити в них три частотні області: низькочастотну область $f < 8000$ Гц, резонансну область $8000 < f < 12000$ Гц та високочастотну область $f > 12000$ Гц. В низькочастотній області коливальні швидкості випромінювача характеризуються двома суттєвими особливостями. Перша з них полягає в тому, що коливальні швидкості достатньо швидко зменшуються із зменшенням частоти. Це не є несподіваним і пов'язано з тим, що із зменшенням частоти швидко зростає власний механічний імпеданс п'єзокерамічної оболонки випромінювача, оскільки в цій області він має пружний характер, в той же час імпеданс випромінювання падає, оскільки хвильовий розмір випромінювача зменшується. Друга особливість пов'язана з появою ряду нових вузькосмугових резонансних піків, власні частоти і амплітуди яких визначаються кутом розчину і розмірами екрану

випромінювача. При цьому амплітуди резонансних піків при заданому куті розчину φ_0 мають тенденцію до зменшення при зменшенні частоти.

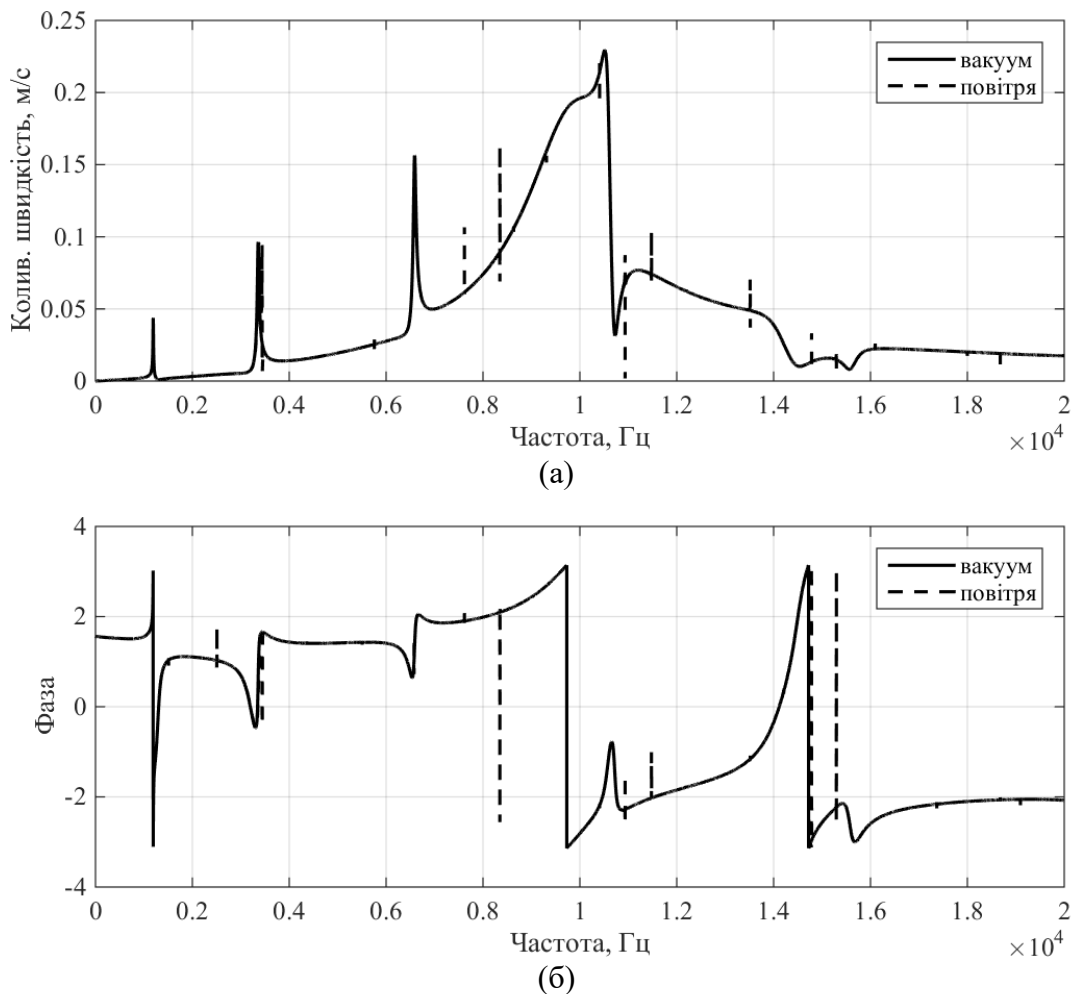


Рис. 2.1. Частотні залежності амплітуд (а) та фаз (б) радіальних коливальних швидкостей центра вільної від екрана поверхні випромінювача з екраном силової конструкції.

Встановлені спектральні властивості екранованого випромінювача в низькочастотній області мають достатньо чітке фізичне пояснення. У випадку акустично м'яких стінок, що обмежують розчин акустичного екрана випромінювача, зміна об'єму рідини між ними на відносно низьких частотах відбувається за рахунок переміщення шару рідини практично як єдиного цілого. Тому реакція шару рідини, що заповнює простір між стінками екрана, на рух п'єзокерамічної оболонки випромінювача несе чисто масовий характер і, отже, нові власні частоти екранованого випромінювача падають. При цьому виявляється, що описаний ефект може мати доволі суттєве значення при розгляді коливань п'єзокерамічних оболонок у воді.

На високих частотах (у високочастотній області) зменшення коливальних швидкостей із ростом частоти також обумовлено збільшенням власного механічного імпедансу п'єзокерамічної оболонки випромінювача, який в цій зоні має інерційний характер. Це обумовлено тим, що дійсна частина імпедансу випромінювача зростає із частотою.

В резонансній області власний механічний імпеданс п'єзокерамічної оболонки випромінювача порівняний з його імпедансом випромінювання. Крім того тут важливу роль починає відігравати реакція оточуючого середовища. Особливістю частотної залежності коливальної швидкості екранованого випромінювача в резонансній області являється поява провалу у власній резонансній області його п'єзокерамічної оболонки, що ділить цю область на дві нерівні частини.

Аналіз фазових характеристик коливальних швидкостей випромінювача (рис. 2.1 б) показує багатократне перетинання ними вісі абсцис. Частоти, на яких це відбувається, являються власними частотами системи «п'єзокерамічна оболонка – акустично м'який незамкнений кільцевий шар кінцевої товщини – зовнішнє середовище». Таким чином розглянуте конструктивне виконання екранованих випромінювачів супроводжується розширенням і збагаченням спектру їх власних частот.

Для з'ясування фізичних причин описаної поведінки вакуумованого екранованого випромінювача звернемося до рис. 2.2. Аналіз приведених кривих говорить про те, що порушення радіальної симетрії кругової циліндричної оболонки шляхом введення в склад випромінювача м'якого екрану у вигляді незамкненого кільцевого шару кінцевої товщини навіть при обраному однорідному способі збудження оболонки призводить до появи ряду наступних мод коливань, амплітуди коливальних швидкостей яких порівняні із амплітудою коливальної швидкості пульсуючої моди. Це означає, що в даному випадку відбувається ефективний перерозподіл енергії, «закачуваної» в екранований випромінювач на нульовій моді, між наступними формами коливань. При цьому особливо цікавим є сильне

«розкачування» випромінювача на другій, третій та четвертій модах в області низьких частот та на третій та п'ятій модах в високочастотній та резонансній областях відповідно. Порівняння кривих рис. 2.1 та рис. 2.2 показує, що в низькочастотній області перший, другий та третій додаткові резонанси радіальної коливальної швидкості випромінювача визначаються генерацією відповідно другої, третьої і четвертої моди коливань п'єзокерамічної оболонки. В резонансній області причиною появи провалу в області основного резонансу вакуумованої п'єзокерамічної оболонки являється генерація в частково екранованому випромінювачі потужної п'ятої моди коливань, фаза якої зміщена на великий кут ($\sim 90 \pm 10^\circ$) по відношенню до фази пульсуючої моди. Це пояснюється тим, що при зв'язаних повздовжньо-згинних коливаннях циліндричної оболонки для кожної моди коливання, починаючи з першої, існують дві власні частоти, що відповідають принципово різним напружено-деформованим станам оболонки і належать двом гілкам розв'язку дисперсійного рівняння – низькочастотній та високочастотній. Для низькочастотної гілки напруження в серединній поверхні оболонки малі. Для цієї гілки при заданому значенні h/r_0 в досліджуваному діапазоні лежить декілька власних частот, причому власна частота коливань оболонки з $n=1$ близькі до нуля. В цьому випадку для всіх частот оболонки з екраном механічні імпеданси випромінювачів мають характер маси. Саме взаємодія маси оболонки, приєднаної маси зовнішньої рідини і пружностей п'єзокерамічної оболонки і об'єму рідини, що знаходиться в «чаші», утвореній стінками екрану, і створює передумови для появи в випромінювачах специфічних резонансів із відносно низькими частотами, що відсутні у власному спектрі частот оболонки випромінювача у вакуумі. Зниженню резонансних частот екранованого випромінювача сприяє також і акустична м'якість стінок екрану.

Високочастотна гілка коливань відповідає стану випромінювача із значними окружними напруженнями вздовж серединної поверхні і умові

$w \ll u$. Частоти, які належать до верхньої гілки, лежать вище частоти пульсуючих коливань оболонки випромінювача.

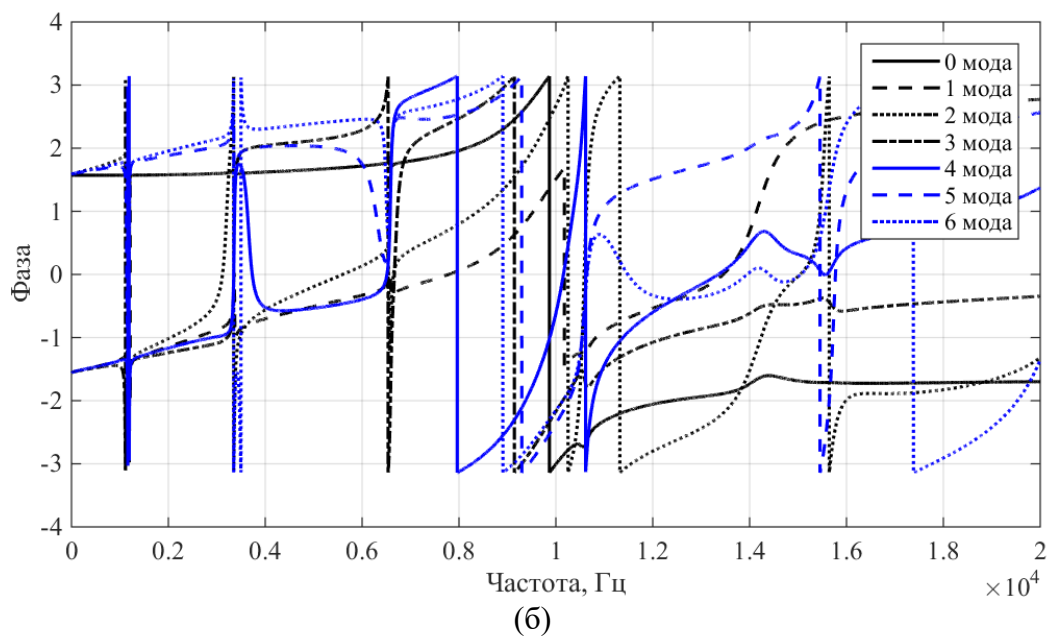
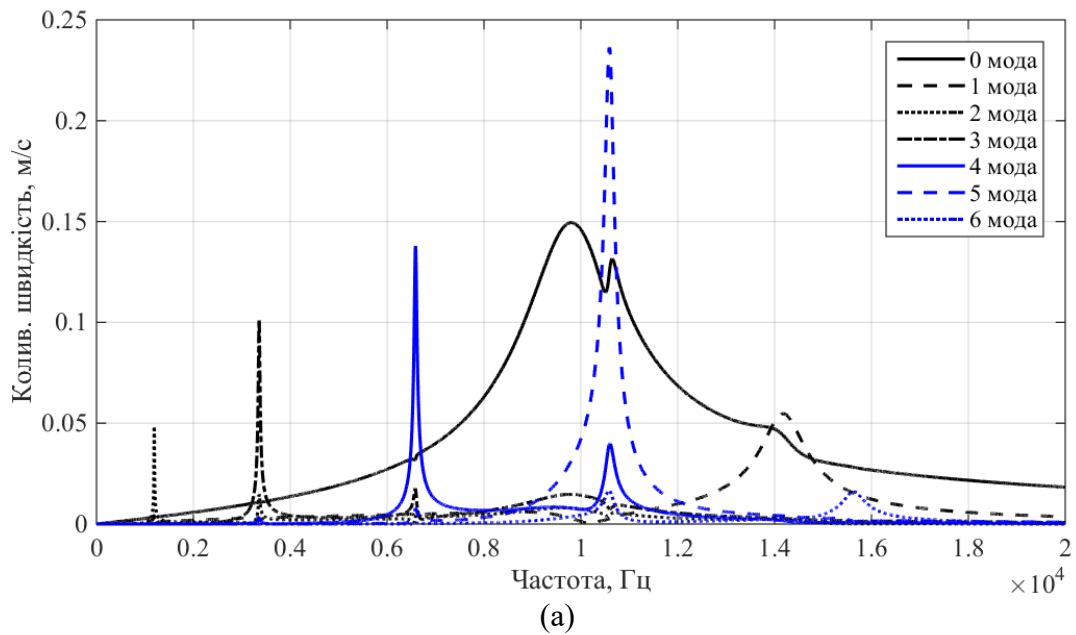


Рис. 2.2. Частотні залежності амплітуд і фаз радіальних швидкостей мод коливань центра вільної від екрана поверхні вакуумованого випромінювача з екраном

Проаналізуємо тепер кутові розподіли амплітуд та фаз коливальних швидкостей випромінювача з екраном на різних частотах (рис. 2.3). Спільний розгляд кривих рис. 2.1 та 2.3 дозволяє встановити ряд цікавих фактів. По-перше, кутові залежності амплітуд радіальних коливань точок поверхні п'єзокерамічної оболонки на частотах додаткових резонансів відповідають

модам коливань, що збуджуються на цих частотах. Так з рис. 2.2 а видно, що частоті 1192 Гц відповідає друга мода коливань п'єзокерамічної оболонки випромінювача з екраном і на рис. 2.3 а кутове розподілення коливальної швидкості оболонки на цій же частоті відповідає формі другої моди коливань. Теж саме стосується швидкості коливань на резонансних частотах третьої, четвертої та п'ятої мод.

По-друге, порівняння амплітуд коливальних швидкостей в центрах неекранованої поверхні п'єзокерамічної оболонки ($\varphi = 0^\circ$) і екранованої її частини ($\varphi = 180^\circ$) на частотах додаткових резонансів показує, що для додаткових резонансів в низькочастотній області амплітуди на відкритій і закритій екраном поверхнях мало відрізняються між собою. Проте із збільшенням частоти ця відмінність зростає і коливальна швидкість на екранованій поверхні стає більшою за коливальну швидкість на неекранованій поверхні. Цей ефект цілком правдивий, оскільки це пов'язано із матеріалом екрану, який ми обрали, а саме акустично-м'який матеріал, на поверхні якого коливальна швидкість набуває максимальних значень.

Враховуючи суттєвий вклад нових мод коливань, що генеруються в випромінювачі з екраном завдяки порушенню його радіальної симетрії, певний інтерес викликають дослідження кутової залежності швидкостей коливань цих мод поза їх резонансами. Аналіз кривих рис. 2.4 показує, що як і очікувалось виходячи з кривих рис. 2.1, в низькочастотній області амплітуди і фази цих мод відповідають класичним нормам своєї поведінки. Особливість полягає в особливій перевазі амплітуд швидкості коливань нульової моди над іншими при всіх кутах спостереження.

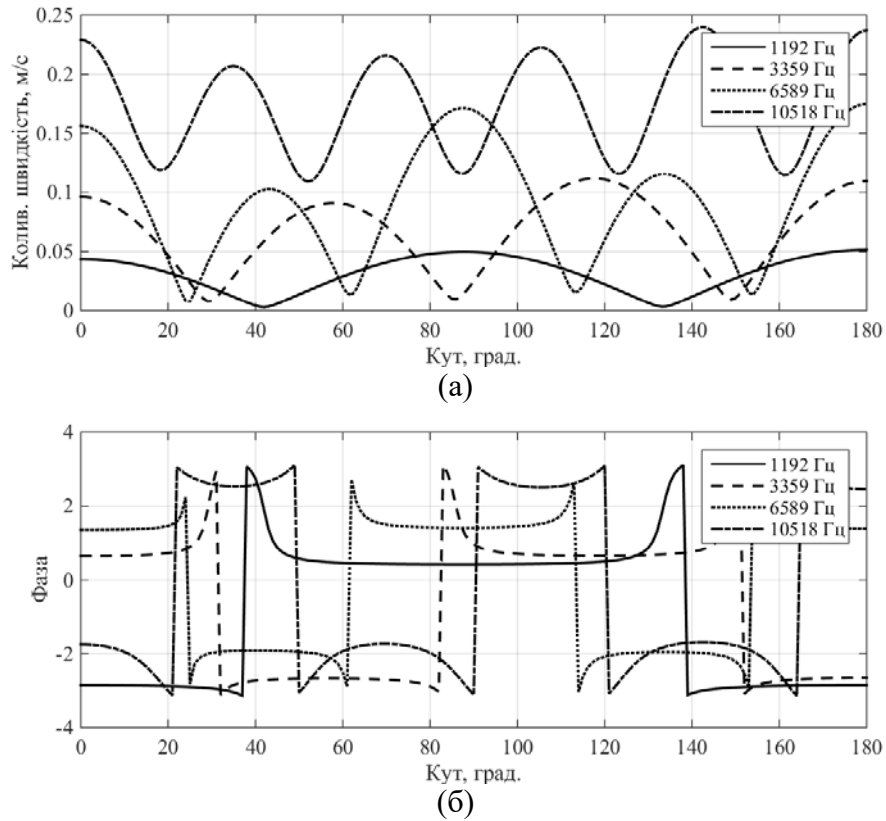


Рис. 2.3. Кутові залежності амплітуд (а) та фаз (б) радіальних коливальних швидкостей поверхні вакуумованого випромінювача з екраном $\varphi_0 = 90^\circ$ на частотах додаткових резонансів в низькочастотній та резонансній областях.

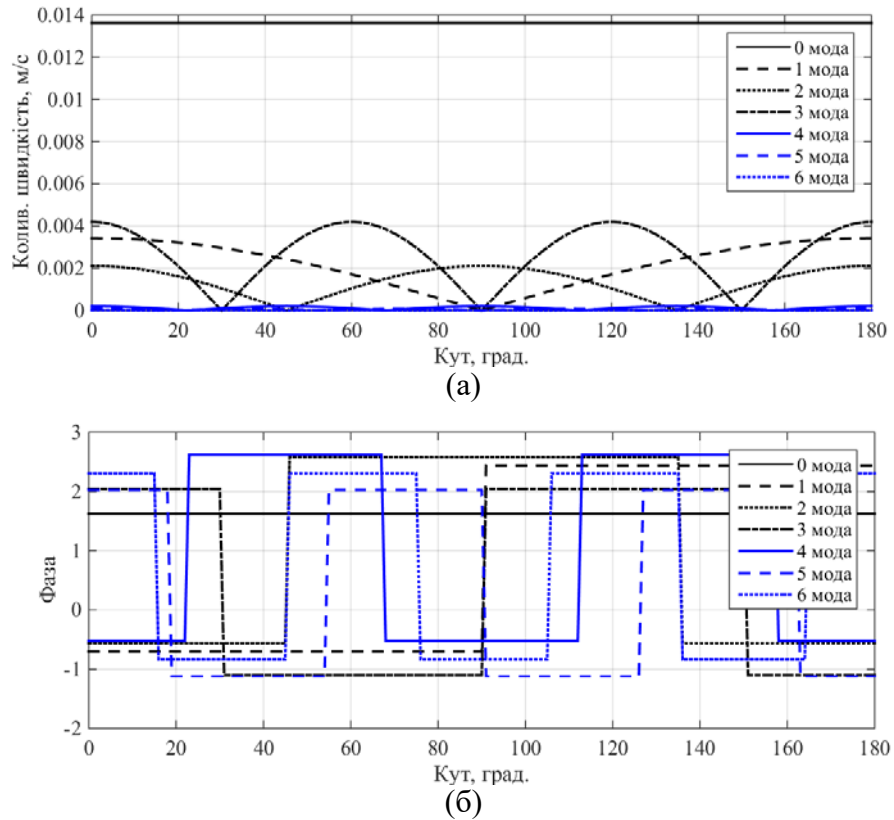


Рис. 2.4. Кутові залежності амплітуд (а) та фаз (б) радіальних швидкостей мод коливаний поверхні п'єзокерамічної оболонки вакуумованого випромінювача з екраном $\varphi_0 = 90^\circ$ на частоті $f = 4000$ Гц.

Проаналізуємо тепер механічні поля, які формуються екранованим циліндричним п'єзокерамічним випромінювачем, внутрішня порожнина якого не вакуумована, а заповнена яким-небудь газом, наприклад, повітрям, при нормальному атмосферному тиску. Це ще один з варіантів практичної реалізації силової конструкції екранованих випромінювачів. Від раніше розглянутих вакуумованих випромінювачів вони відрізняються наявністю в їх внутрішній порожнині пружного середовища, в якому може розповсюджуватися звук. Природньо, що випромінювання звуку екранованою п'єзокерамічною оболонкою відбувається не тільки у зовнішнє середовище, а і в замкнутий об'єм її внутрішньої порожнини, тому воно має відобразитися на властивостях механічних полів екранованих випромінювачів.

Аналіз частотних залежностей амплітуд (рис. 2.1 а) і фаз (рис. 2.1 б) коливальних швидкостей заповнених газом екранованих випромінювачів і порівняння їх з аналогічними залежностями (рис. 2.1) вакуумованих випромінювачів дозволяє встановити наступне. По-перше, загальний хід частотних залежностей силових конструкцій циліндричних випромінювачів обох типів ідентичний як по формі, так і по кількісним характеристикам. По-друге, генерація енергетично активних мод і обумовлених ними додаткових резонансів зберігається повністю на всьому частотному діапазоні. По-третє, заповнення внутрішнього об'єму п'єзокерамічної оболонки екранованих випромінювачів пружним середовищем у вигляді газу обумовлює подальше розширення спектру резонансних частот випромінювачів, обумовлених резонансами об'єму внутрішньої порожнини оболонки. По-четверте, на відміну від додаткових резонансів, що формуються енергетично активними модами, генерованими в екранованих випромінювачах завдяки порушенню радіальної симетрії навантаження зовнішнього середовища, нові резонанси, обумовлені наявністю внутрішнього пружного середовища, збуджуються при радіально симетричному навантаженні і являються вузькосмуговими (рис. 2.5). Відмінність у величинах резонансних смуг частот додаткових і

нових резонансів пояснюється суттєвою відмінністю в імпедансах навантажень на радіально збуджувану п'єзокерамічну оболонку з боку зовнішнього та внутрішнього пружних середовищ. Дійсно, при нормальному атмосферному тиску хвильовий опір повітря $\rho_1 c_1$ в 3500 раз менший ніж хвильовий опір $\rho_2 c_2$ води.

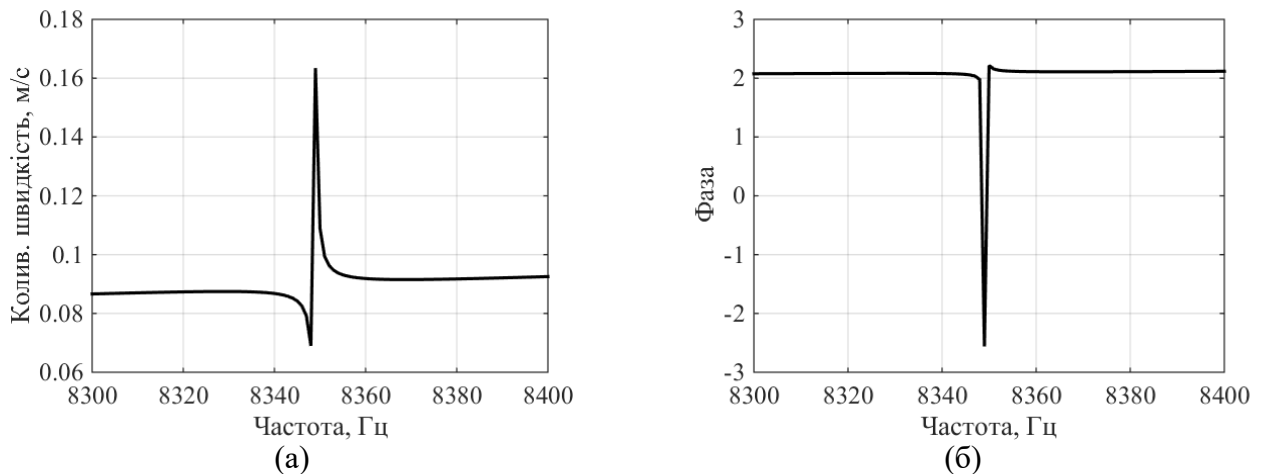


Рис. 2.5. Частотна залежність амплітуди (а) та фази (б) радіальної швидкості коливань центру вільної від екрану поверхні заповненого повітрям екранованого випромінювача в області одного з нових резонансів.

Для випромінювачів компенсованої конструкції з екраном результати розрахунків частотних і кутових залежностей радіальних коливальних швидкостей точок зовнішньої неекранованої поверхні п'єзокерамічної оболонки наведені на рис. 2.6 і рис. 2.7. Для забезпечення можливостей порівняння між собою параметрів механічних полів силових і компенсованих конструкцій випромінювачів з однаковим екраном розрахунки виконувались для однакових значень параметрів конструкцій і $\rho_1 c_1 = \rho_2 c_2$; $0,8 \cdot \rho_2 c_2$; $0,5 \cdot \rho_2 c_2$.

Як і при аналізі частотних залежностей швидкостей радіальних коливань силових конструкцій випромінювачів з екраном виділимо в частотних залежностях, наведених на рис. 2.6, три частотні області. В низькочастотній області коливальні швидкості випромінювачів компенсованої конструкції теж достатньо швидко зменшуються зі зниженням частоти і, що цікаво, ці швидкості становляться близькими по величині для

всіх випромінювачів незалежно від їх конструктивного виконання. Як вже було встановлено, це обумовлено тим, що ці коливальні швидкості випромінювачів різної конструкції повністю визначаються власними механічними імпедансами п'єзокерамічних оболонок, які однакові в усіх розглянутих випромінювачах. В той же час діапазон частот з встановленою поведінкою коливальних швидкостей, як видно із співставлення кривих рис. 2.6 і рис. 2.1, на октаву менший у компенсованих випромінювачів з екраном, а власні частоти і амплітуди ряду нових вузькосмугових резонансних піків змінюють свої значення, залишаючись наявними як і у випромінювачів силової конструкції.

У другій – резонансній області коливальні швидкості випромінювачів різного конструктивного виконання, але з однаковим акустичним екраном суттєво відрізняються між собою. На окремих частотах цієї області амплітуди коливальних швидкостей різних по конструкції випромінювачів можуть відрізнятися в 5–10 і більше разів (рис. 2.6 а), а значення частот, де фазова характеристика приймає значення нуль у всіх випромінювачів різні (рис. 2.6 б). На відміну від випромінювачів силової конструкції з екраном у компенсованих випромінювачів з екраном друга область характеризується більш широким діапазоном резонансних частот.

В третій, високочастотній, області має місце таке ж, як і у силових конструкцій, суттєве зниження амплітуд радіальних коливальних швидкостей компенсованих конструкцій випромінювачів з екраном. В той же час при деяких значеннях $\rho_1 c_1$ ($\sim 0,5 \cdot \rho_2 c_2$) і в цій третій області виникають нові більш широкосмугові, ніж у першій області, додаткові резонанси. Це обумовлено тим, що вклад реакції зовнішнього і внутрішнього середовищ випромінювачів з екраном є більш вагомим, ніж у першій області. Фізичні причини описаної поведінки радіальних коливальних швидкостей компенсованих конструкцій випромінювачів з екраном в різних частотних областях такі самі, як і у силових випромінювачів.

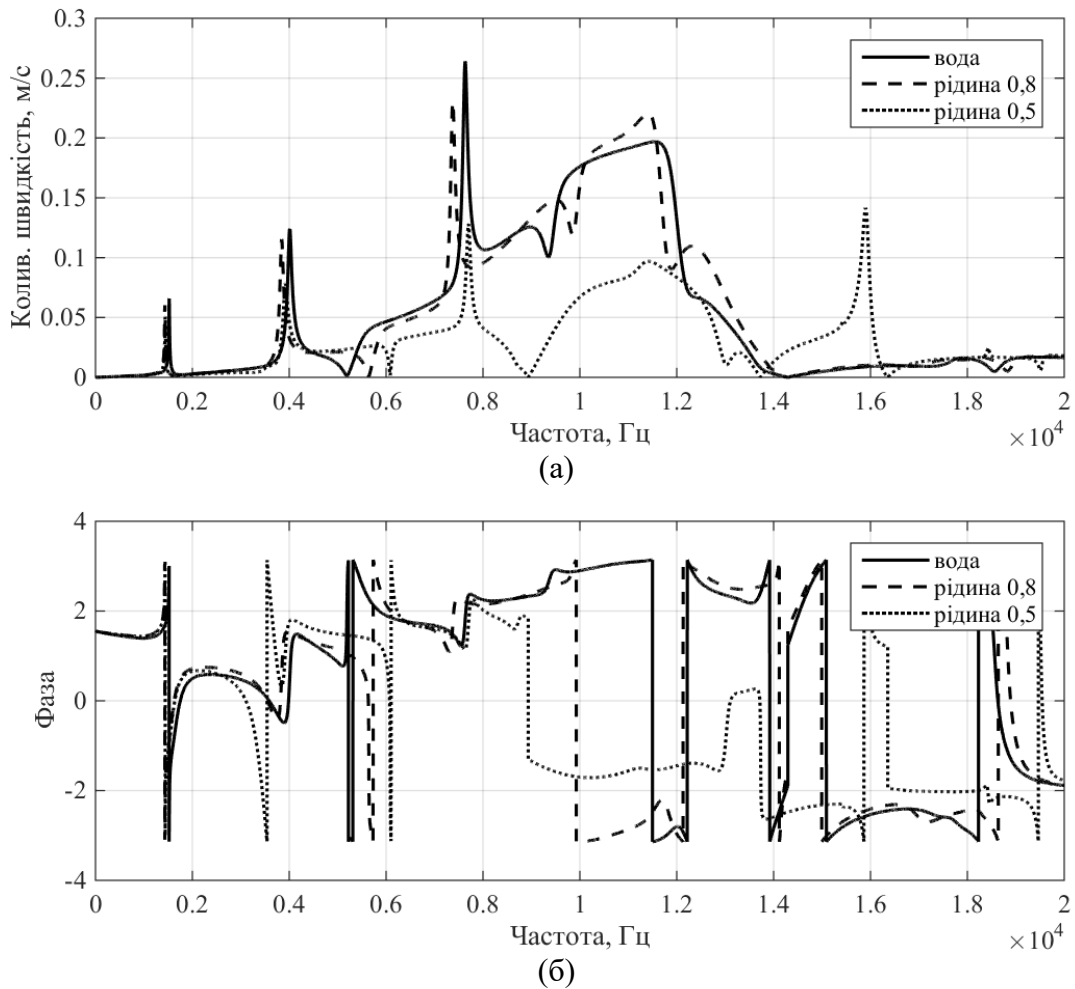


Рис. 2.6. Частотні залежності амплітуд (а) та фаз (б) радіальних коливальних швидкостей центра вільної від екрана поверхні випромінювача з екраном компенсованої конструкції.

В випромінювачах компенсованої конструкції з екраном теж має місце ефективний перерозподіл енергії, що «закачується» в них на нульовій моді, між наступними формами коливань. Про це свідчать криві, наведені на рис. 2.7. Їх аналіз показує, що для випромінювачів з однаковими п'єзокерамічними оболонками і екранами кількість та склад генерованих завдяки створенню несиметричності конструкції мод не залежать від характеристик їх внутрішніх середовищ. Але останні є визначальними для характеру перерозподілу енергії нульової моди коливань між наступними модами та частотної залежності цього розподілу для кожної з мод. Слід зауважити, що порівняно з випромінювачами силової конструкції з екраном компенсовані випромінювачі відзначаються більшою ефективністю «перекачування» енергії нульової моди в енергію всіх наступних мод

коливань. При цьому нульова мода відрізняється від інших найбільш широким діапазоном частот радіальних коливань з великими амплітудами. Інші моди виділяються наявністю кількох вузькосмугових резонансів, амплітуди коливальних швидкостей яких більші або порівняні з максимальною амплітудою коливальної швидкості нульової моди, а значення резонансних частот для кожної з мод хоча і близькі між собою, але різні для різних внутрішніх середовищ.

Аналіз кутових залежностей радіальної швидкості коливань компенсованих випромінювачів з екраном (рис. 2.8), виконаний на частотах додаткових резонансів в низькочастотній та резонансній областях, які відрізняються по своїм значенням від вакуумованих випромінювачів (рис. 2.3), свідчить про наступне. По-перше, частоти додаткових резонансів в низькочастотній і резонансній областях збільшуються в залежності від рівня збільшення відносного хвильового опору $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2$. По-друге, в компенсованих конструкціях при збільшенні величини відношення $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2$, в низькочастотній області особливо, збільшується нерівномірність кутових залежностей. При цьому якщо в області низьких частот рівень амплітуд швидкостей коливань точок по центру п'єзокерамічної оболонки під акустично м'яким екраном більше такого по центру неекранованої поверхні оболонки, то в резонансній області має місце зворотнє явище. По-третє, найбільші зміни фаз швидкостей радіальних коливань по поверхні оболонки мають місце для непарних мод коливальної швидкості.

Аналіз кривих рис. 2.9 і співставлення їх з кривими рис. 2.4 свідчить про те, що перехід від вакуумованої конструкції випромінювача з екраном до компенсованої в низькочастотній області супроводжується суттєвою втратою енергетики нульовою модою і «перекачкою» її енергії в першу, другу і третю моди коливань. Цікаво відмітити при цьому, форми мод коливань п'єзокерамічної оболонки не залежать від характеристик середовищ, що її заповнюють, а фази швидкості радіальних коливань нульової моди близькі між собою.

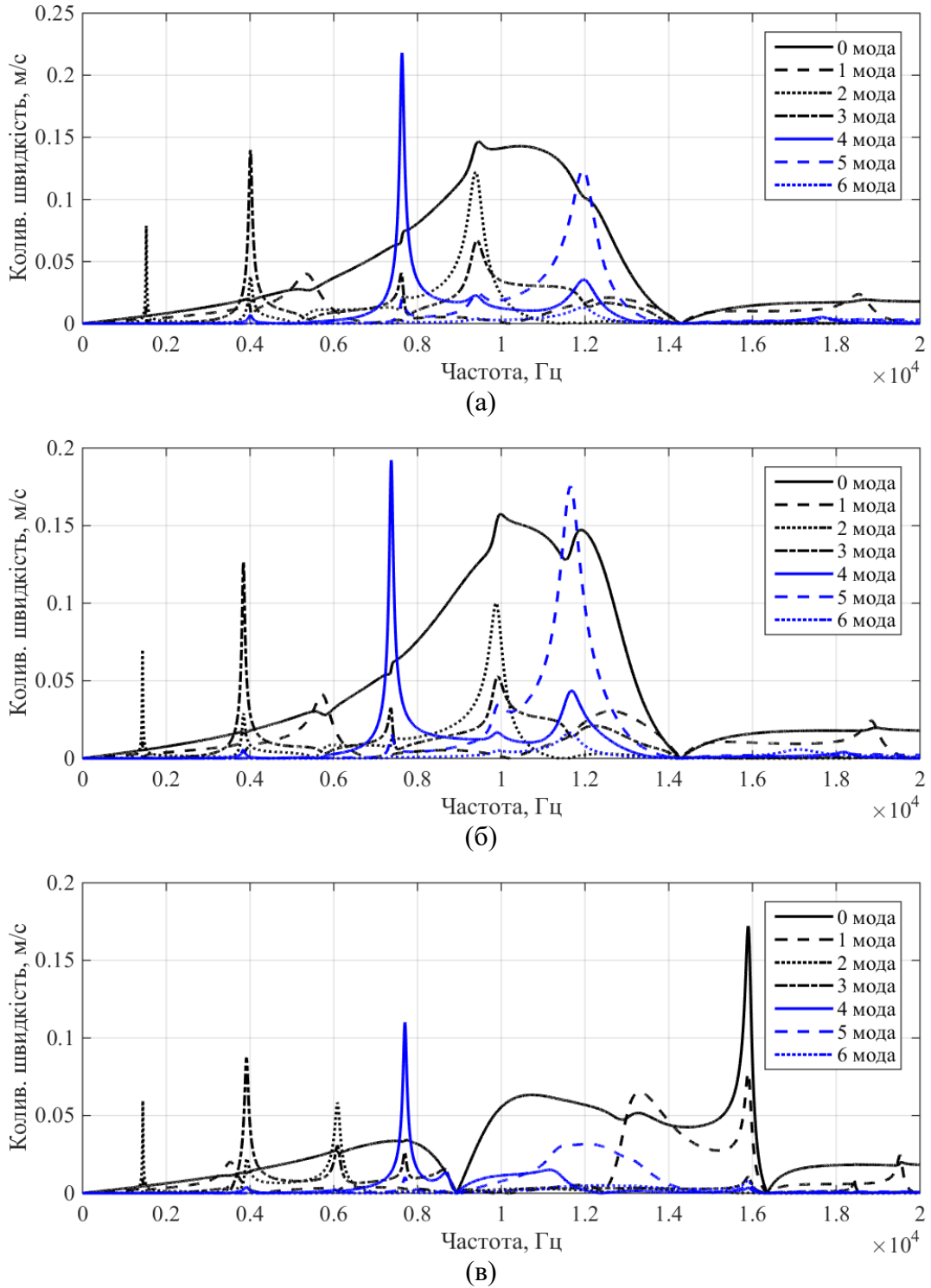


Рис. 2.7. Частотні залежності амплітуд радіальних швидкостей мод коливань центра вільної від екрана поверхні випромінювача компенсованої конструкції з екраном для $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 1$ (а); 0,8 (б); 0,5 (в).

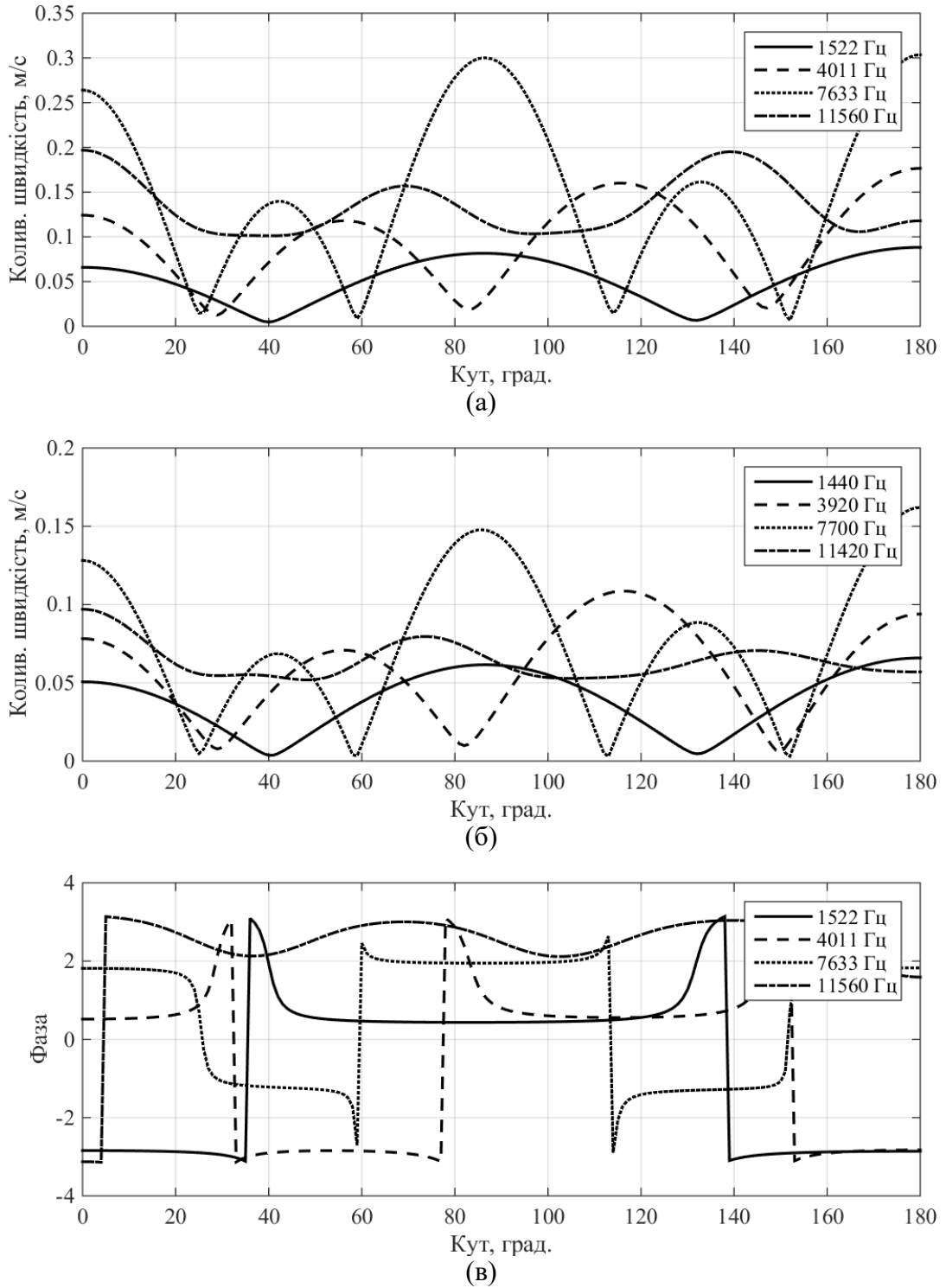


Рис. 2.8. Кутові залежності амплітуд (а, б) та фаз (в) радіальних швидкостей коливань поверхні п'єзокерамічної оболонки компенсованого $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 1$ (а, в); 0,5 (б) випромінювача з екраном $\varphi_0 = 90^\circ$ на різних частотах.

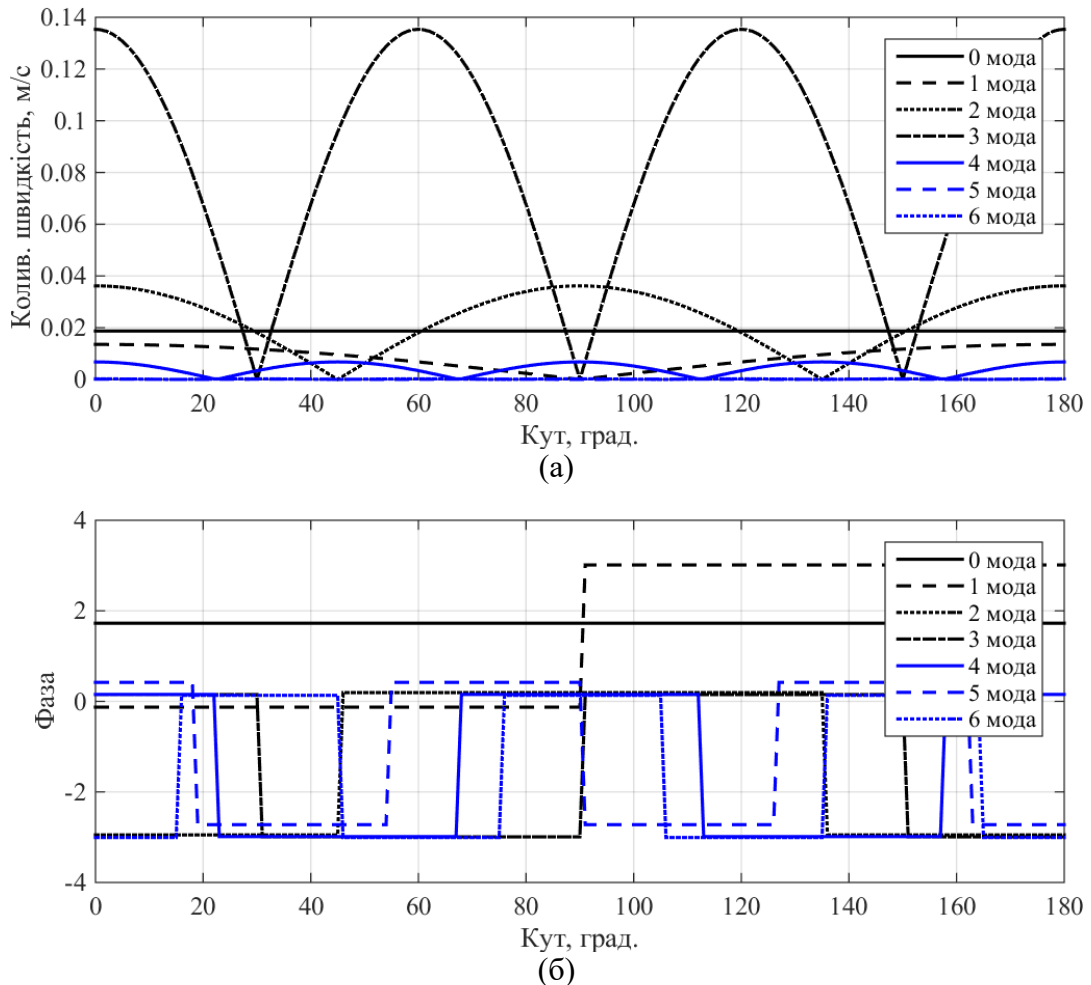


Рис. 2.9. Кутові залежності амплітуд (а) та фаз (б) радіальних швидкостей мод коливань поверхні п'єзокерамічної оболонки компенсованого ($\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 1$) випромінювача з екраном $\varphi_0 = 90^\circ$ на частоті $f = 4000$ Гц

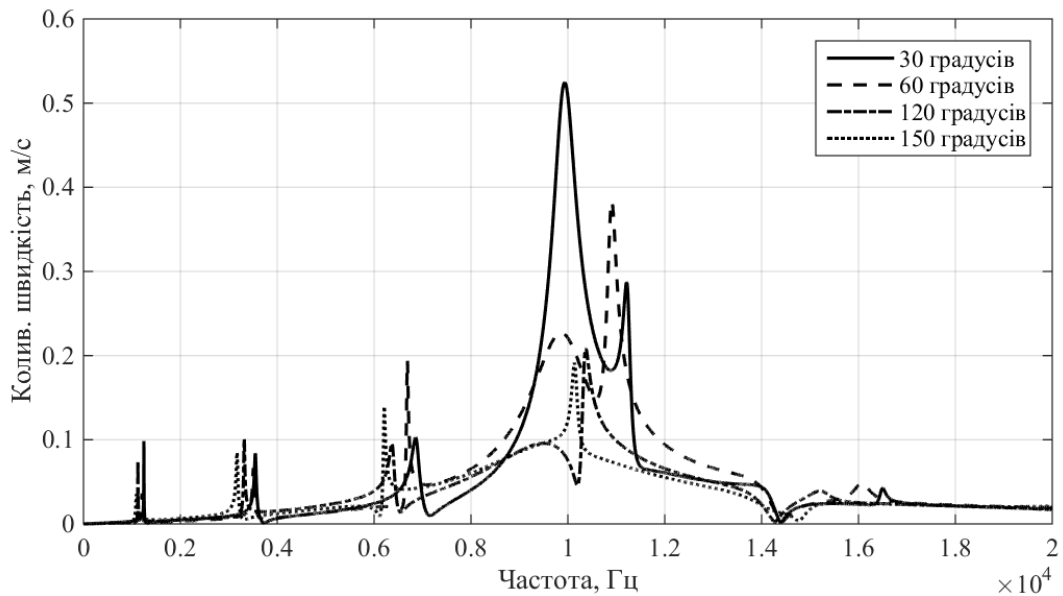
2.3. Властивості механічних полів випромінювачів з екраном в залежності від конфігурації та розмірів акустичного екрана.

В попередньому розділі були розглянуті залежності параметрів механічного поля від типу конструктивного виконання випромінювачів з екранами. При цьому було прийнято, що конфігурація і розміри екрана не змінюються. Оскільки залежності параметрів механічних полів від особливостей конструктивного виконання випромінювачів з екранами є багатопараметричними, саме такий підхід, при якому всі інші параметри, окрім досліджуваного, приймаються заданими, дозволяє одержати шукані кількісні залежності від цього параметру.

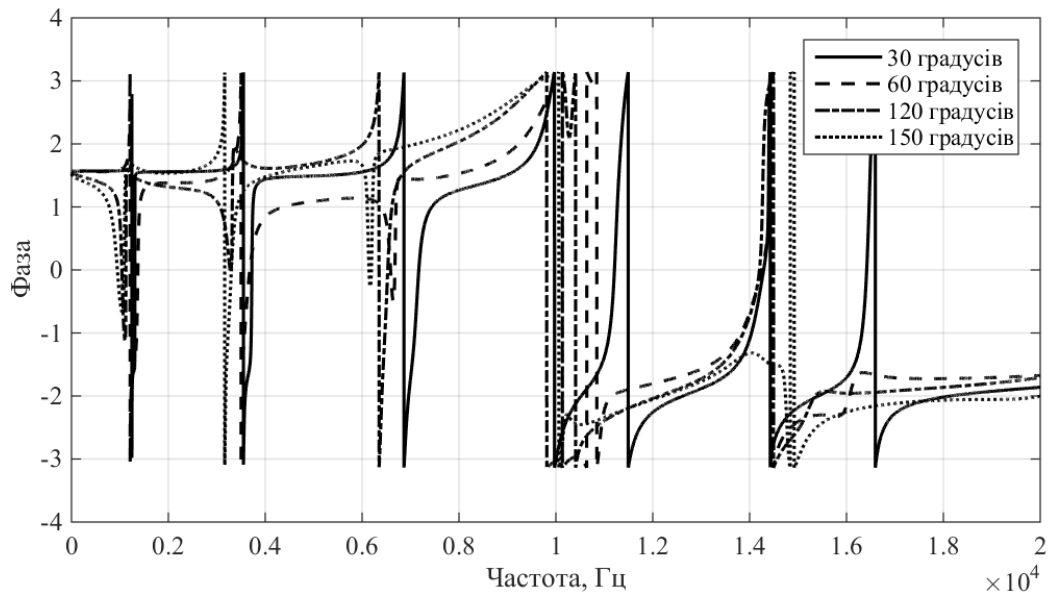
Встановимо закономірності поведінки частотної та кутової залежностей радіальної швидкості коливань точок на поверхні п'єзокерамічної оболонки випромінювачів з екраном в залежності від конфігурації та розмірів екранів. Для цього, як і раніше, чисельні експерименти виконувалися для наступних параметрів оболонок і екранів: п'єзокераміка – ЦТБС-3; $r_0 = 0,068$ м; $h = 0,008$ м; $r_3 - r_2 = 0,005$ м; $0,025$ м; $0,05$ м; $\varphi_0 = 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ, 180^\circ$; $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0; 0,0003; 0,5; 0,8; 1,0$.

Систематизований аналіз результатів широкого числового експерименту для випромінювачів силової конструкції з екраном представлено на рис. 2.10 – 2.28.

Як і раніше, аналіз частотних залежностей амплітуд і фаз радіальних коливальних швидкостей випромінювачів з екранами будемо здійснювати в трьох частотних областях. Розгляд кривих рис. 2.10 для вакуумованого випромінювача з екраном свідчить про те, що в низькочастотній області, крім того, що амплітуди коливальних швидкостей достатньо швидко зменшуються із зниженням частоти, вони починають ще й мало відрізнятися між собою для випромінювачів з різними кутами розкриву φ_0 екрана. Друга особливість, встановлена в підрозділі 2.2 для $\varphi_0 = 90^\circ$, доповнюється тим, що власні частоти і амплітуди нових вузькосмугових резонансних піків визначаються кутом розкриву φ_0 екрана випромінювача, причому чим більший кут φ_0 тим менше значення власної частоти резонансного піку. Більш складною є залежність амплітуди нових резонансних піків від кута розкриву φ_0 . В цілому із збільшенням φ_0 амплітуди резонансних піків швидкостей коливань збільшуються при збільшенні резонансних частот і досягають при великих $2\varphi_0$ значень, які сягають $\frac{3}{4}$ амплітуди радіальної швидкості коливань на частоті основного резонансу п'єзокерамічної



(a)



(б)

Рис. 2.10. Частотні залежності амплітуди (а) та фази (б) радіальної коливальної швидкості центра вільної від екрану поверхні вакуумованого випромінювача при різних конфігураціях акустичного екрана: $\varphi_0 = 30^\circ, 60^\circ, 120^\circ, 150^\circ$.

оболонки з екраном. Разом із тим для деяких кутів розкриття ($\varphi_0 = 120^\circ$) амплітуди коливальних швидкостей найбільш низькочастотних коливань перевищують або близькі по величині до амплітуд швидкостей більш високочастотних додаткових резонансів.

В області високих частот також має місце тенденція до вирівнювання радіальних коливальних швидкостей випромінювачів з різними кутами

розкрити $2\varphi_0$ екранів. Однак це вирівнювання не є таким швидким, як в низькочастотній області.

В резонансній області механічні характеристики випромінювачів з різними кутами екранування суттєво відрізняються між собою. Зокрема, амплітуди коливальних швидкостей на одній і тій же частоті можуть відрізнятися в 2-10 разів. При цьому значення частот, при яких фазова характеристика приймає значення нуль (рис. 2.10 б), у всіх випромінювачів різні. Встановлена раніше особливість поведінки частотної залежності коливальної швидкості екранованих випромінювачів в резонансній області, яка полягає в утворенні провалу у власній резонансній області їх п'єзокерамічної оболонки, що поділяє цю область на дві нерівні частини, доповнюється тим, що величина провалу залежить від величини кута екранування $2\varphi_0$. При цьому по мірі зростання значення $2\varphi_0$ резонансна частина зліва від провалу зменшується, а права частина збільшується та загострюється.

Аналіз фазових характеристик коливальних швидкостей випромінювачів з різними кутами екранування (рис. 2.10 б) показує, що, по-перше, вони багаторазово перетинають вісь абсцис, по-друге, кількість цих перетинів не залежить від значень кута $2\varphi_0$, і, по-третє, при збільшенні кута $2\varphi_0$ точка перетину частотної вісі переміщується в область більш низьких значень частоти f .

Фізичні причини поведінки наведених спектральних властивостей екранованих випромінювачів були пояснені в підрозділі 2.2.

Як раніше відзначалося, фізичними причинами описаної поведінки частотних залежностей коливальних швидкостей екранованих перетворювачів є порушення радіальної симетрії кругової циліндричної п'єзокерамічної оболонки випромінювачів шляхом введення до їх складу акустично м'якого екрану заданої конфігурації. Це обумовило зміну взаємодії оболонки з оточуючим середовищем з симетричної на

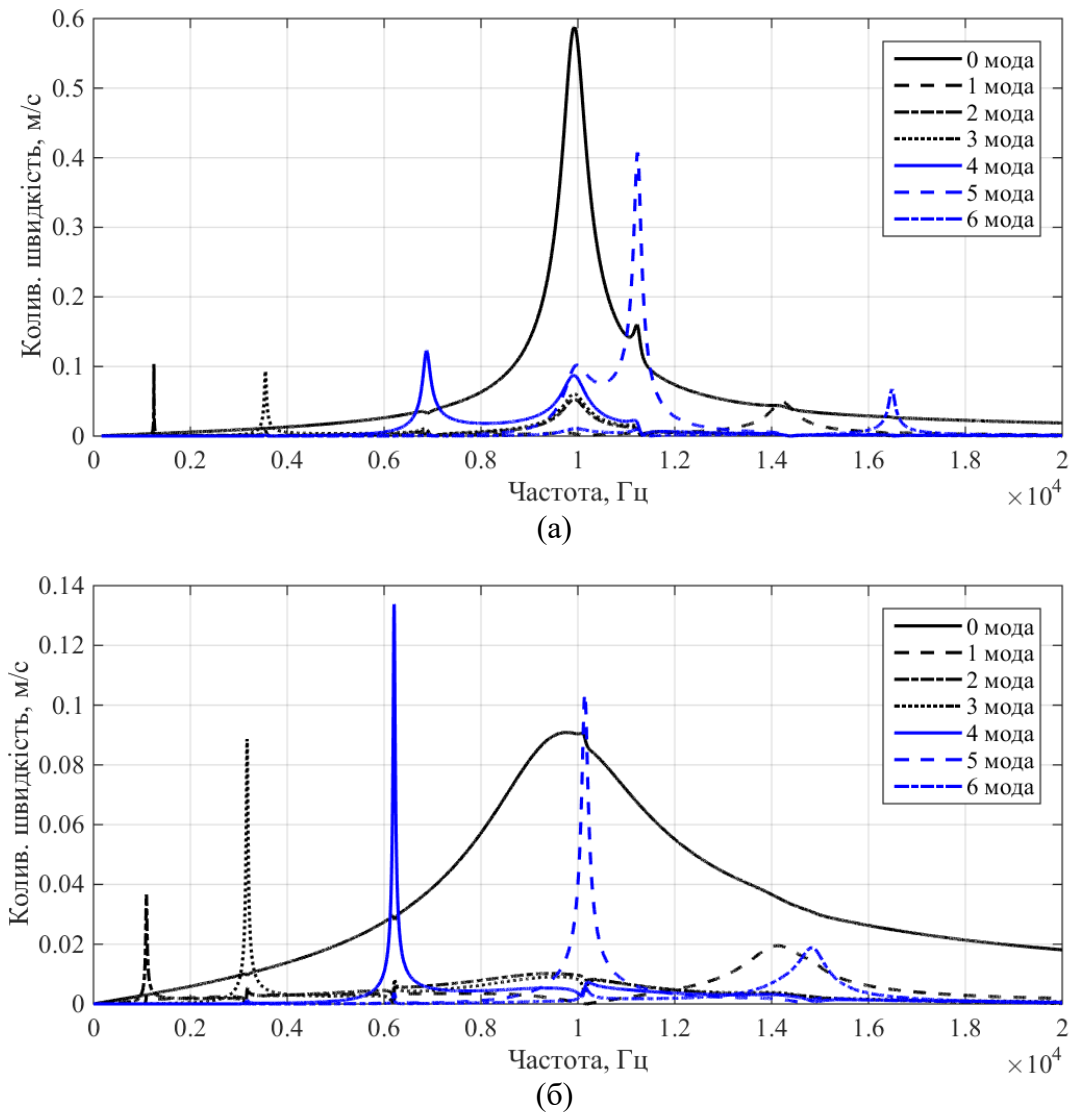


Рис. 2.11. Графіки частотних залежностей амплітуд радіальних швидкостей мод коливань від 0 до 6 (відповідно криві 1-7) центра вільної від екрану поверхні вакуумованого випромінювача при різних формах акустичного екрану: $\varphi_0 = 30^\circ$ (а), 150° (б).

несиметричну, у зв'язку з цим появу ряду нових, крім нульової, мод коливань оболонки та ефективний перерозподіл енергії, яку отримує екранований випромінювач від джерела електричної енергії, між нульовою та наступними модами коливань п'єзокерамічної оболонки. Аналіз кривих рис. 2.11 показує, що при великих кутах (малих значеннях розкриття $2\varphi_0$ екрану) екранування (рис. 2.11 а) порушення радіальної симетрії випромінювачів малі і швидкість коливань на нульовій моді суттєво перевищує швидкості коливань п'єзокерамічної оболонки на інших модах. Із зменшенням кута екранування випромінювачів їх радіальна несиметричність збільшується, що обумовлює більший рівень перекачування енергії нульової моди в інші моди коливань.

Завдяки цьому амплітуда швидкості пульсуючих коливань випромінювача суттєво (більш ніж в 6 разів) знижується, а амплітуди швидкостей коливань на більш високих модах збільшуються (рис. 2.11 б). Зміни кутів екранування, тобто конфігурації екранів, впливають як на амплітуди, так і на частоти коливальних швидкостей мод, що заново генеруються. Це обумовлено тим, що в резонансній системі, утвореній масою п'єзокерамічної оболонки, приєднаною масою зовнішньої рідини та пружностями оболонки та об'єму рідини, який знаходиться в «чашці», утвореній стінками екрана, збільшення розмірів неекранованої частини випромінювача збільшує приєднану масу рідини та податливість її об'єму в чашці, знижуючи тим самим резонансні частоти відповідних мод коливань. Як і раніше, причиною провала у власній резонансній області п'єзокерамічної оболонки випромінювача є генерація у частково екранованому випромінювачі потужної п'ятої моди коливань. Але особливість полягає в тому, що із зменшенням кута екранування вплив п'ятої моди на нульову суттєво зменшується, результатом чого є практично відсутність провалу в частотній залежності коливальної швидкості нульової моди при малих кутах екранування (рис. 2.11 б).

Встановимо тепер залежності кутових розподілів амплітуд та фаз коливальних швидкостей вакуумованих екранованих випромінювачів від конфігурації екранів. Аналіз кривих рис. 2.12 та 2.13 дозволяє встановити ряд цікавих особливостей. По-перше, амплітуди коливальних швидкостей (рис. 2.12 а, в) практично не залежать від того, знаходяться точки їх визначення під акустично м'яким екраном чи поза ним. В той же час фази коливань для поверхонь під екраном і поза ним для окремих частот різняться в значній мірі, доходючи до протилежних значень (рис. 2.12 б, г). При цьому величина цієї різниці залежить як від значень частоти, так і від значень кута екранування. По-друге, із збільшенням кута екранування нерівномірність розподілу амплітуд коливань по поверхні випромінювача зменшується, залишаючись при цьому залежною від частоти випромінювання звуку.

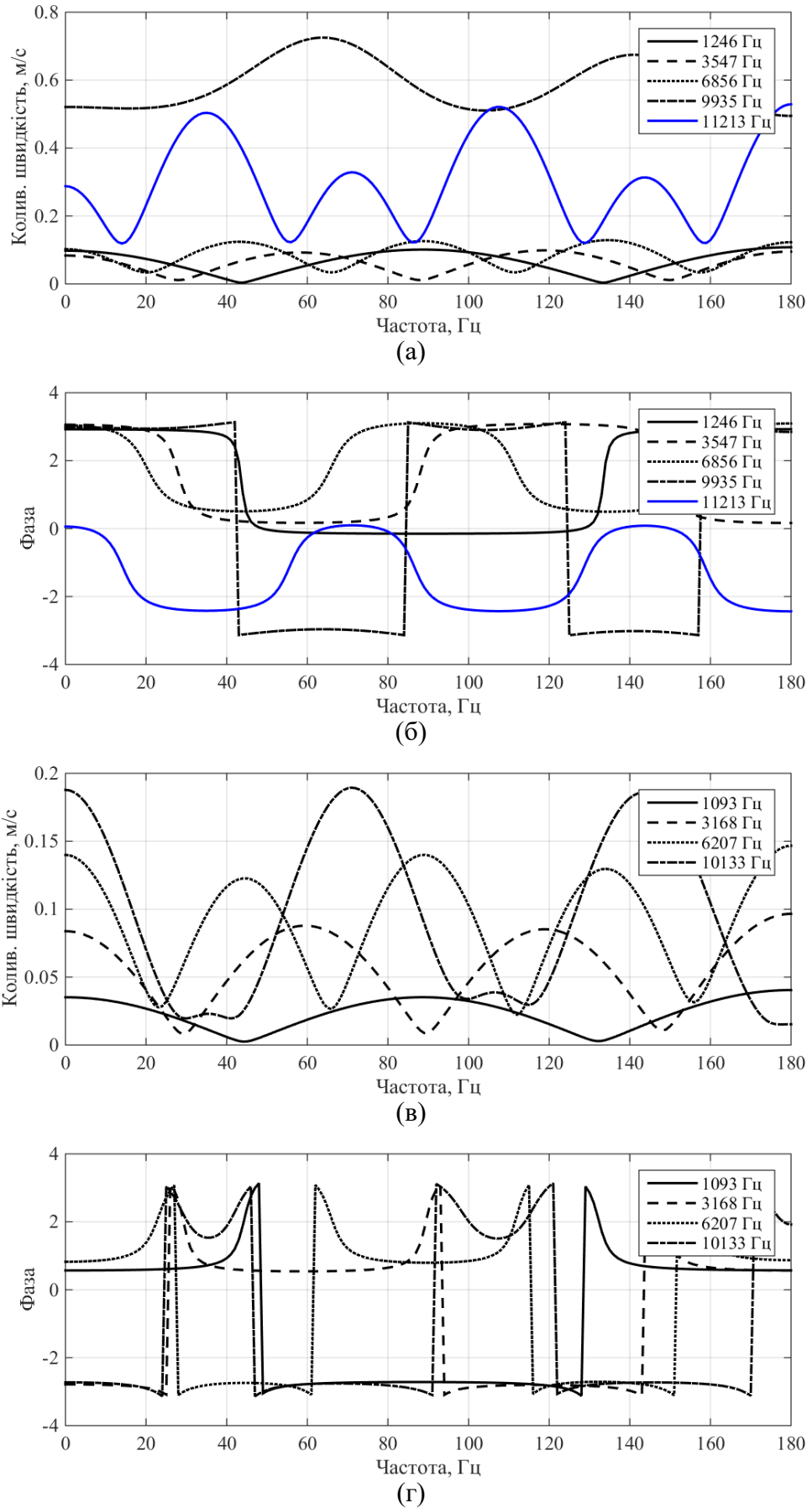


Рис. 2.12. Кутіві залежності амплітуд (а, в) та фаз (б, г) радіальних коливальних швидкостей поверхні вакуумованого випромінювача з екранами $\varphi_0 = 30^\circ$ (а, б), 150° (в, г) на частотах додаткових резонансів.

Як відзначалось вище, до силових конструкцій екранованих випромінювачів відносяться також і випромінювачі, внутрішній об'єм п'єзокерамічних оболонок яких заповнено газом під нормальним атмосферним тиском. Визначимо, як змінюються їх механічні поля при зміні конфігурації екранів випромінювачів. Аналіз кривих рис. 2.13 та 2.5 показує, що зміна конфігурації екрану не змінює тих закономірностей, які були встановлені для таких варіантів конструктивного виконання екранованих випромінювачів в підрозділі 2.2.

До цього часу досліджувались залежності механічних полів екранованих випромінювачів від конфігурації їх екранів. При цьому товщина екрану $r_3 - r_2$ не змінювалася. Визначимо тепер, яким чином впливає зміна товщини екрану на механічні поля випромінювачів силової конструкції.

Аналіз частотних залежностей рис. 2.14 та 2.1 свідчить про те, що при зміні товщини екрана форма залежностей практично не змінюється для однакових кутів екранування. Змінюються в певній мірі лише амплітуди резонансних викидів. При цьому в області низьких частот при великих кутах екранування при збільшенні товщини екрана на самій низькій частоті додаткового резонанса амплітуда збільшується більш ніж в 3 рази. При інших кутах φ_0 теж має місце збільшення амплітуд додаткових резонансів, але тим в меншій мірі, чим ближче додатковий резонанс до резонансної області одиничної п'єзокерамічної оболонки.

В той же час в резонансній області випромінювача ситуація виглядає більш складнішою. Збільшення товщини екрана при великих кутах екранування супроводжується зменшенням максимальних резонансних амплітуд, при малих кутах амплітуди резонансів не змінюються, а при середніх значеннях кутів ($\varphi_0 \sim 90^\circ$) має місце збільшення амплітуд резонансів.

Заповнення повітрям п'єзокерамічної оболонки випромінювача (рис. 2.15, 2.1) не змінює загальної форми частотної характеристики випромінювача з екраном при зміні товщини екрану (рис. 2.15), але

розширює їх спектр резонансних частот за рахунок резонансів об'єму внутрішньої наповненої повітрям порожнини оболонки. Оскільки об'єм цієї порожнини не змінюється, то ці резонанси залишаються, по-перше, вузькосмуговими, і, по-друге, не змінюють своїх значень при зміні товщини екранів.

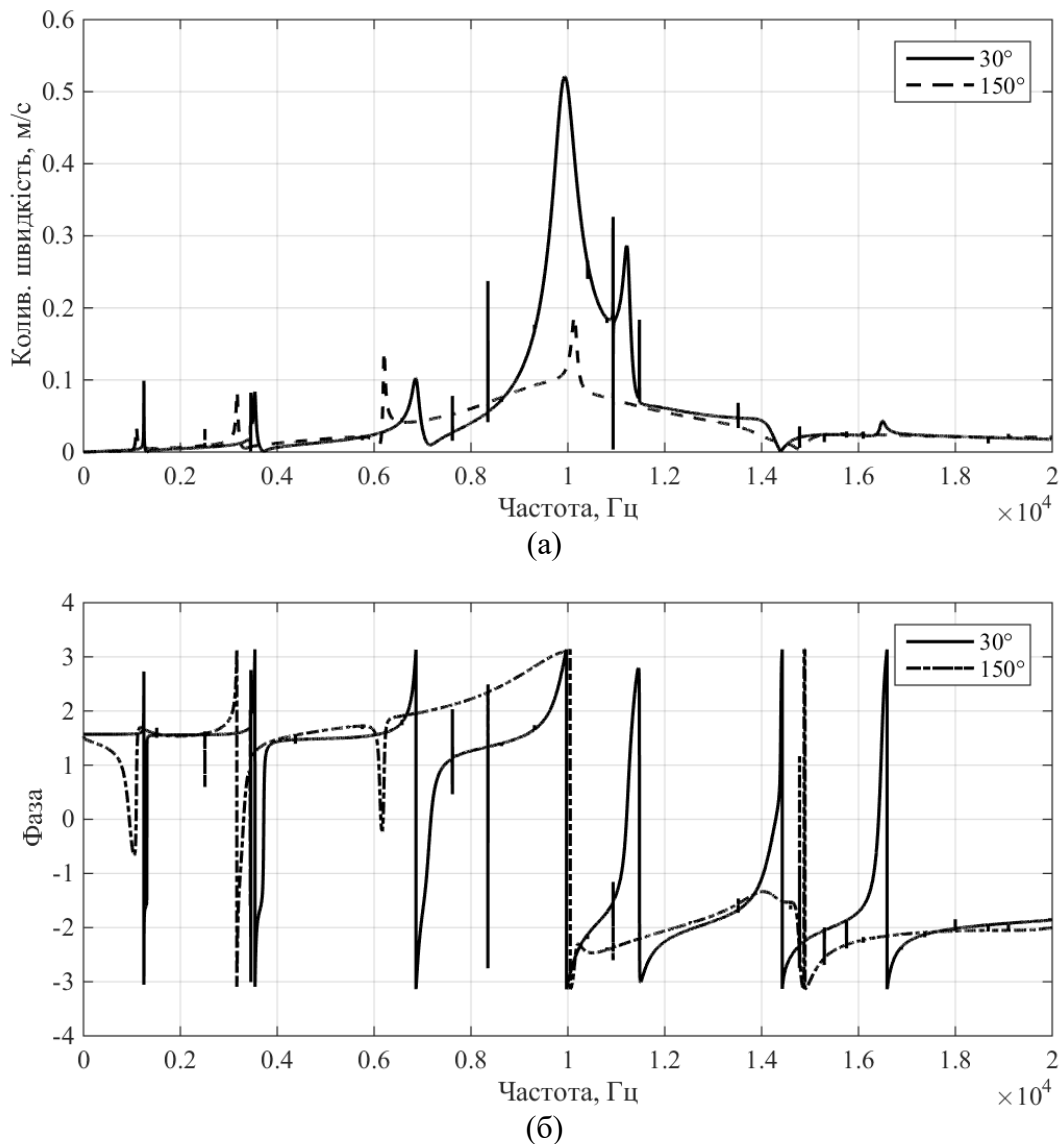


Рис. 2.13. Частотна залежність амплітуд (а) та фаз (б) радіальних коливальних швидкостей центра вільної від екрана поверхні заповненого повітрям випромінювача з екраном.

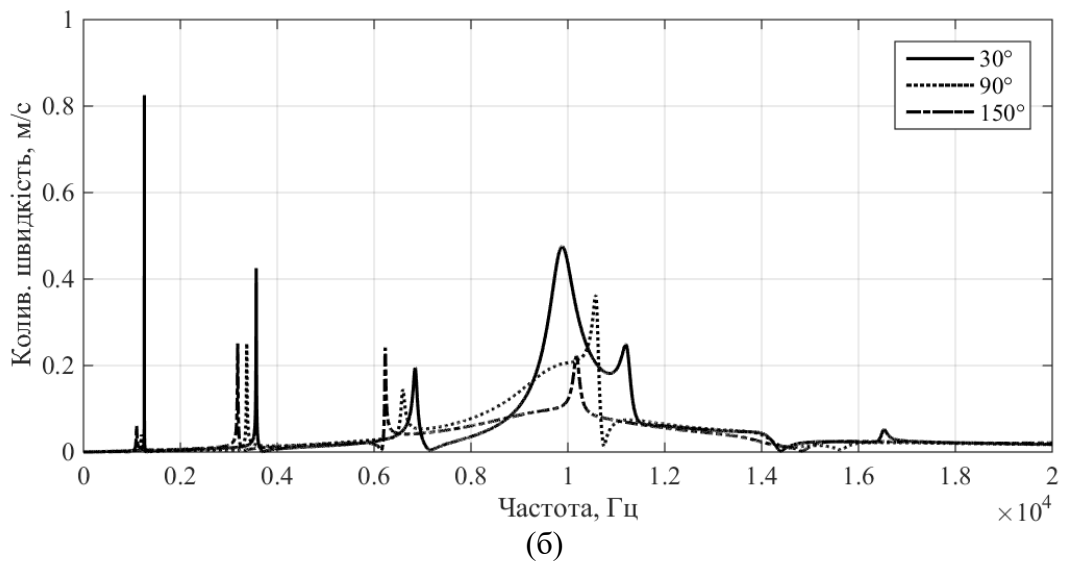
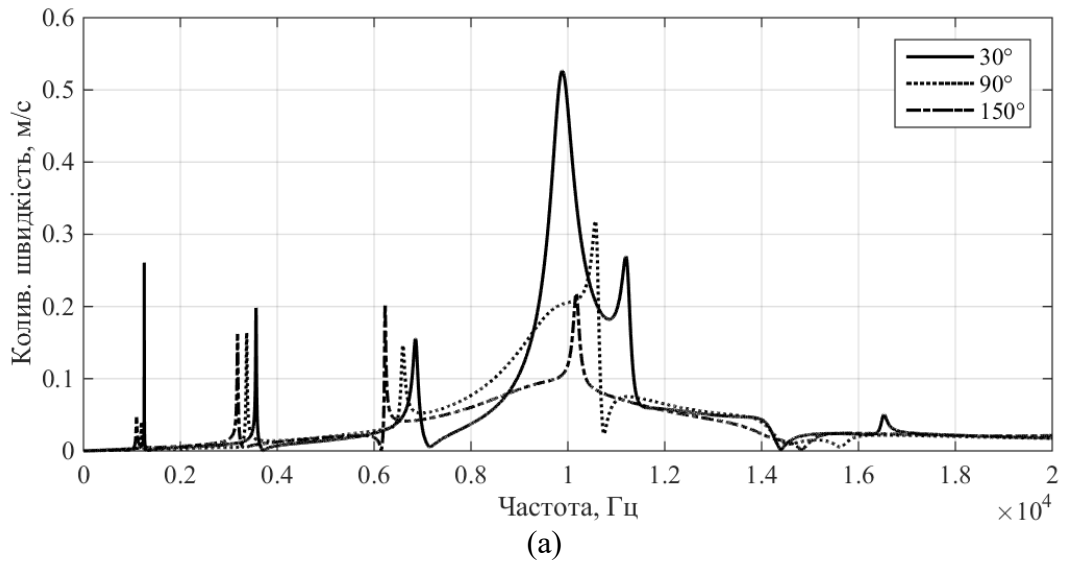
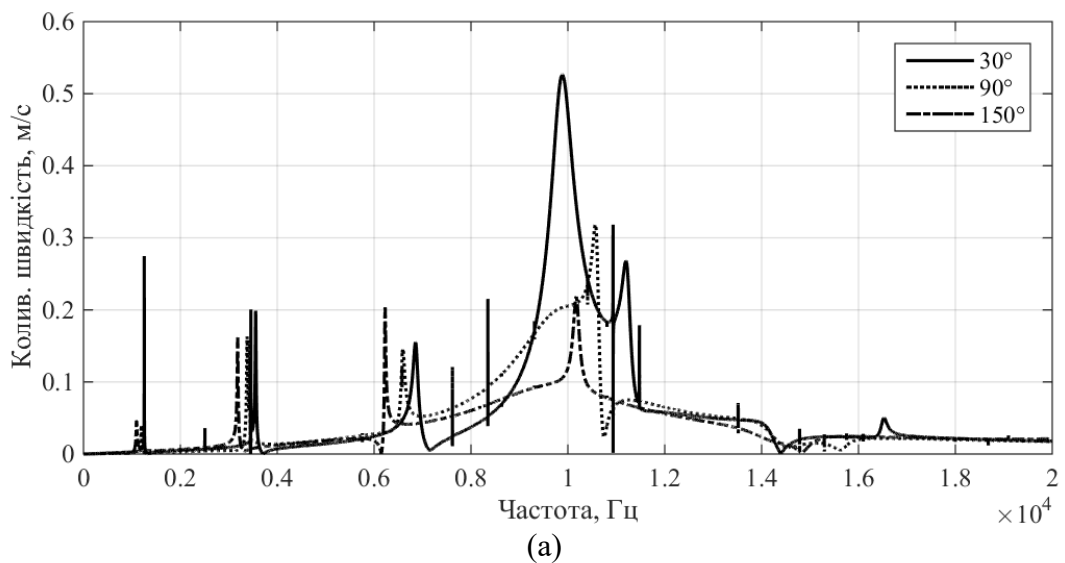


Рис. 2.14. Частотні залежності амплітуд коливної швидкості центра вільної від екрана поверхні вакуумованого випромінювача з екраном $\varphi_0 = 30^\circ, 90^\circ, 150^\circ$ для $r_3 - r_2 = 0,025$ м (а); $0,05$ м (б).



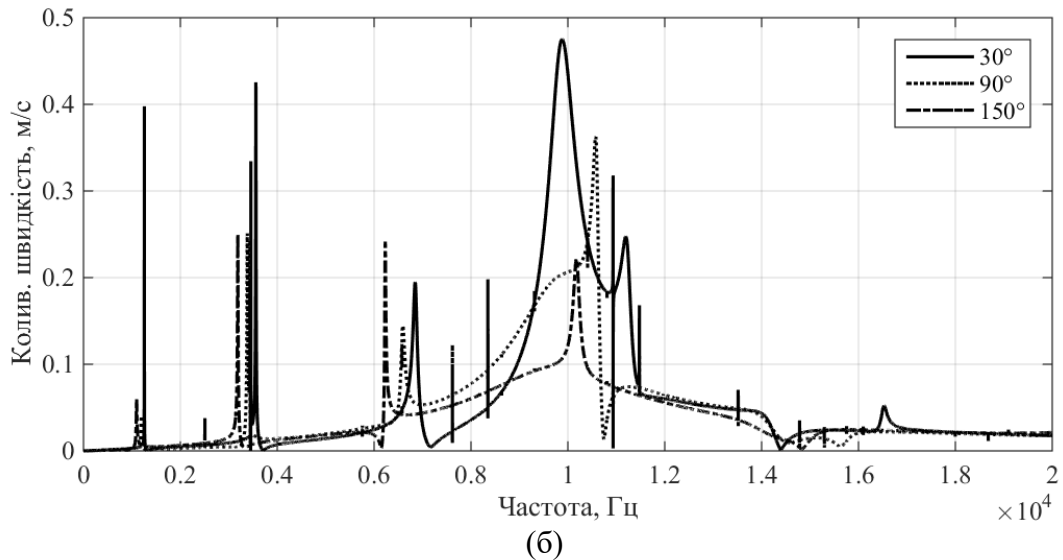
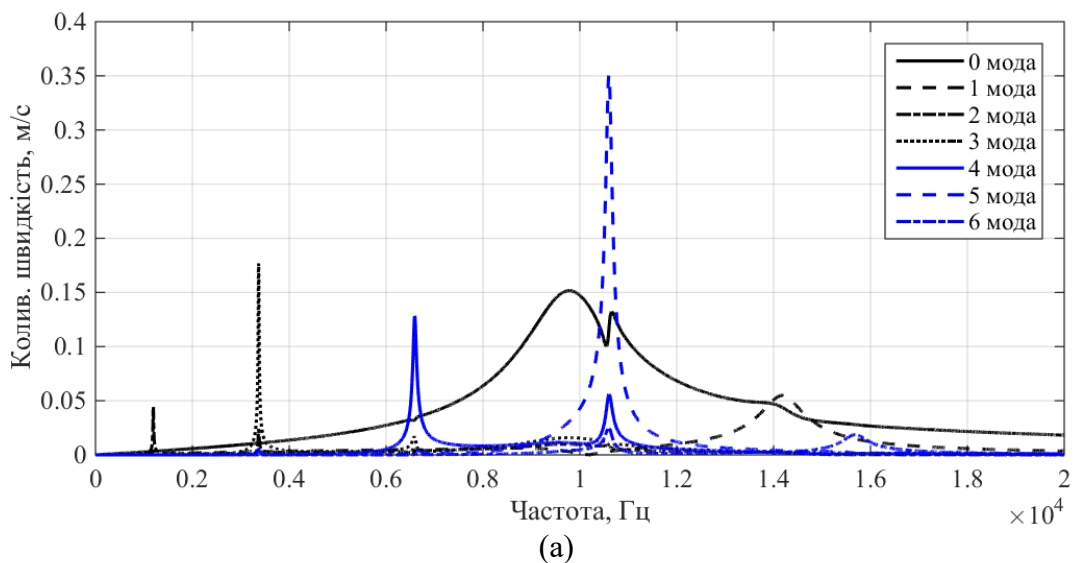


Рис. 2.15. Частотні залежності амплітуд коливної швидкості центра вільної від екрана поверхні заповненого повітрям випромінювача з екраном $\varphi_0 = 30^\circ, 90^\circ, 150^\circ$ для $r_3 - r_2 = 0,025$ м (а); $0,05$ м (б).

Аналіз частотних залежностей амплітуд радіальних швидкостей мод коливань (рис. 2.16 і 2.2) свідчить про те, що при зміні товщини екрана мають місце зміни в ефективному перерозподілі енергії, яка «закачується» в випромінювач на нульовій моді, між генерованими за рахунок втрати симетрії випромінювача новими формами коливань. Ці зміни полягають в суттєвому збільшенні (в 1,5–3 рази) при збільшенні товщини екрана амплітуд швидкостей непарних мод коливань і певному зменшенні на резонансних частотах цих мод амплітуди швидкості коливань нульової моди.



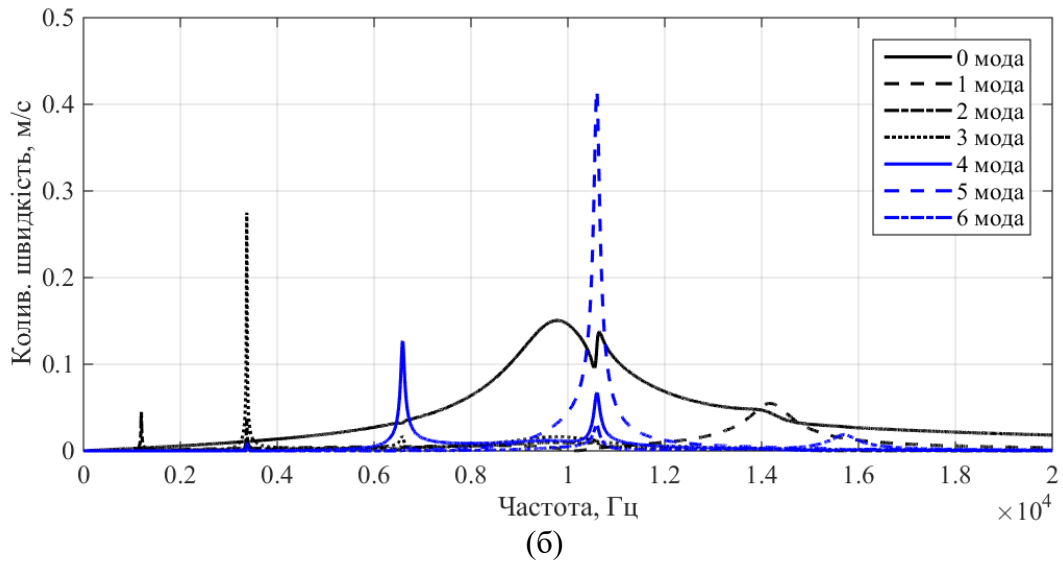
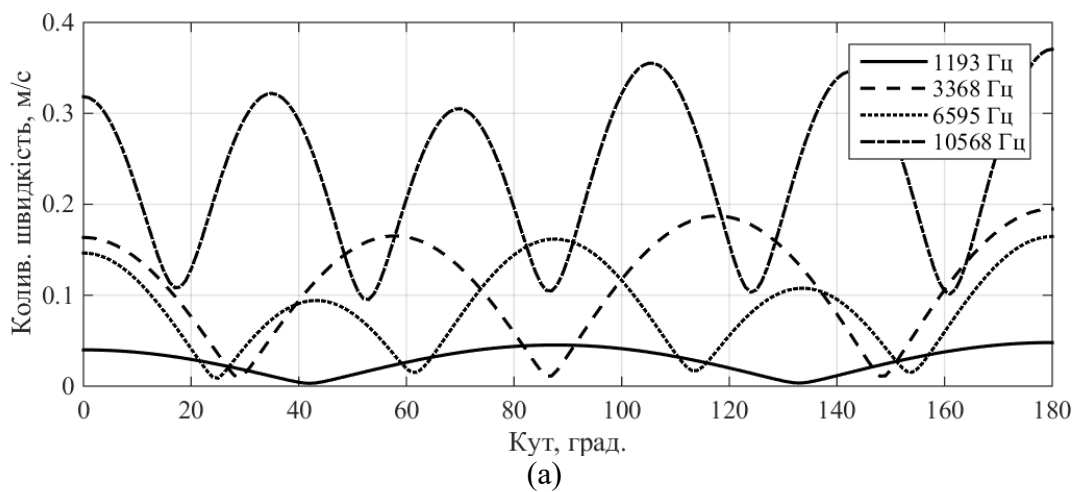


Рис. 2.16. Частотні залежності амплітуд радіальної швидкості мод коливань центра вільної від екрана поверхні вакуумованого випромінювача з екраном $\varphi_0 = 90^\circ$ для $r_3 - r_2 = 0,025$ м (а); 0,05 м (б).

Аналіз кутових залежностей амплітуд радіальних швидкостей коливань при зміні товщини екрана (рис. 2.17 і 2.3) показує, що збільшення товщини екрана суттєво змінює розподіл коливань по поверхні випромінювача. Ці зміни проявляються у збільшенні: по-перше, у збільшенні максимальних амплітуд радіальних швидкостей; і, по-друге, у збільшенні максимальних амплітуд коливальних швидкостей під екраном порівняно з неекранованою поверхнею випромінювача.



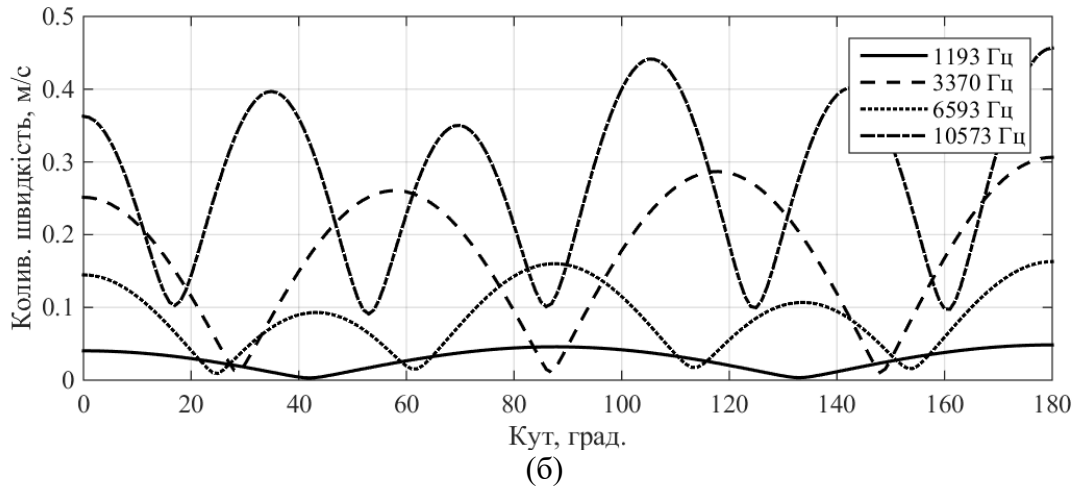
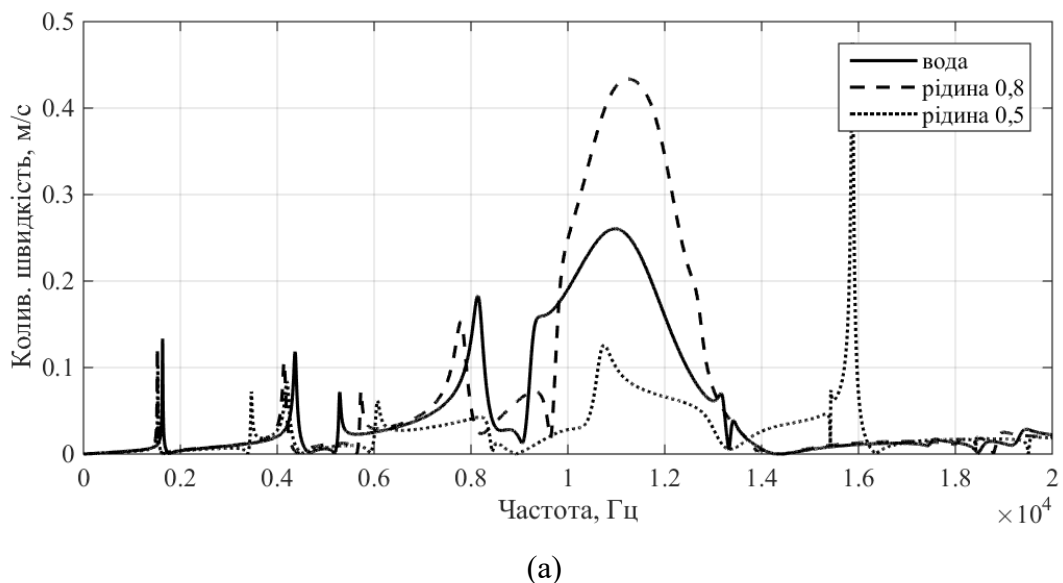


Рис. 2.17. Кутові залежності амплітуд радіальних коливальних швидкостей поверхні вакуумованого випромінювача з екраном $\varphi_0 = 90^\circ$ для $r_3 - r_2 = 0,025$ м (а); $0,05$ м (б) на частотах додаткових резонансів.

Розглянемо тепер вплив конфігурації та розмірів екрану на механічні поля екранованих випромінювачів компенсованої конструкції. Аналіз кривих рис. 2.18 а свідчить про те, що і в низькочастотній, і у високочастотній областях зміна кутів φ_0 екранування компенсованих випромінювачів характеризується суттєвим зниженням рівня випромінювання звуку. При цьому в низькочастотній області додаткові резонансні викиди зберігаються практично в тих же частотних областях, які мали місце для випромінювачів силової конструкції (рис. 2.1) при однакових кутах екранування. Це свідчить про те, що причиною їх виникнення, як вже було встановлено, є взаємодія п'єзокерамічної оболонки в першу чергу з зовнішнім середовищем, яке



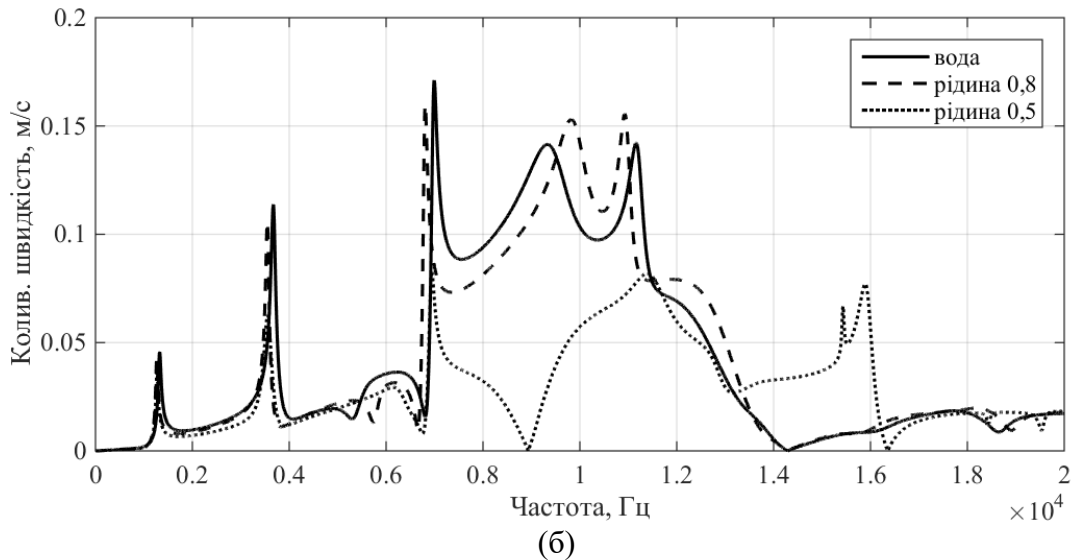


Рис. 2.18. Частотні залежності амплітуд радіальних коливальних швидкостей центра вільної від екрана поверхні компенсованого випромінювача з екраном $\varphi_0 = 30^\circ$ (а), 150° (б).

заповнює об'єм між боковими гранями екрана. Для компенсованих випромінювачів вплив конфігурації екрана в низькочастотній області проявляє себе перш за все в зміні амплітуд резонансних викидів, які при великих кутах екранування (рис. 2.18 а) мають більші значення на самих низьких резонансних частотах. Певні зміни мають місце і у значеннях резонансних частот. При цьому зміни хвильового опору рідин у внутрішній порожнині п'єзокерамічної оболонки практично не впливають на рівень випромінювання звуку в областях низьких і високих частот. Найбільший вплив на коливальні швидкості зміна кута розкриття $2\varphi_0$ компенсованих випромінювачів здійснює в резонансній області неекранованої п'єзокерамічної оболонки. При великих кутах екранування цей вплив проявляє себе в зменшенні смуги резонансних частот, яка змінюється тим більше, чим менше внутрішній хвильовий опір рідини в оболонці. При малих кутах екранування (рис. 2.18 б) результатами впливу такого екранування є суттєве зменшення амплітуд коливальних швидкостей практично у всій резонансній області при збереженні з незначними змінами розмірів цієї області. Загалом аналіз наведених кривих свідчить про те, що взаємодія п'єзокерамічної оболонки з рідиною, що заповнює її внутрішню порожнину,

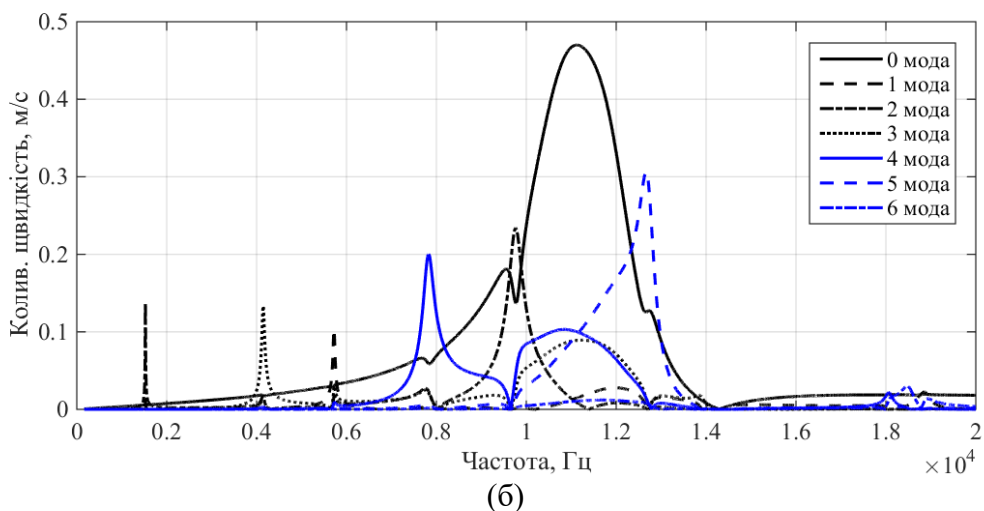
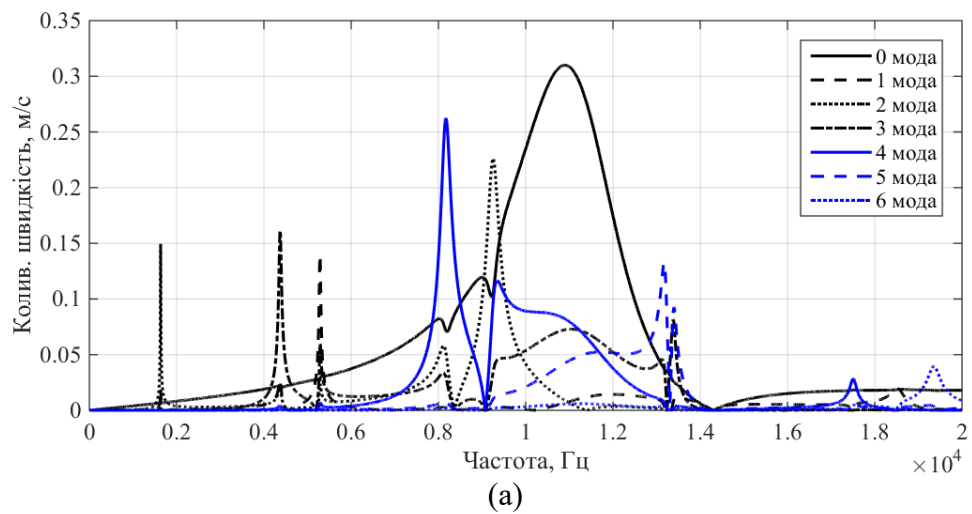
суттєво впливає на ефективність випромінювання звуку екранованим випромінювачем у зовнішнє середовище і цей вплив тим більший, чим менше кут екранування випромінювача. Крім того, порівняння кривих рис. 2.10 та 2.18 дозволяє зробити припущення, що для кожного кута екранування має місце таке співвідношення хвильових опорів внутрішнього і зовнішнього середовищ, при якому амплітуди радіальних швидкостей коливань випромінювачів будуть найбільшими в тих чи інших діапазонах частот.

Проаналізуємо тепер, як впливає заміна кута екранування на ефективний перерозподіл енергії, що «закачується» у випромінювач на нульовій моді його коливань. Про це свідчать графіки рис. 2.19, 2.20 та 2.7. Їх аналіз показує, що найбільшу амплітуду радіальної швидкості нульова мода зберігає при найбільших кутах екранування випромінювачів (рис. 2.19). В той же час її частотний діапазон у резонансній області випромінювача характеризується найменшими значеннями. При великих кутах екранування (рис. 2.19) максимальні амплітуди коливальних швидкостей будь-яких заново генерованих мод не перевищують максимальну амплітуду швидкості нульової моди незалежно від величини хвильового опору внутрішнього середовища випромінювача. До того ж частотний розподіл енергії нульової моди коливань суттєво відрізняється від інших саме при великих кутах екранування.

Аналіз впливу товщини екрана на механічні поля екранованого випромінювача (рис. 2.21 і 2.6) компенсованої конструкції показує, що в низькочастотній області зміна товщини екрана для однакових значень φ_0 супроводжується збільшенням амплітуд швидкостей коливань резонансних викидів. При цьому при однакових значеннях відношення $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2$ при великих кутах екранування збільшується амплітуда швидкостей найбільш низькочастотних резонансних викидів. При зміні кута розкриття з $\varphi_0 = 30^\circ$ до $\varphi_0 = 150^\circ$ ця амплітуда зменшується в 8-10 разів. Для інших низькочастотних

резонансних викидів величини цих зменшень значно менші і тим нижчі, чим ближчі резонанси додаткових викидів до резонансної області п'єзокерамічної оболонки. Така ж картина зберігається і при інших значеннях величини $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2$ але з меншими перепадами амплітуд. В цілому при збільшенні товщини екрана загальна поведінка частотних залежностей амплітуд швидкостей радіальних коливань зберігається для однакових значень кутів екранування і відрізняється лише кількісними значеннями.

Наведені вище особливості поведінки частотних залежностей зі зміною товщини екрана обумовлені змінами в перерозподілі енергії, «закачуваної» в випромінювач на нульовій моді. Аналіз кривих рис. 2.22 і 2.21 показує, що із збільшенням товщини екрана амплітуди швидкості мод коливань, що обумовлюють появу додаткових резонансів в низькочастотній області, суттєво (в 1,5-1,7) рази зростають.



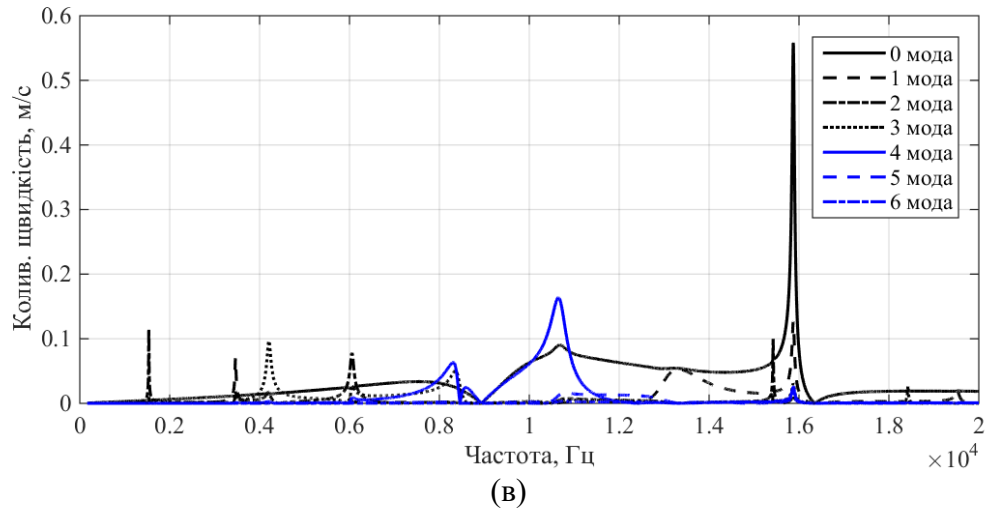
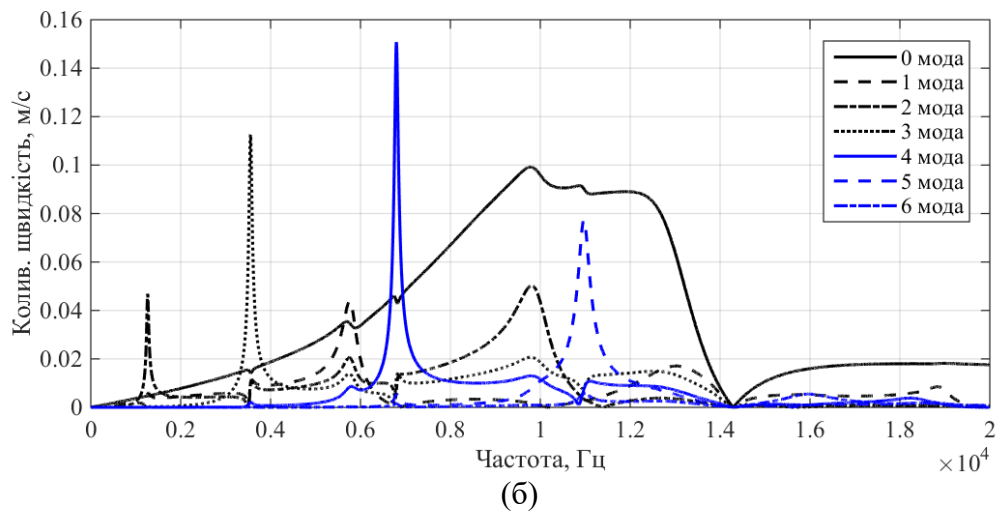
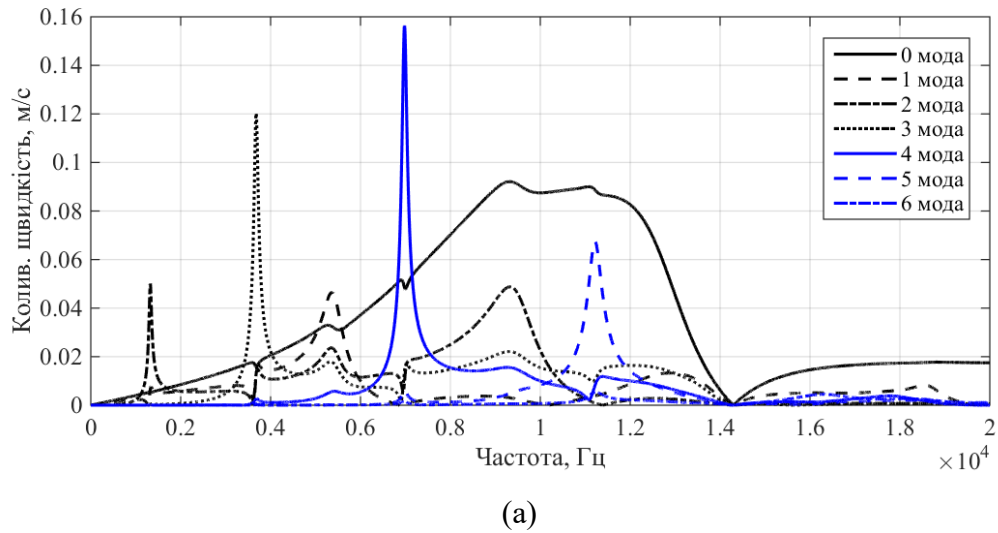


Рис. 2.19. Частотні залежності амплітуд радіальних швидкостей мод коливань центра вільної від екрана поверхні компенсованого випромінювача з екраном $\varphi_0 = 30^\circ$ для $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 1$ (а), 0,8 (б), 0,5 (в), $r_3 - r_2 = 0,005$ м.



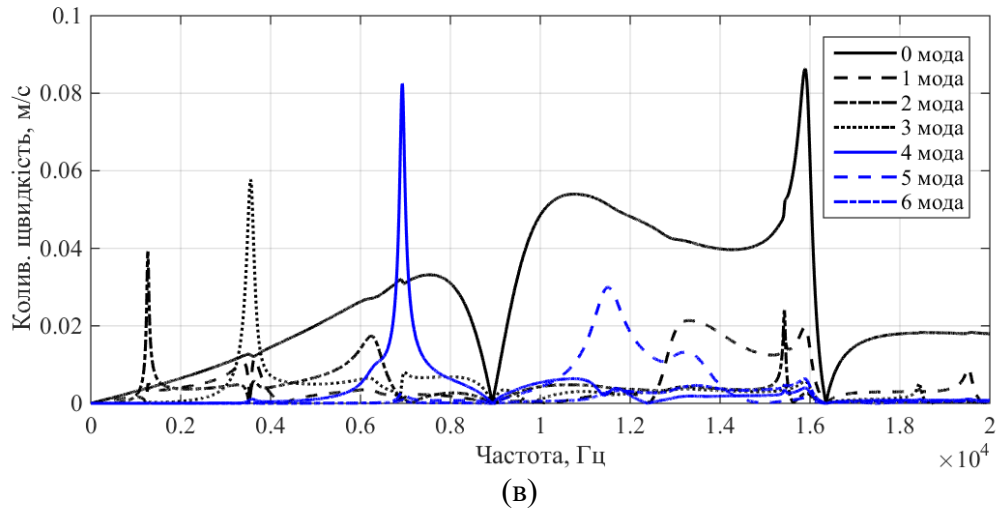


Рис. 2.20 частотні залежності амплітуд радіальних швидкостей мод коливань центра вільної від екрана поверхні компенсованого випромінювача з екраном $\varphi_0 = 150^\circ$ для $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 1,0$ (а), 0,8 (б), 0,5 (в), $r_3 - r_2 = 0,005$ м.

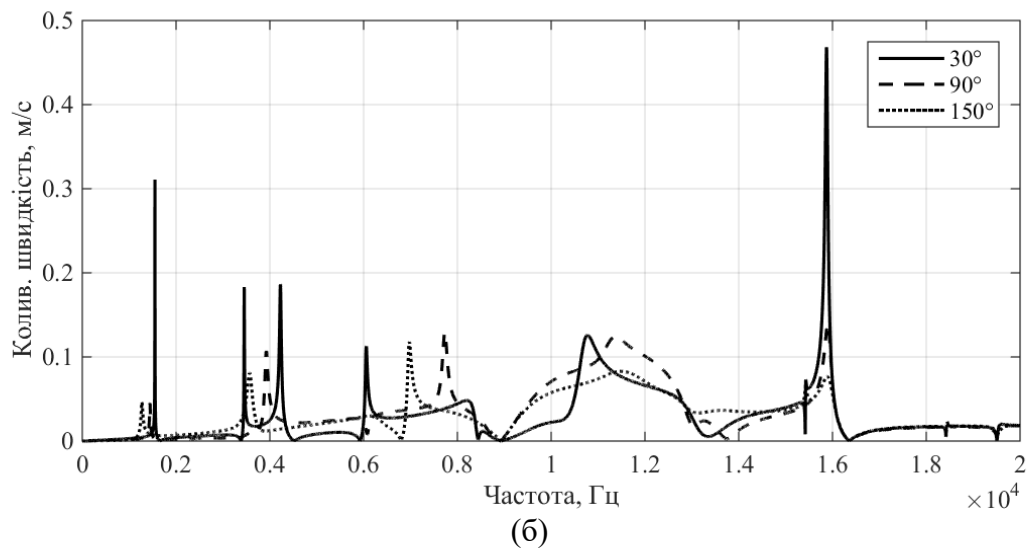
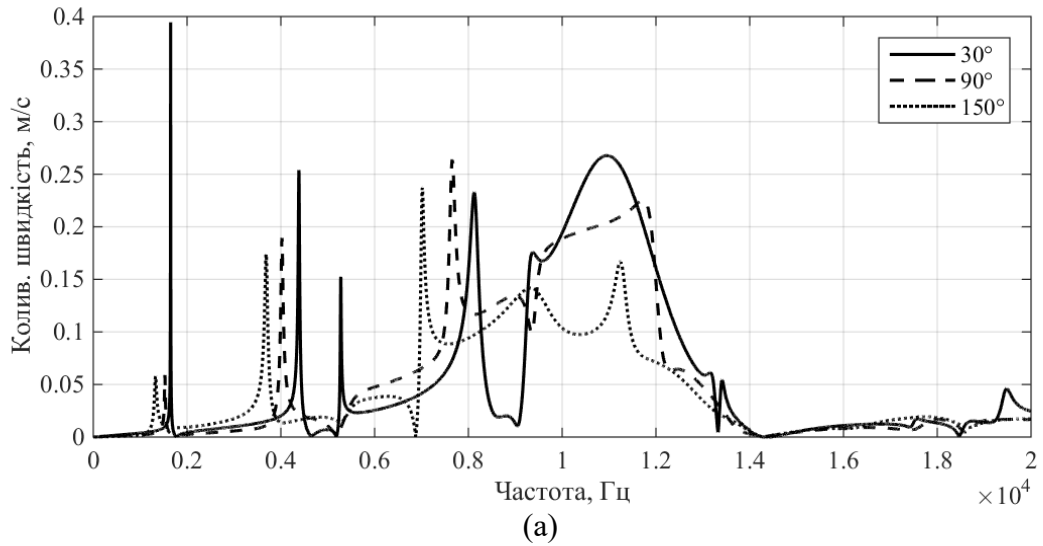


Рис. 2.21. Частотні залежності амплітуд радіальної швидкості коливань центра вільної від екрана поверхні компенсованого випромінювача з екраном $\varphi_0 = 30^\circ, 90^\circ, 150^\circ$ для $r_3 - r_2 = 0,025$ м і $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 1,0$ (а), 0,5 (б).

Аналіз кутових залежностей швидкостей коливань поверхні компенсованого випромінювача з екраном (рис. 2.23) дозволяє сформулювати ряд висновків. По-перше, незалежно від кута екранування на частоті основного резонансних фаза коливань майже не залежить від кута спостереження. По-друге, для всіх частот резонансних викидів амплітуди швидкостей коливань поверхні випромінювача з екраном має хвилеподібний характер, причому із збільшенням частоти різниця між амплітудами в максимумах і мінімумах коливань збільшується. По-третє, в більшості випадків амплітуди коливань поверхні випромінювача під екраном мають більш високі значення, ніж без нього.

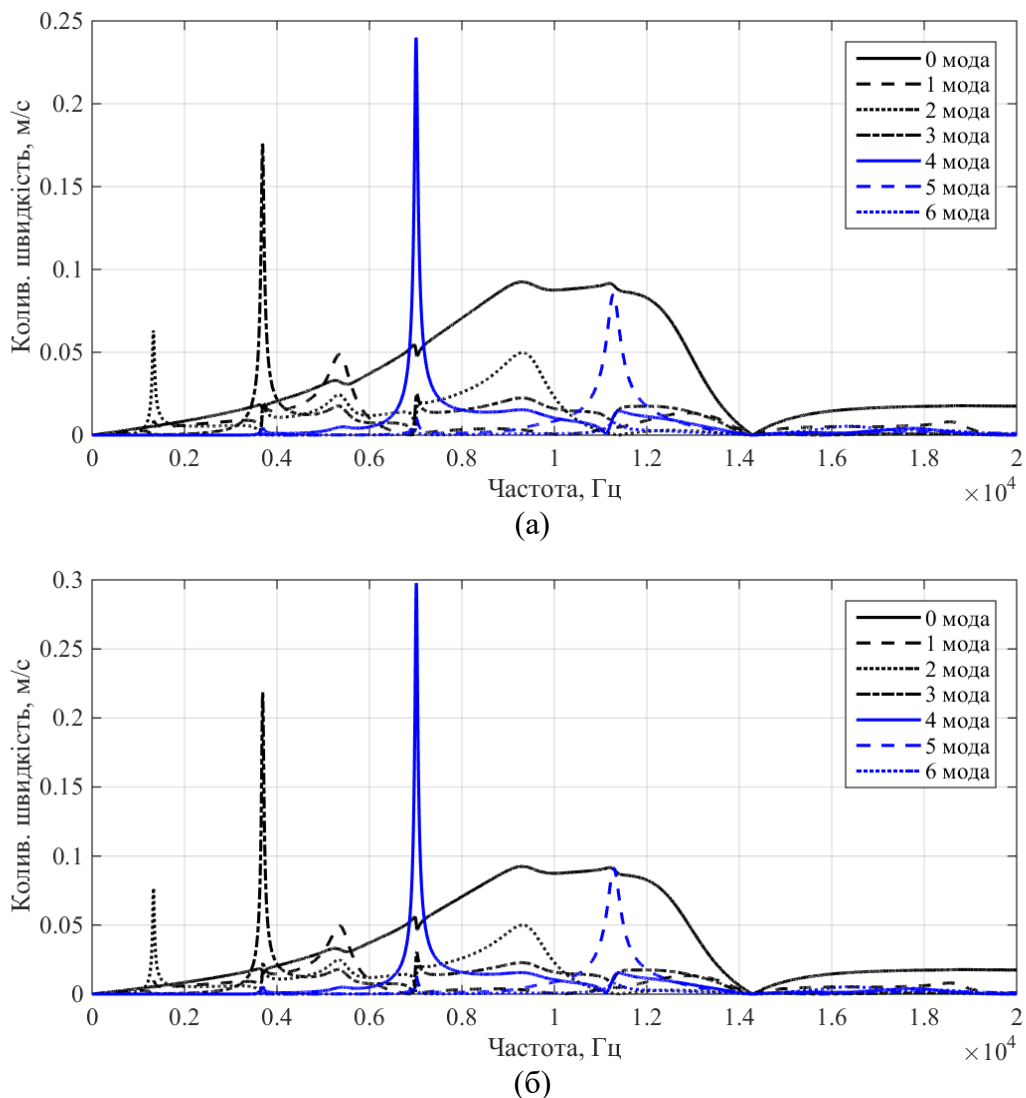


Рис. 2.22. Частотні залежності амплітуд радіальної швидкості мод коливань центра вільної від екрана поверхні компенсованого випромінювача з екраном $\varphi_0 = 150^\circ$ для $r_3 - r_2 = 0,025$ м (а), 0,05 м (б) і $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 1,0$.

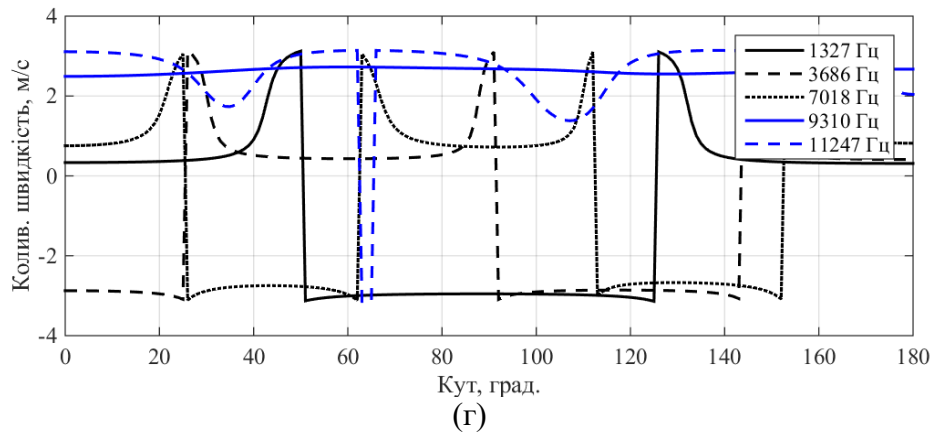
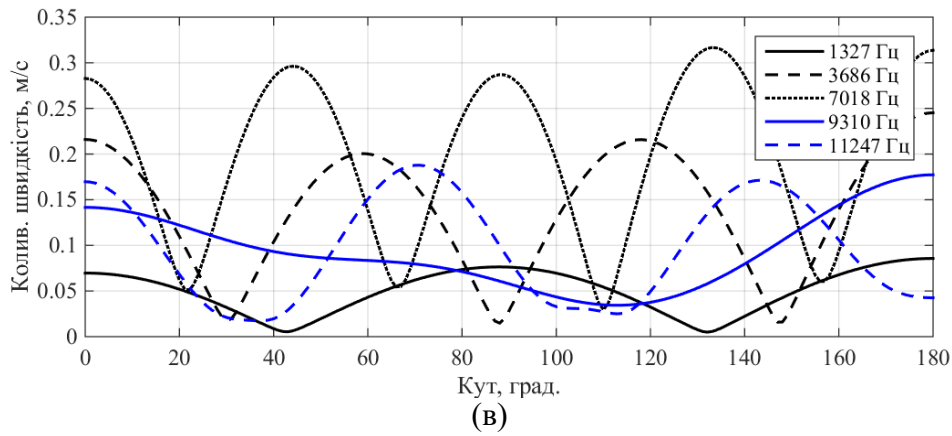
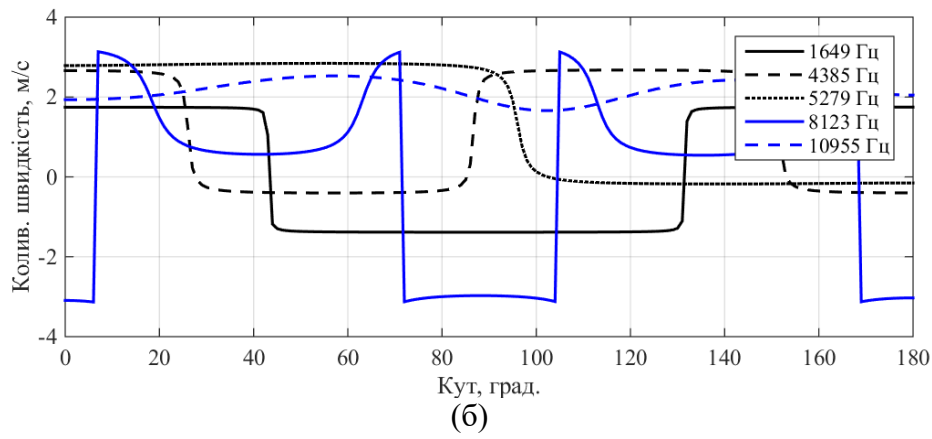
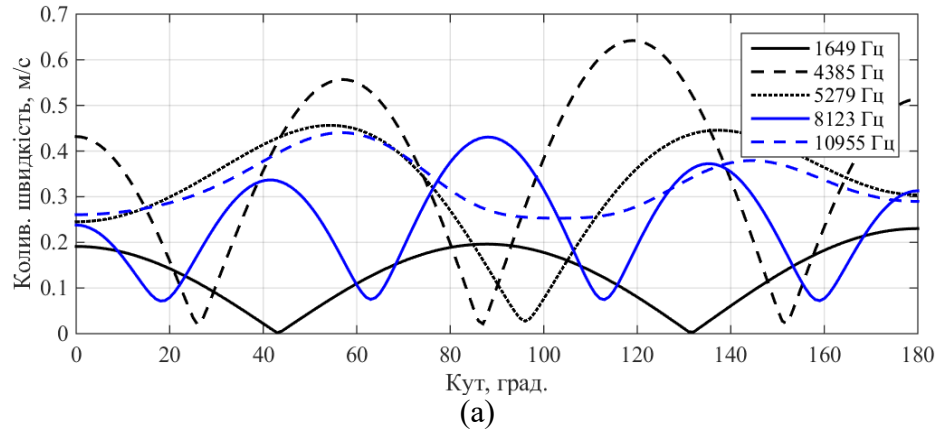


Рис. 2.23. Кутові залежності амплітуд (а, в) та фаз (б, г) радіальних швидкостей коливань поверхні компенсованого випромінювача з екраном $\varphi_0 = 30^\circ$ (а, б), 150° (в, г) при $r_3 - r_2 = 0,05\text{ м}$ на частотах додаткових резонансів для $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 1,0$.

На завершення цієї теми розглянемо граничний випадок, коли $\varphi_0 = \pi$ і незамкнутий кільцевий шар вироджується в стрічку 2, товщина якої прямує до нуля (рис. 2.24). Його практичний інтерес полягає в тому, що, по-перше, вся ефективна поверхня випромінювача 1 взаємодіє з оточуючим середовищем і навантажується реакцією цього середовища на поширення в ньому звукових хвиль, і, по-друге, наявність акустичного екрану у вигляді тонкої стрічки, який в цьому випадку відіграє роль акустично м'якого розсіювача хвиль, формує також певну односторонню направленість випромінювання.

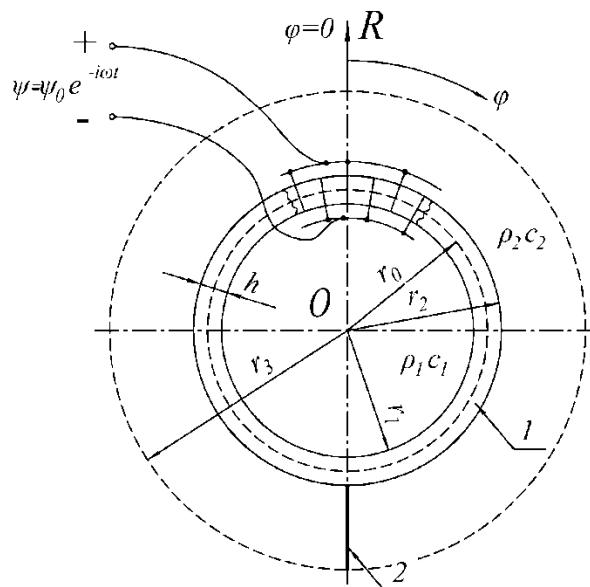


Рис. 2.24. Нормальний переріз випромінювача з екраном у вигляді стрічки.

Результати розрахунків частотних залежностей амплітуд і фаз радіальних швидкостей неекранованої зовнішньої поверхні випромінювачів та амплітуд перших шести мод цих швидкостей представлені відповідно на рис. 2.25 і 2.26. Аналіз кривих рис. 2.25 дозволяє встановити наступне. Перш за все відмітимо, що частотні залежності радіальних коливальних швидкостей випромінювачів силової та компенсованої конструкцій близькі за формою в області частот до резонансу нульової моди коливальних вакуумованої п'єзокерамічної оболонки випромінювача (~ 9000 Гц) і суттєво відрізняються після цього резонансу. При цьому в представлених

залежностях також можливо умовно виділити три області. В першій області коливальні швидкості випромінювачів різних конструкцій достатньо швидко зменшуються із зменшенням частоти ω , що цікаво, ці швидкості стають близькими за величиною для всіх випромінювачів незалежно від їх конструктивного виконання. Як вже було визначено, це пов'язано з тим, що коливальні швидкості випромінювачів різної конструкції повністю визначаються власними механічними імпедансами оболонок, які однакові у всіх розглянутих випромінювачів.

У другій, резонансній, області власні механічні імпеданси оболонок порівняні з імпедансами випромінювачів і значну роль починають відігравати реакції внутрішніх і зовнішніх середовищ. Тому в цій області коливальні швидкості випромінювачів різного конструктивного виконання значно відрізняються між собою. На окремих частотах цієї області модулі коливальних швидкостей різних за конструкцією випромінювачів можуть відрізнятися в 5-10 раз (рис. 2.25 а), а значення частот, де фазова характеристика приймає значення нуль у всіх перетворювачів різні (рис. 2.25 б). В третій області на високих частотах зменшення коливальних швидкостей із зростом частоти обумовлено збільшенням власного механічного імпедансу п'єзокерамічної оболонки випромінювачів різних конструкцій, який в цій області має інерційний характер. Тут також спостерігається тенденція до вирівнювання швидкостей, але не так швидко як в першій області, оскільки дійсна частина імпеданса випромінювача зростає з частотою, а роль реакції зовнішнього і внутрішнього середовища випромінювача являється більш вагомим, аніж в першій області.

Повертаючись до аналізу частотних залежностей коливальних швидкостей випромінювачів з різним конструктивним виконанням в першій області (рис. 2.25 а) слід звернути увагу на те, що і в цьому граничному випадку має місце поява в них ряду вузькосмугових викидів, амплітуди швидкостей яких в декілька разів перевищують амплітуду швидкості коливань оболонки без екрану на цих частотах. При цьому ці викиди

зумовлені появою додаткових резонансів, про що свідчить перехід через нуль (рис. 2.25 б) фазових характеристик цих випромінювачів. Оскільки частоти цих викидів значно не відрізняються між собою для випромінювачів силової та компенсованої конструкцій, то напрошується раніше зроблений висновок про те, що всі вони обумовлені реакцією зовнішнього середовища, яке в свою чергу визначається появою в конструкції випромінювача плоского акустично м'якого екрану, розташованого у діаметральній площині випромінювача.

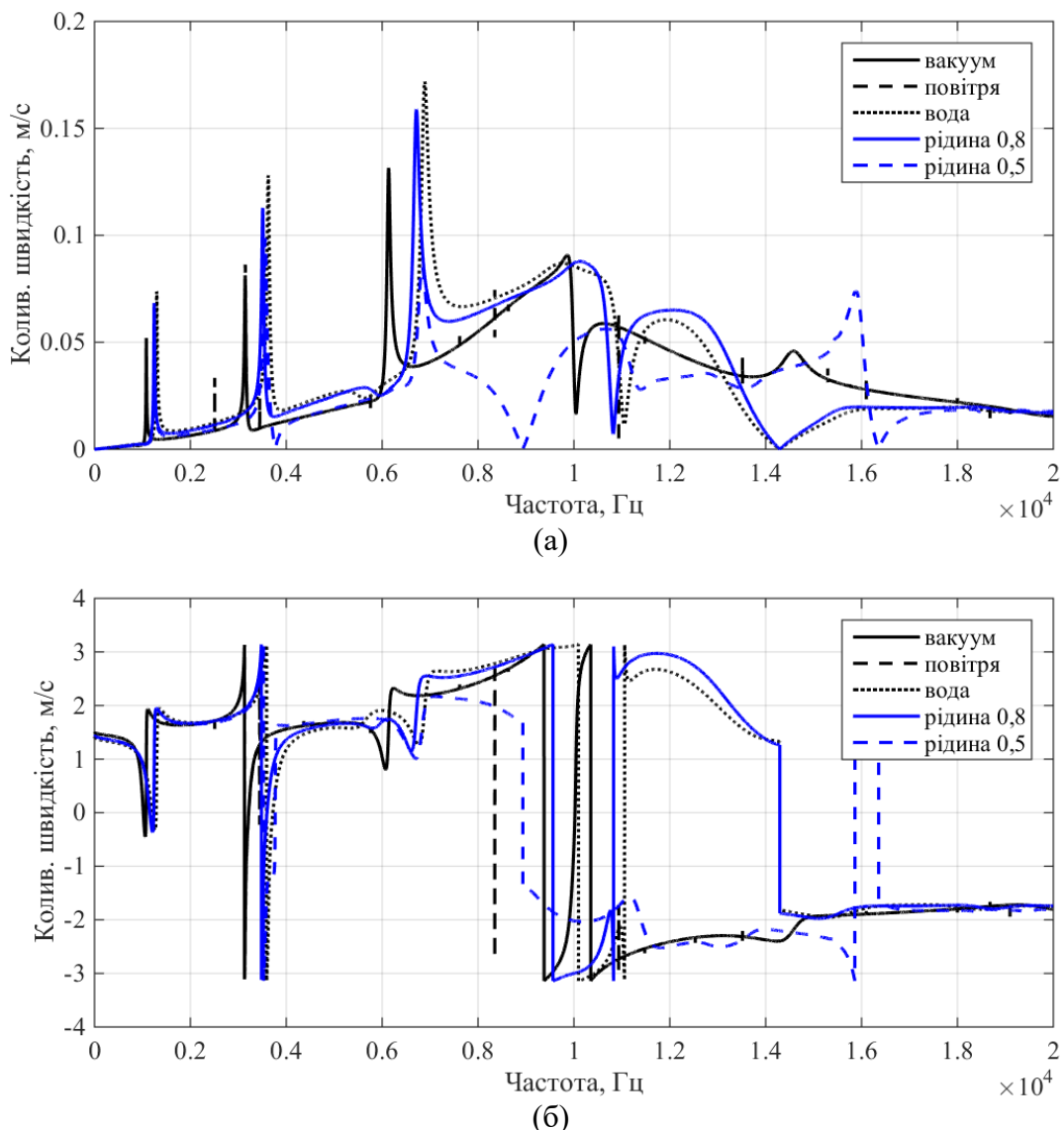


Рис. 2.25. Частотні залежності амплітуд (а) та фаз (б) коливальних швидкостей центра вільної від екрана поверхні випромінювачів силової та компенсованої конструкцій.

Така реакція середовища викликана в тому числі і формуванням на поверхні випромінювача резонуючого об'єму, утвореного його випромінюючою

поверхнею та бічними поверхнями акустичного екрану. Приєднана маса цього об'єму і пружність п'єзокерамічної оболонки випромінювача і утворюють резонуючі контури.

Аналіз фазових характеристик коливальних швидкостей випромінювачів з різним конструктивним виконанням (рис. 2.25 б) показує багаторазове перетинання ними осі абсцис. Частоти, на яких це відбувається, являються власними частотами системи «внутрішнє середовище – керамічна оболонка – акустично м'який екран – зовнішнє середовище». Таким чином, введення в склад випромінювача крім п'єзокерамічної оболонки плоского акустично м'якого екрану і розташування його в діаметральній площині випромінювача призводить, як і в інших випадках, до розширення і збагачення спектру власних частот випромінювача.

Для того, щоб зрозуміти причини такого поведіння розглянутих випромінювачів, звернемося до рис. 2.26, на якому зображено частотні залежності перших п'яти мод радіальних швидкостей коливань випромінювачів. Всі інші моди збуджуються слабше і їх амплітуди малі порівняно з першими п'ятьма. Аналіз приведених кривих показує, що на відміну від радіально симетричної системи, якою являється п'єзокерамічна оболонка і в якій збуджується лише одна нульова форма власних коливань і тому існує один резонанс оболонки, в системі з порушеною симетрією, якою є випромінювач з плоским екраном, з'являються наступні моди, порівняні по амплітуді із пульсуючою. Таким чином, в даному випадку відбувається ефективний перерозподіл енергії, яка вводиться у випромінювач на пульсуючій моді, між наступними формами коливань. Як вже відмічалось вище, всі резонансні частоти випромінювачів із різним конструктивним виконанням визначаються взаємодією мас і пружностей оболонки випромінювача і середовища у внутрішньому об'ємі випромінювача, а також приєднаної маси і пружності шару зовнішнього середовища.

Для завершення дослідження проаналізуємо кутове розподілення амплітуд та фаз коливальних швидкостей випромінювачів на резонансах

окремих мод (рис. 2.27) і з різним конструктивним виконанням (рис. 2.28). Аналіз кривих рис. 2.27 дозволяє встановити ряд цікавих фактів. По-перше, серед енергетично активних мод відсутня осцилююча мода. По-друге, кутове розподілення як амплітуд, так і фаз радіальних швидкостей характеризуються значною неоднорідністю. І по-третє, для всіх коливань радіальні швидкості в точках поверхні випромінювача, що примикають до акустично м'якого екрану, являються найбільшими по амплітуді. Такою ж неоднорідністю кутового розподілення амплітуд та фаз і збільшенням амплітуд швидкості в точках, що примикають до екрану, характеризуються і радіальні швидкості коливань випромінювачів (рис. 2.28).

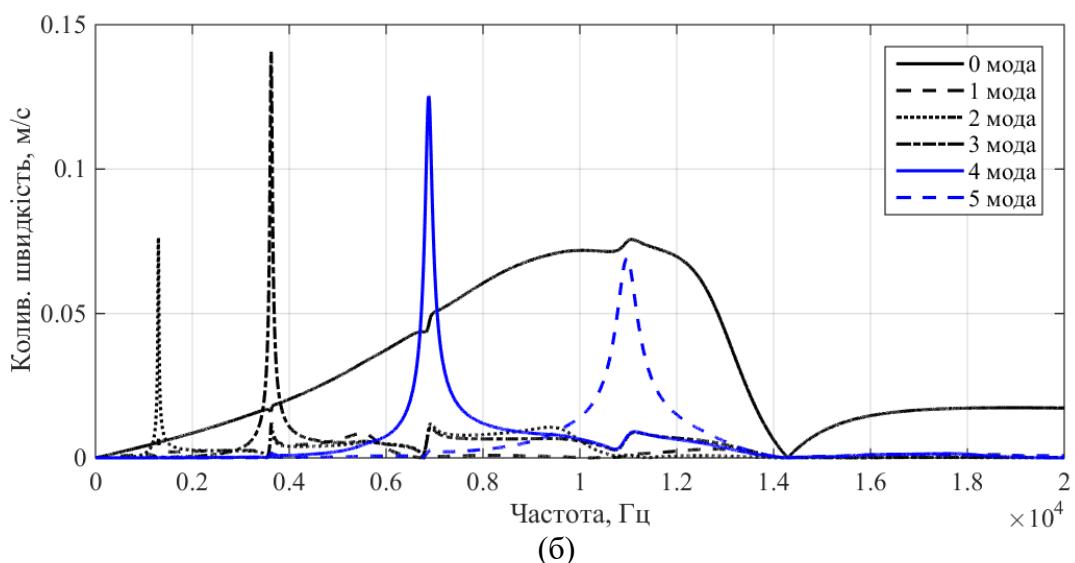
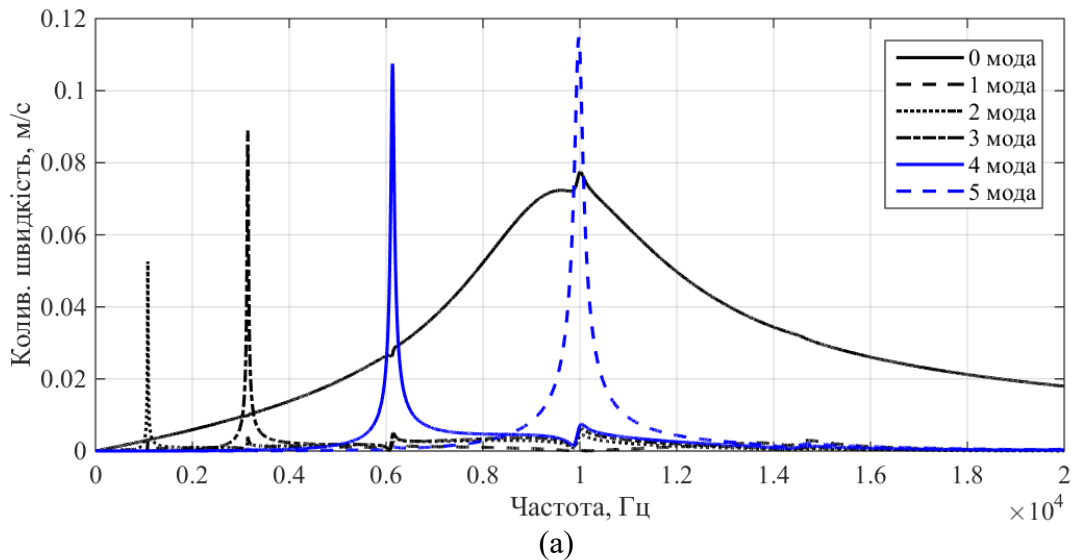


Рис. 2.26. Частотні залежності амплітуд перших шести мод радіальних коливань випромінювачів силової (а) та компенсованої (б) конструкцій.

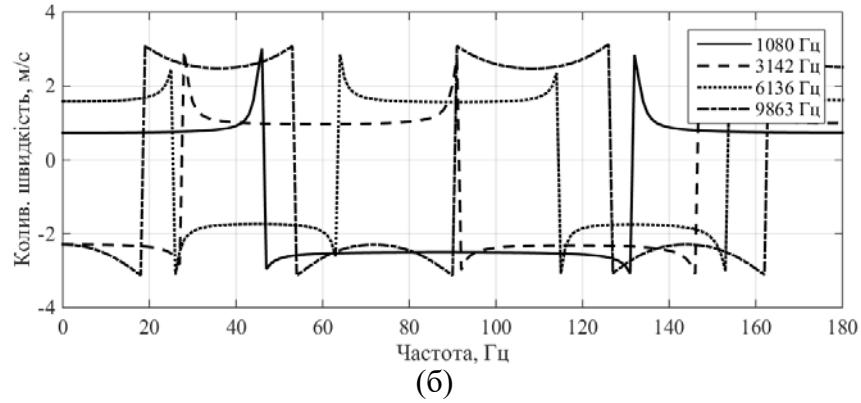
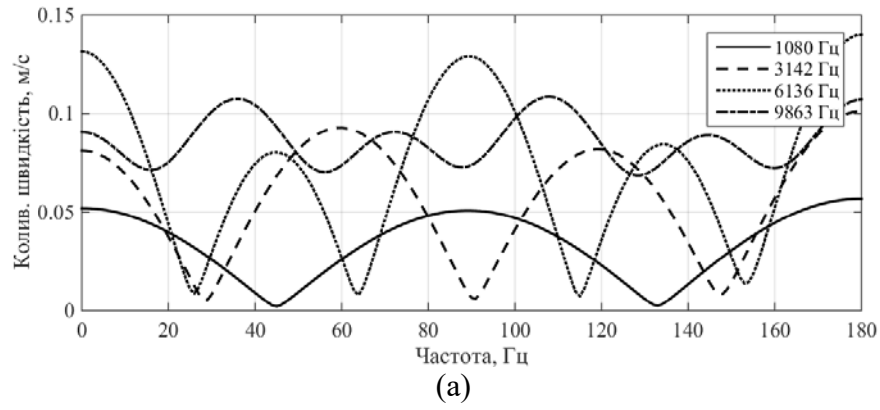


Рис. 2.27. Кутове розподілення амплітуд (а) та фаз (б) коливальних швидкостей вакуумованого випромінювача з екраном в діаметральній площині на частотах додаткових резонансів в першій та другій областях.

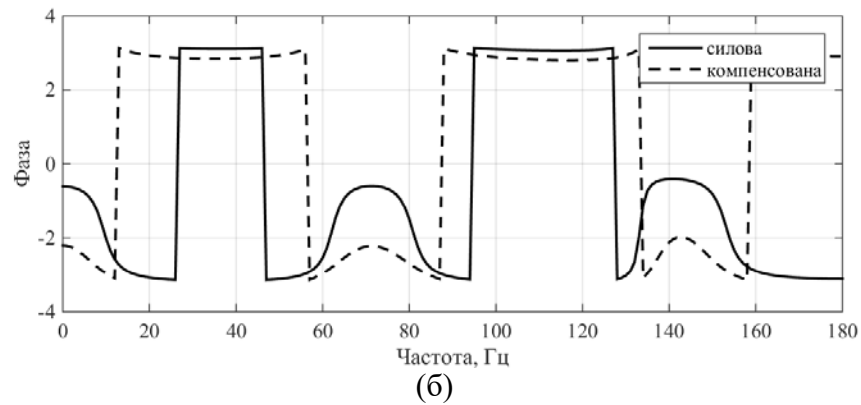
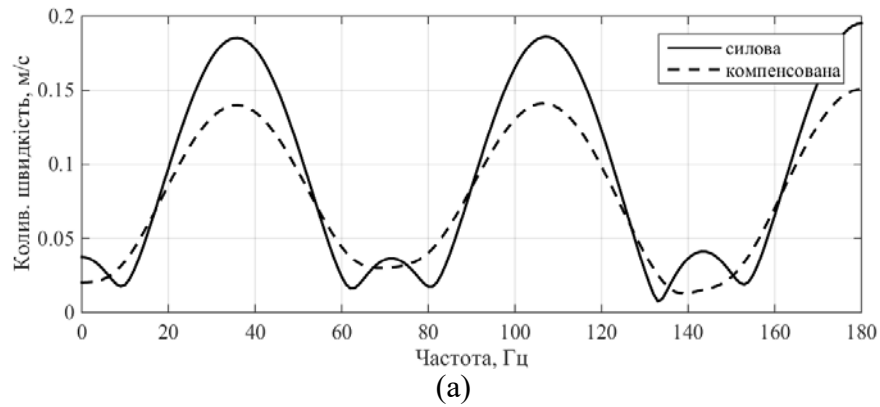


Рис. 2.28. Кутове розподілення амплітуд (а) та фаз (б) коливальних швидкостей антен з випромінювачами силової та компенсованої конструкції на частотах пульсуючих коливань оболонки випромінювача.

2.4. Властивості механічних полів випромінювачів з екраном в залежності від складу застосованої в конструкції п'єзокераміки та її поляризації.

До цього часу при виконанні досліджень по впливу особливостей конструктивного виконання екранованих випромінювачів на їх механічні поля основна увага була присвячена типу конструкції – силовому чи компенсованому, та конфігурації та розмірам акустичного екрана. Дослідимо тепер цей вплив в залежності від особливостей виконання конструкції активного елемента випромінювача – його п'єзокерамічної оболонки. В першу чергу це стосується складу застосованої п'єзокераміки та характеру її поляризації.

Як і раніше, визначимо частотні та кутові залежності радіальної швидкості коливань точок поверхні оболонки екранованого випромінювача при зміні складу та характеру поляризації п'єзокерамічної оболонки. Для цього чисельні експерименти виконувалися для наступних значень конструктивних характеристик випромінювачів: складу п'єзокераміки – ЦТС-19 і ТБК-3; $r_0 = 0,068$ м; $h = 0,008$ м; $r_3 - r_2 = 0,005$ м; $0,025$ м; $0,05$ м; $\varphi_0 = 30^\circ, 90^\circ, 150^\circ$; $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0; 1$; поляризація – окружна та радіальна; дані по характеристикам матеріалів наведені в табл. 2.1.

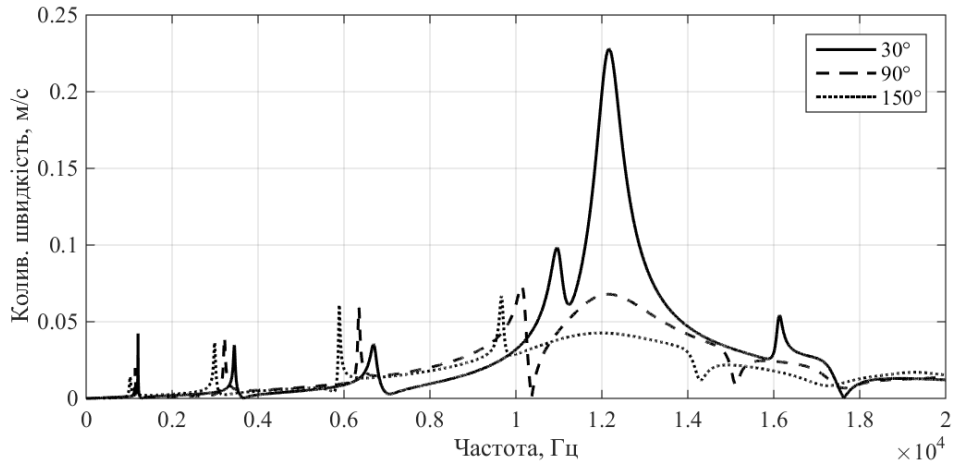
Систематизовані результати аналізу широких числових експериментів шуканих залежностей для окружної поляризації представлені на рис. 2.29 – 2.33, а для радіальної поляризації – на рис. 2.34 – 2.38.

Аналіз кривих рис. 2.29 та 2.10 свідчить про те, що в низькочастотній області від зміни складу п'єзокераміки характер поведінки частотної залежності коливальної швидкості не змінюється. Суттєві зміни одержали лише кількісні значення амплітуд. Така ж поведінка радіальної швидкості має місце і в області високих частот. Як і очікувалося, найбільші зміни відбуваються в резонансній області. Оскільки різні складу п'єзокераміки мають різні п'єзоелектричні характеристики, то в першу чергу змінюються

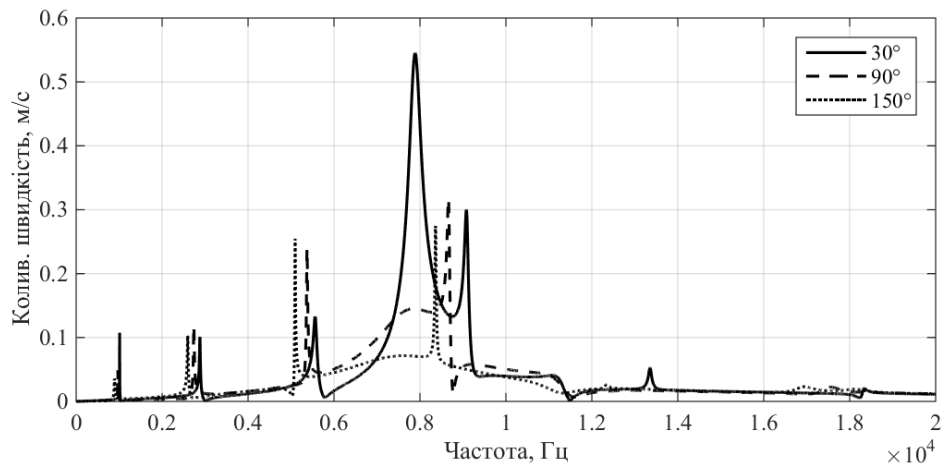
резонансні частоти одинарних оболонки та ефективність перетворення ними електричної енергії в механічну. При цьому вплив конфігурації екрану на ефективність перетворення енергії залишається без змін. При великих кутах екранування при будь-яких складах п'єзокераміки має місце найбільш ефективне перетворення енергії. При зменшенні кута екранування амплітуди коливальних швидкостей суттєво (в 3-6 разів) зменшуються. В той же час смуга резонансних частот значно розширюється, оскільки збільшується навантаження випромінювача оточуючим зовнішнім середовищем.

Збільшення товщини екрану при будь-яких складах п'єзокераміки (рис. 2.30, 2.14) практично не впливає на ефективність перетворення енергії в резонансній та високочастотній областях. Водночас в низькочастотній області ця зміна суттєво (в 1,5-8 разів) збільшує амплітуди резонансних викидів, причому, величина збільшення цих викидів зростає з використанням більш ефективного складу п'єзокераміки. Одночасно з цим резонансні частоти цих викидів мало залежать від складу п'єзокераміки оболонки.

Цікавою є реакція випромінювача компенсованої конструкції на зміну складу п'єзокераміки його оболонки без зміни характеру її поляризації (рис. 2.31, 2.18). Аналіз наведених кривих свідчить про те, що при малих кутах екранування частотні залежності радіальної швидкості при зміні складу п'єзокераміки обумовлюють зміну лише амплітудних значень без практичної зміни форми частотної залежності у всьому частотному діапазоні. При цьому менш ефективній п'єзокераміці (ТБК-3) відповідають суттєво (в 3-4 рази) менші значення амплітуд коливальних швидкостей. В той же час при великих кутах екранування ($\varphi_0 = 30^\circ$) зміна складу п'єзокераміки обумовлює суттєву зміну і амплітуд, і характеру частотної залежності коливальної швидкості у всьому діапазоні частот.

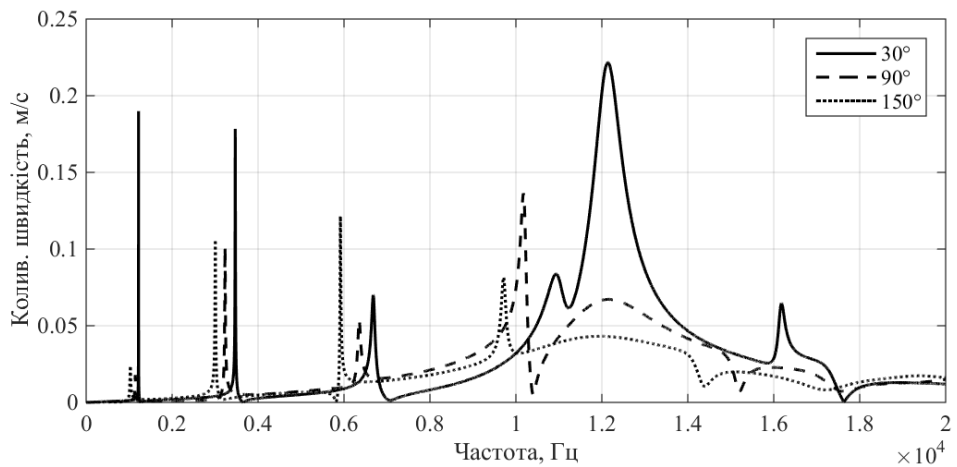


(a)

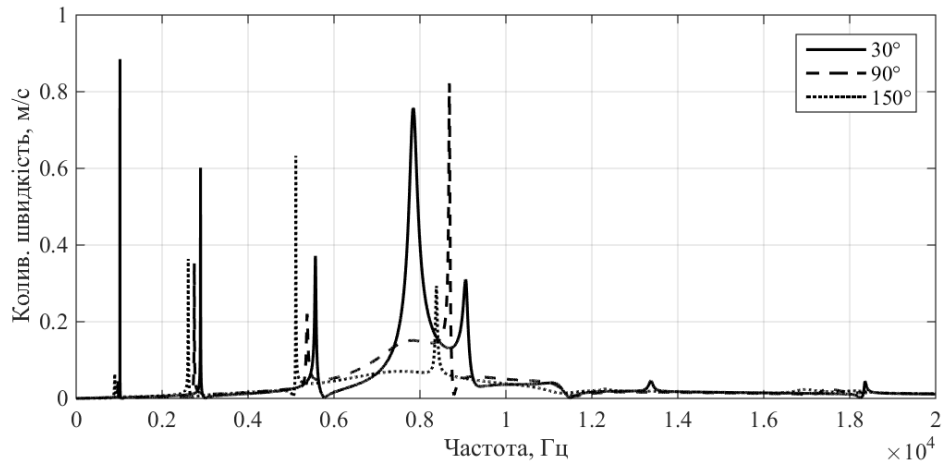


(б)

Рис. 2.29. Частотні залежності амплітуди радіальних швидкостей центра вільної від екрану поверхні силового випромінювача з окружною поляризацією з екраном $\varphi_0 = 30^\circ, 90^\circ, 150^\circ$ для складів п'єзокераміки ТБК-3 (а) і ЦТС-19 (б), $r_3 - r_2 = 0,005$ м і $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0$.

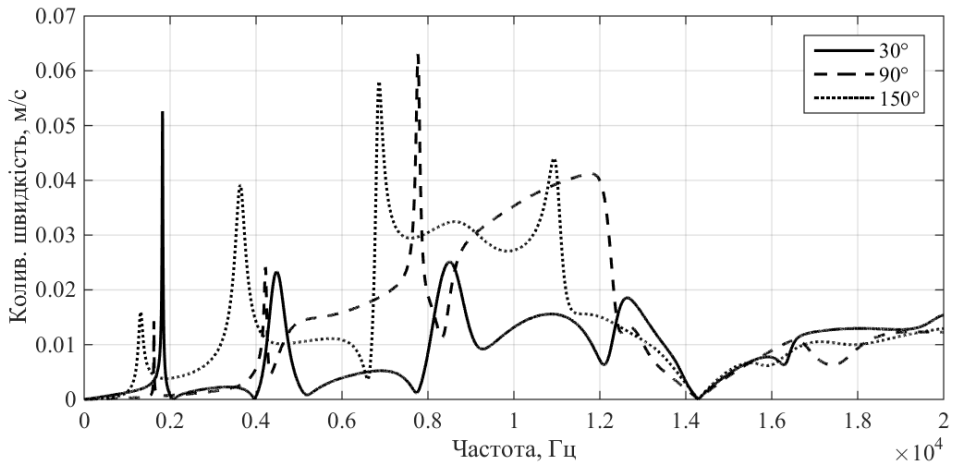


(a)

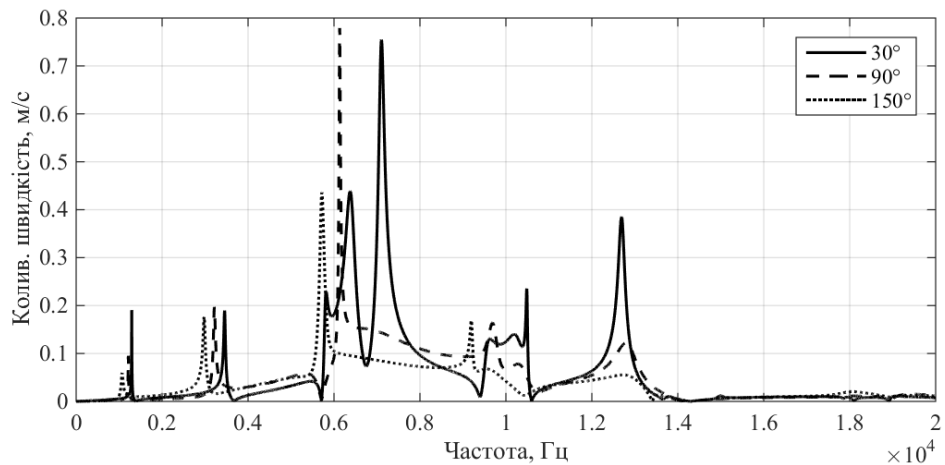


(б)

Рис. 2.30. Частотні залежності амплітуд радіальних швидкостей центра вільної від екрану поверхні силового випромінювача з окружною поляризацією з екраном $\varphi_0 = 30^\circ$, 90° , 150° для складів п'єзокераміки ТБК-3 (а) і ЦТС-19 (б), $r_3 - r_2 = 0,05$ м і $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0$.



(а)



(б)

Рис. 2.31. Частотні залежності амплітуд радіальних швидкостей центра вільної від екрану поверхні компенсованого випромінювача з окружною поляризацією з екраном $\varphi_0 = 30^\circ$, 90° , 150° для складів п'єзокераміки ТБК-3 (а) і ЦТС-19 (б), $r_3 - r_2 = 0,005$ м і $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 1$.

Зміна складу п'єзокераміки оболонки екранованого випромінювача не змінює характеру несиметричності його конструкції, що обумовлює перерозподіл енергії, яка «закачується» в випромінювач на нульовій моді коливань, між новими генерованими формами коливань. Разом із цим заміна складу п'єзокераміки з відповідними змінами їх електрофізичних констант обумовлює наступне. По-перше, змінюється резонансна частота та характерчастотної залежності амплітуди коливальної швидкості самої п'єзокерамічної оболонки випромінювача. По-друге, змінюються значення частот резонансних викидів системи «зовнішнє середовище – чаша, що утворена екраном, – п'єзокерамічна оболонка – внутрішнє середовище». Ці зміни обумовлені змінами модулів пружності різних складів п'єзокераміки, оскільки всі інші характеристики залишаються незмінними і якщо для складів ЦТБС–3 і ТБК–3 модулі пружності при окружній поляризації близькі по своїм значенням, то і частоти резонансних викидів, які, як уже було встановлено, визначаються відповідними заново генерованими модами коливань, мало відрізняються між собою. Саме це демонструє аналіз кривих рис. 2.32, 2.16 та 2.2. Аналіз кутових залежностей амплітуд та фаз радіальних швидкостей (рис. 2.33, 2.3, 2.23) при заміні складів п'єзокераміки оболонки випромінювача, але збереженні її окружної поляризації, свідчить про те, що хвильовий характер зміни їх амплітуд зберігаються повністю. В області низьких частот для всіх складів п'єзокераміки він близький до однакового для всіх значень кутів. Із збільшенням частот хвилеподібність нарощується, досягаючи найбільших перепадів при високих частотах. Одночасно слід зауважити, що оскільки поява резонансних викидів є наслідком генерації нових мод коливань і кожен з цих викидів пов'язаний з конкретною новою модою коливань, то наведені кутові залежності амплітуд і фаз радіальної швидкості коливань випромінювача є кутовими розподілами амплітуд коливальних швидкостей цих мод. Збільшення густини середовища у внутрішній порожнині випромінювача, результатом якого є зміна типу

випромінювача з силового на компенсований, обумовлює зменшення нерівномірності розподілу амплітуд коливальних швидкостей.

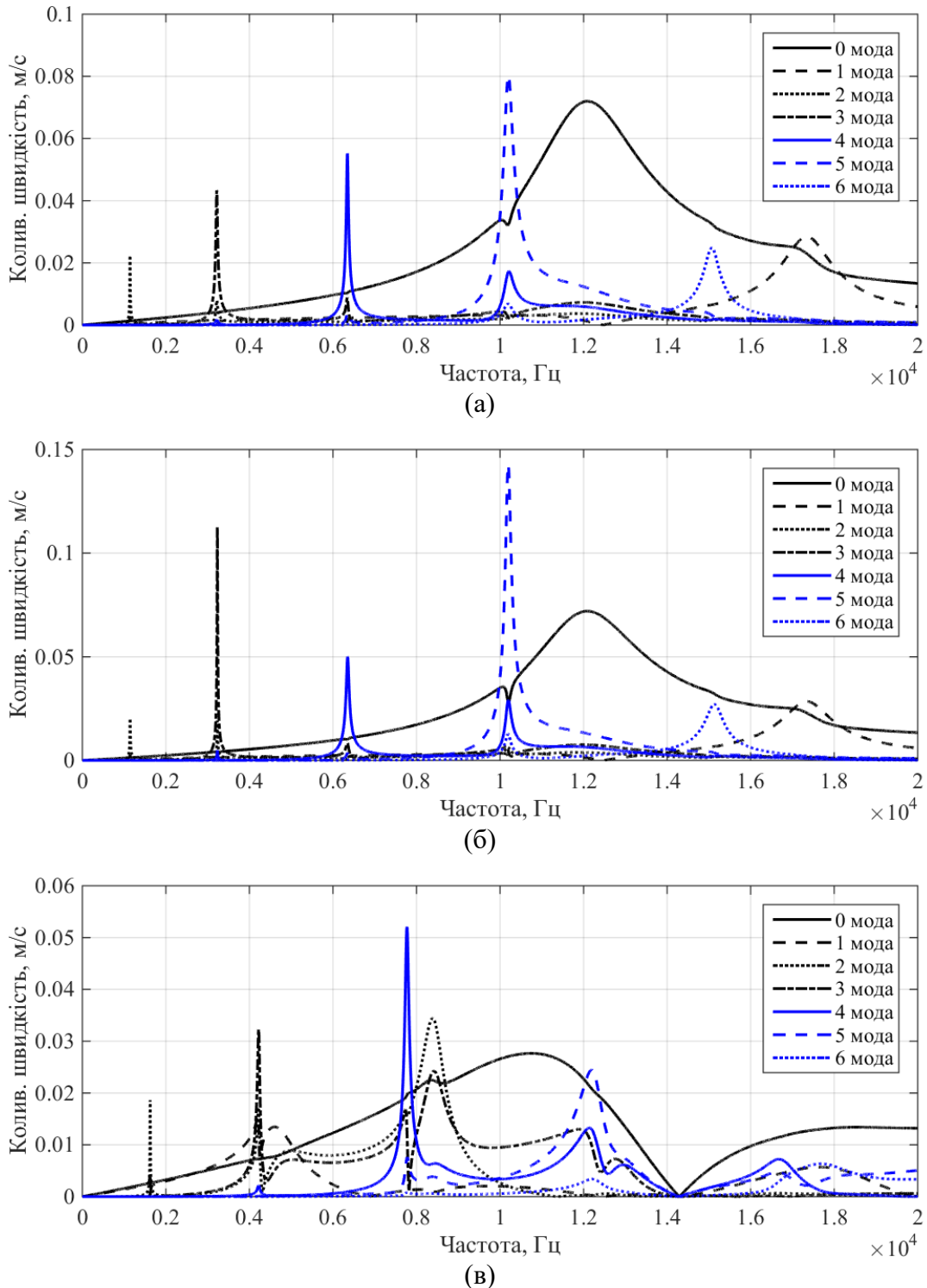


Рис. 2.32. Частотні залежності амплітуд радіальних швидкостей мод коливань центра вільної від екрана поверхні силового (а, б) та компенсованого (в) випромінювачів з окружною поляризацією для ТБК-3, $\varphi_0 = 90^\circ$; $r_3 - r_2 = 0,005$ м (а, в); $0,05$ м (б).

Дослідимо тепер, як впливає на механічні поля випромінювачів з екраном зміна окружної поляризації п'єзокерамічної оболонки випромінювача на радіальну поляризацію. Зауважимо при цьому, що при інших рівних умовах для всіх складів п'єзокераміки п'єзомодулі для цих поляризацій відрізняються практично більше ніж в 2 рази, а модулі пружності – для всіх складів близькі між собою при різній поляризації, але суттєво відрізняються для деяких складів, наприклад, для ЦТБС-3 і ЦТС-19. Різниця в п'єзомодулях позначиться на амплітудах коливань, а в модулях пружності – на значеннях резонансних частот як самих п'єзокерамічних оболонок, так пов'язаних з ним коливальних систем. Аналіз частотних залежностей рис. 2.34 і співставлення їх з частотними залежностями рис. 2.29 підтверджує наведені вище припущення. Дійсно, загальний характер поведінки частотних залежностей радіальної швидкості подібний для випромінювачів з окружною і радіальною поляризаціями. Вплив переходу на радіальну поляризацію полягає в ряді факторів. По-перше, має місце зменшення більш ніж в 2 рази амплітуд коливальних швидкостей. По-друге, в залежності від значення модуля пружності, який визначає пружні властивості п'єзокерамічної оболонки, змінюються всі резонансні частоти коливальної системи випромінювача з екраном. Якщо для складів п'єзокераміки ЦТБС-3 і ТБК-3 ці зміни в значеннях C_{11}^E і C_{33}^E не значні, то порівняно з ними значення C_{11}^E і C_{33}^E для ЦТС-19 зменшуються приблизно в 1,5 рази. Це відразу позначається на частотних залежностях амплітуд радіальної швидкості (рис. 2.34 в), а саме, всі резонансні частоти зміщуються по осі частот вліво. Як вже відмічалось, фізичною причиною встановлених особливостей в поведінці наведених частотних залежностей є суттєве збільшення пружності п'єзокерамічної оболонки, утвореної зі складу ЦТС-19. При цьому вплив конфігурації екрана залишається незмінним при різних поляризаціях п'єзокерамічної оболонки випромінювачів.

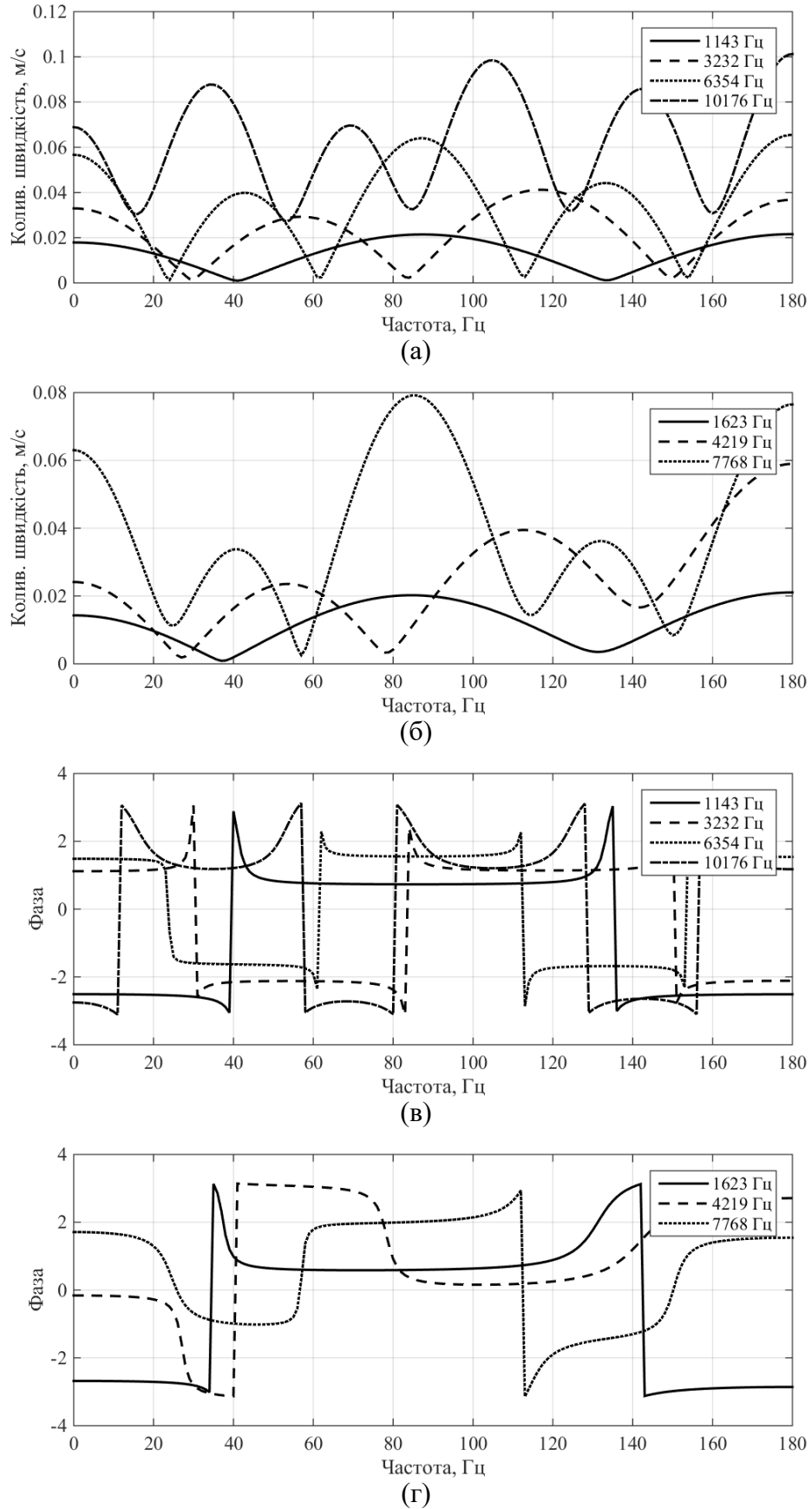


Рис. 2.33. Кутові залежності амплітуд (а, б) та фаз (в, г) радіальних швидкостей коливань поверхонь випромінювачів з окружною поляризацією силової (а, в) та компенсованої (б, г) конструкцій випромінювачів із ТБК-3 для $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0$ (а, в); 1 (б, г); $\varphi_0 = 90^\circ$; $r_3 - r_2 = 0,005$ м на частотах резонансних викидів.

В той же час збільшення товщини екрана при радіальній поляризації оболонки екранованого випромінювача більш суттєво впливає на його механічне поле, ніж при окружній поляризації. Про це свідчить аналіз кривих рис. 2.34 і 2.35 і співставлення їх з графіками рис. 2.29 і 2.30. Особливо суттєві зміни мають місце в низькочастотній області, де резонансні частоти викидів амплітуд практично не змінюються, але амплітуди цих викидів можуть досягати значень, сумірних зі значеннями амплітуд швидкостей в резонансній області. Більше того, для складу п'єзокераміки ЦТС-19 амплітуди резонансних викидів в низькочастотній області суттєво перевищують резонансні амплітуди в резонансній області.

Перехід від силової конструкції випромінювачів з радіальною поляризацією до компенсованої (рис. 2.36) в певній мірі змінює механічні поля при великих кутах екранування в більшій мірі ніж при окружній поляризації (рис. 2.6 і 2.31). До того ж ці зміни в значній мірі залежать від складу застосованої п'єзокераміки.

Зміна характеру поляризації п'єзокерамічної оболонки без змін конфігурації випромінювача з екраном впливає на характер поведінки швидкостей мод його коливань, причому ці зміни суттєво відрізняються між собою для випромінювачів силової і компенсованої конструкцій (рис. 2.37, 2.2, 2.7 і 2.32). При радіальній поляризації (рис. 2.37 а) і силовій конструкції випромінювача з екраном кількісний склад мод такий же, як і при окружній поляризації, але співвідношення між амплітудами їх радіальних швидкостей суттєво відрізняються. При радіальній поляризації нульова мода суттєво превалює над іншими модами, але має при цьому значно меншу смугу резонансних частот. І така картина спостерігається і при інших складах п'єзокераміки. Перехід до компенсованої конструкції змінює цей розподіл енергії між модами коливань, наближаючи його до такого, який має місце при окружній поляризації (рис. 2.7 а).

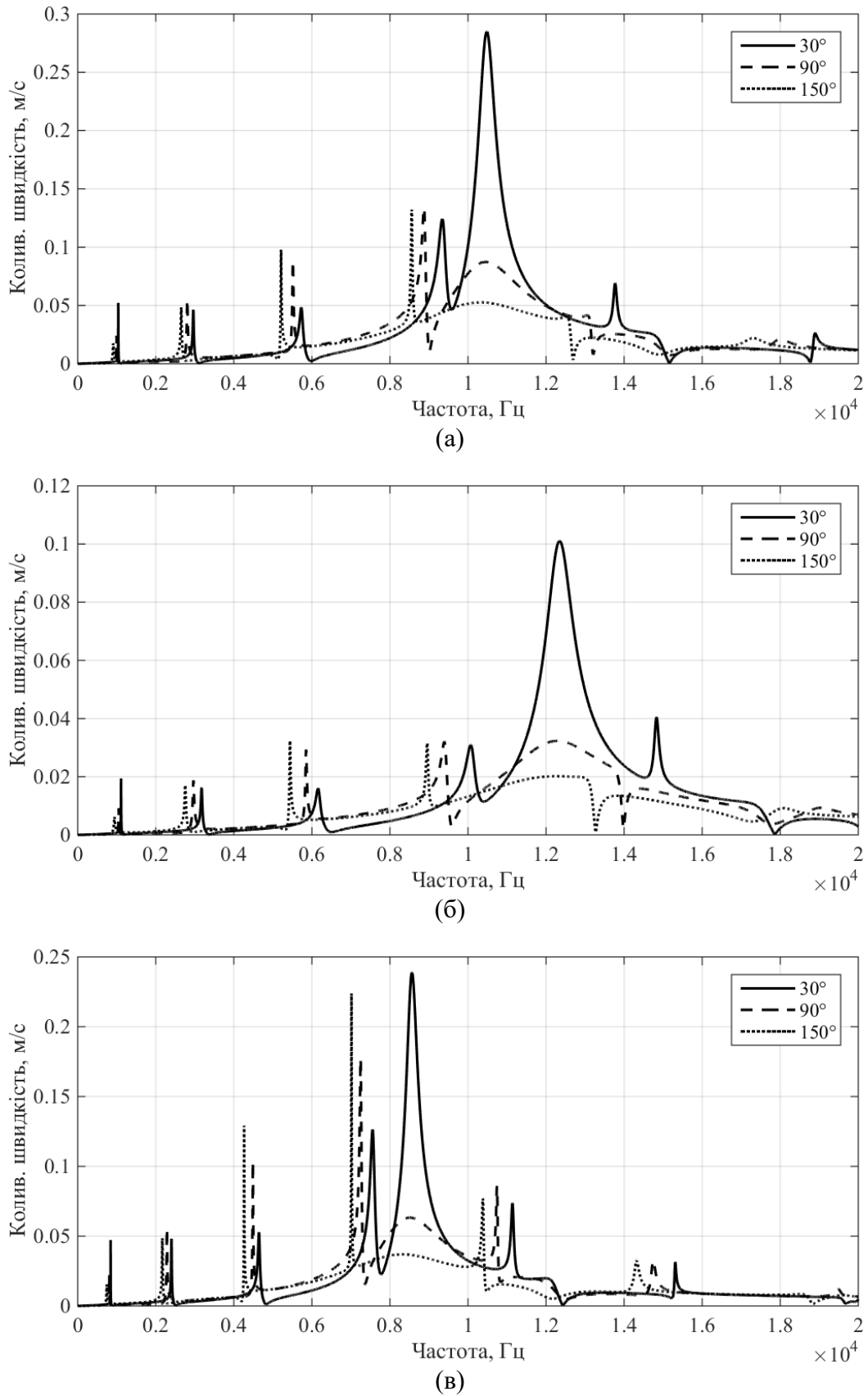


Рис. 2.34. Частотні залежності амплітуд радіальних швидкостей центра вільної від екрана поверхні силових випромінювачів з радіальною поляризацією з екраном $\varphi_0 = 30^\circ, 90^\circ, 150^\circ$ для складів п'єзокераміки ЦТБС-3 (а), ТБК-3 (б), ЦТС-19 (в); $r_3 - r_2 = 0,005$ м; $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0$.

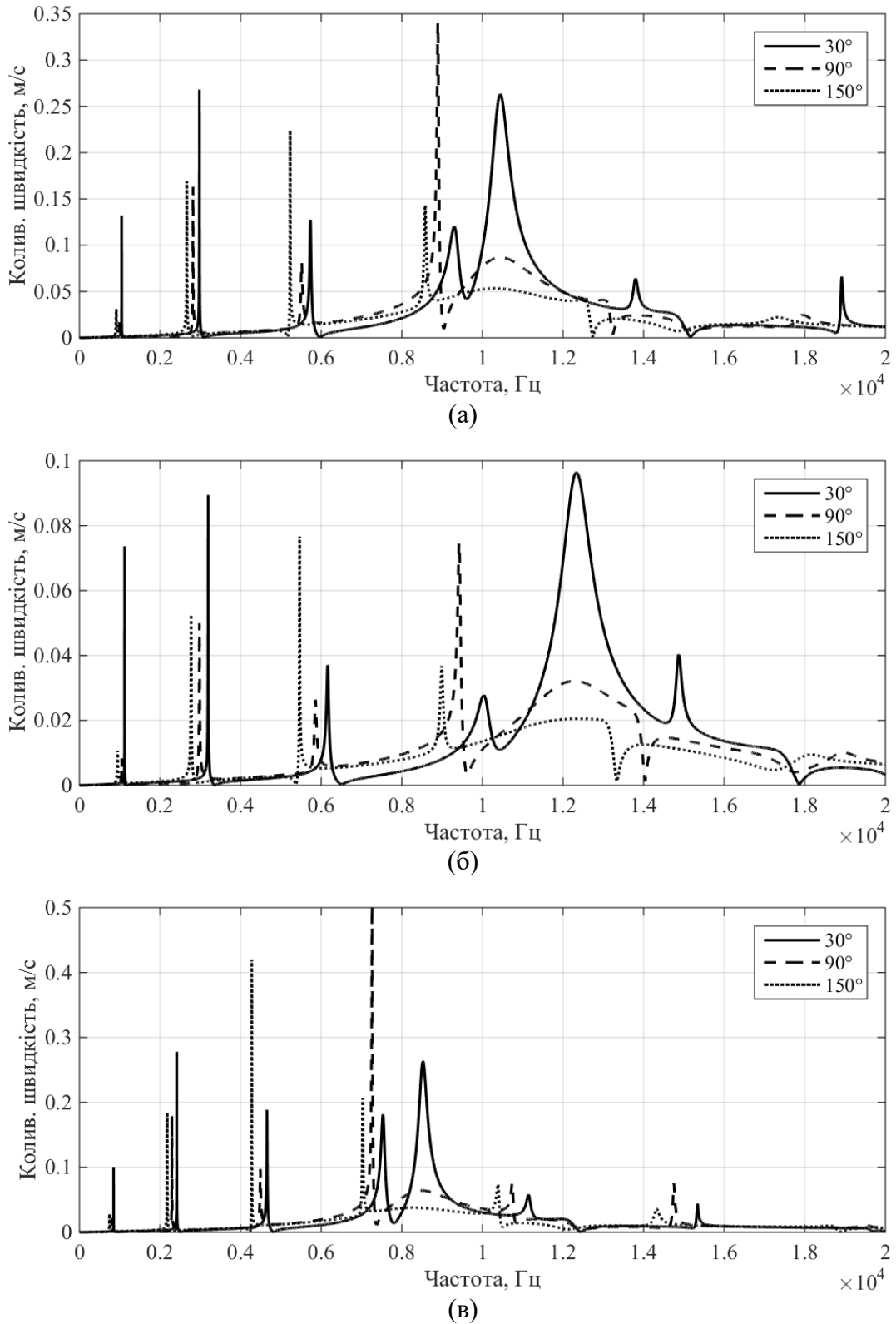


Рис. 2.35. Частотні залежності амплітуд радіальних швидкостей центра вільної від екрана поверхні силових випромінювачів з радіальною поляризацією з екраном $\varphi_0 = 30^\circ$, 90° , 150° для складів п'єзокераміки ЦТБС-3 (а), ТБК-3 (б), ЦТС-19 (в); $r_3 - r_2 = 0,05$ м;
 $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0$.

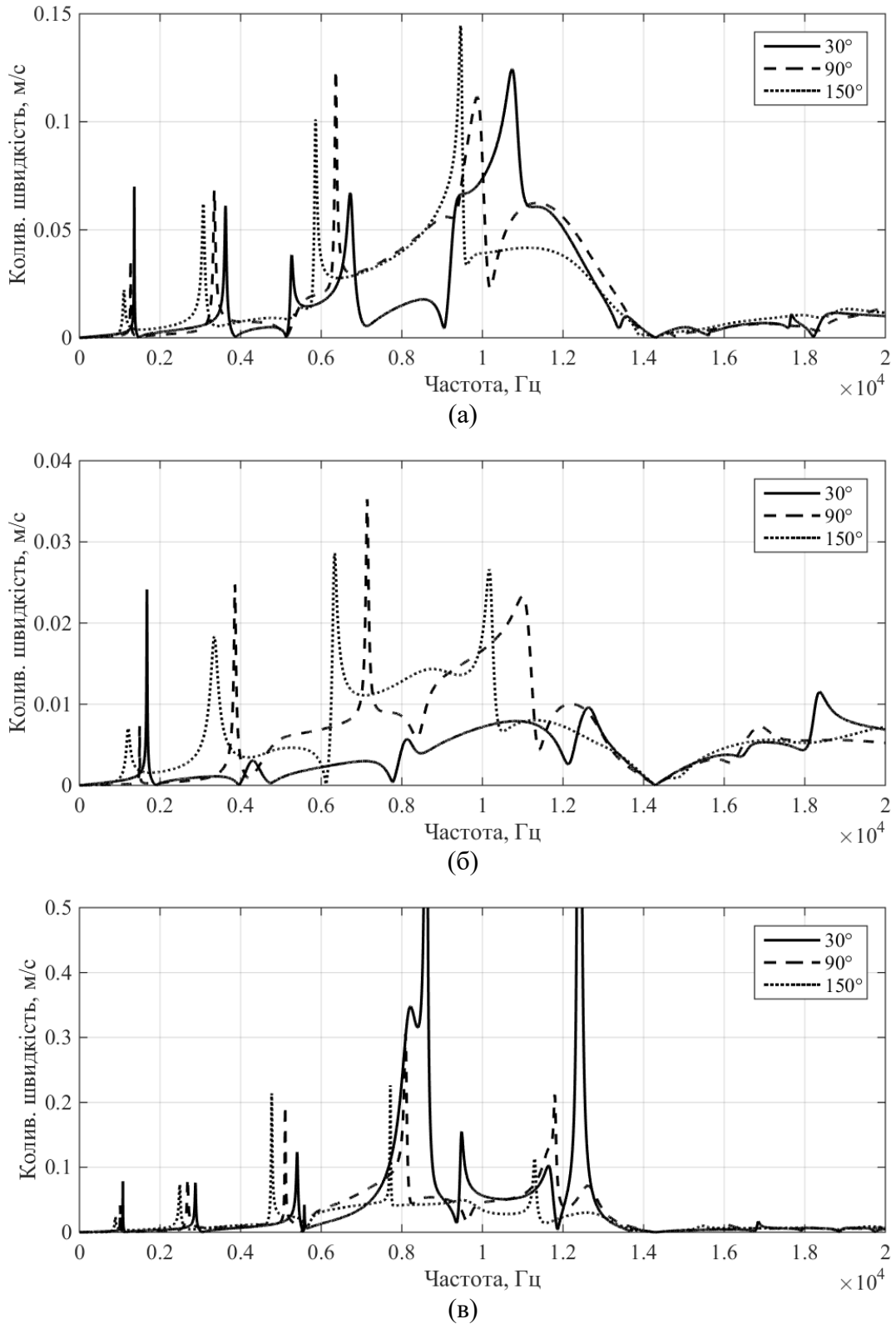


Рис. 2.36. Частотні залежності амплітуд радіальної швидкості центра вільної від екрана поверхні компенсованих випромінювачів з радіальною поляризацією з екраном $\varphi_0 = 30^\circ$, 90° , 150° для складів п'єзокераміки ЦТБС-31 (а), ТБК-3 (б), ЦТС-19 (в); $r_3 - r_2 = 0,005$ м; $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 1$.

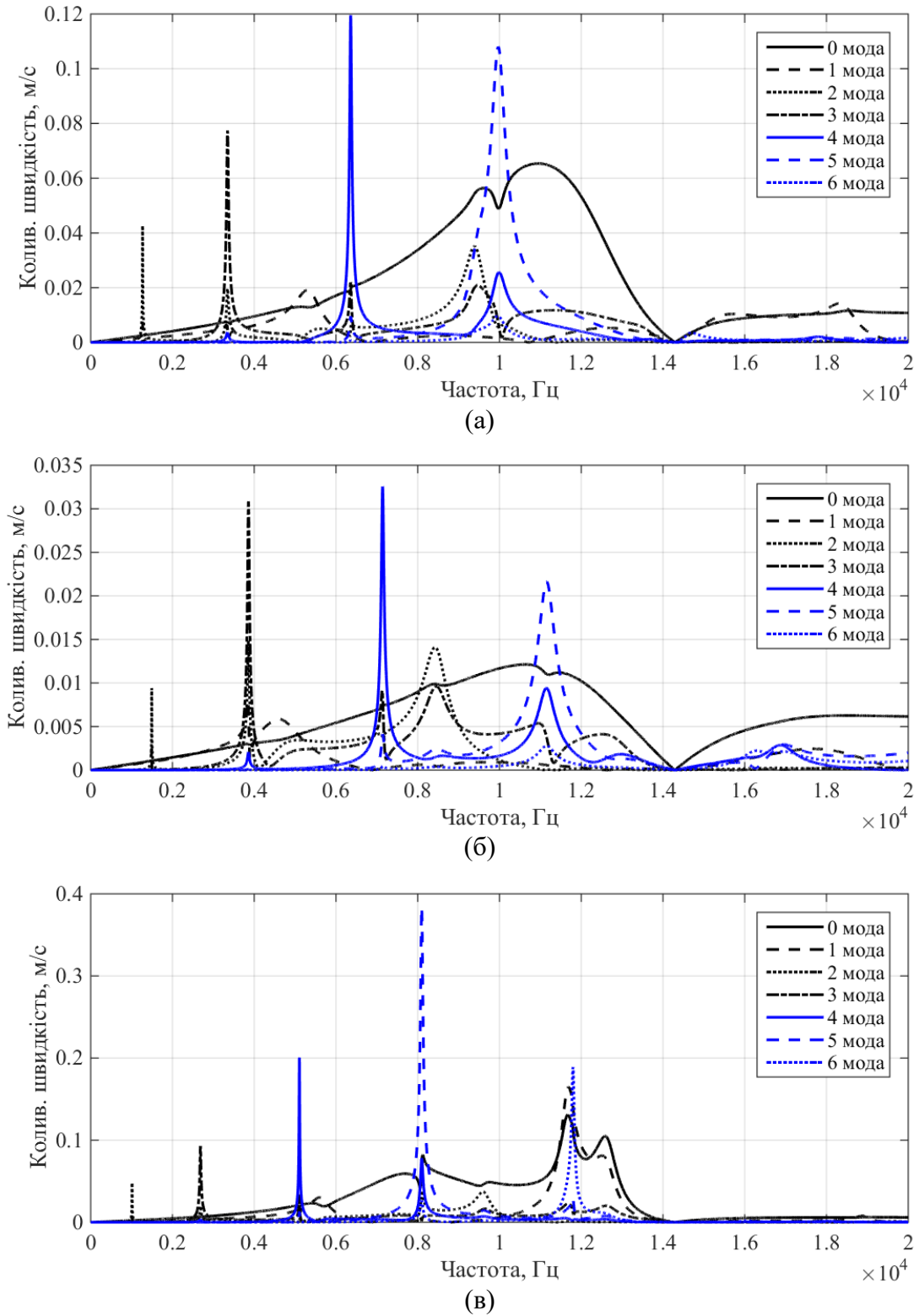
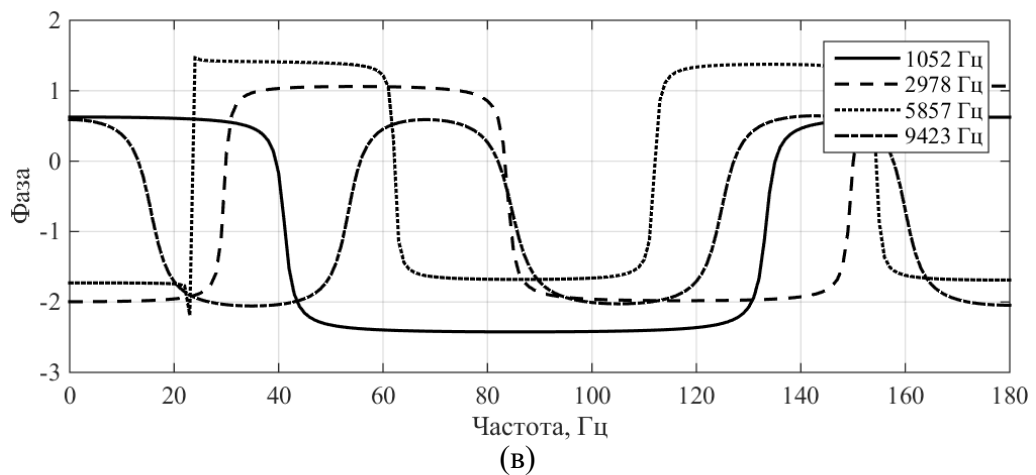
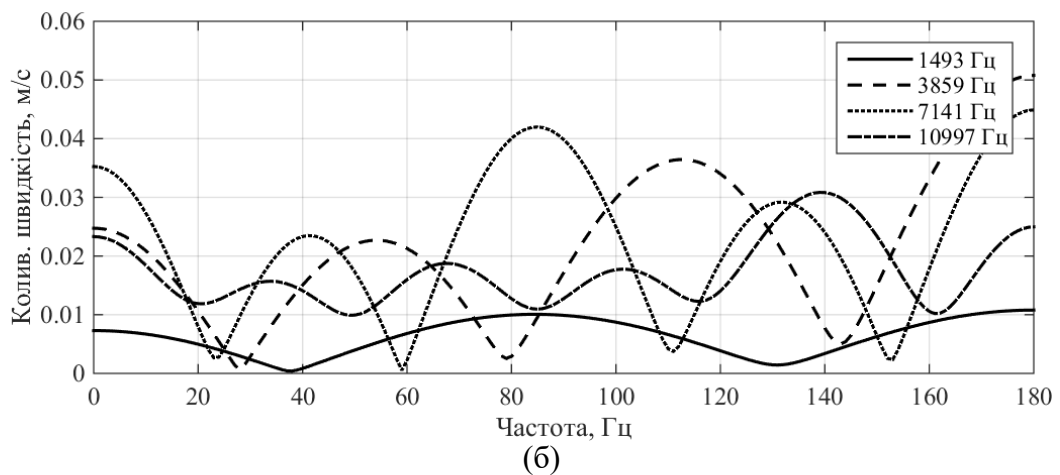
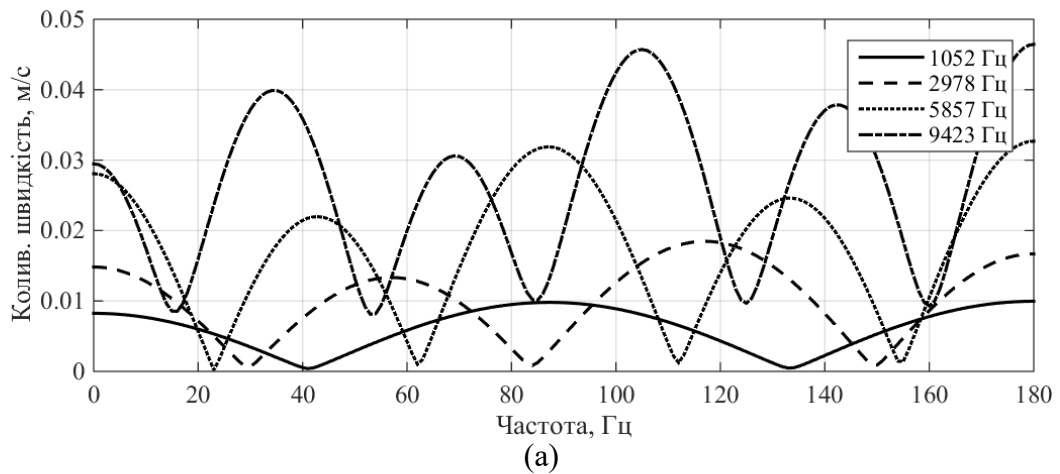


Рис. 2.37. Частотні залежності амплітуд радіальної швидкості мод коливань центра вільної від екрана поверхні силових випромінювачів з радіальною поляризацією з екраном $\varphi_0 = 90^\circ$ для складів п'єзокераміки ЦТБС-3 (а), ТБК-3 (б), ЦТС-19 (в); $r_3 - r_2 = 0,005$ м;
 $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 1$.

Розглянемо тепер питання, як зміна поляризації впливає на кутовий розподіл амплітуд коливальної швидкості по поверхні випромінювача. Порівнюючи криві рис. 2.38 та 2.33, можливо стверджувати, що встановлені раніше особливості поведінки амплітуд і фаз коливальної швидкості екранованого випромінювача з окружною поляризацією зберігаються і при зміні поляризації на радіальну. Змінюються лише кількісні значення частот резонансних викидів, амплітуд та фаз їх коливальних швидкостей.



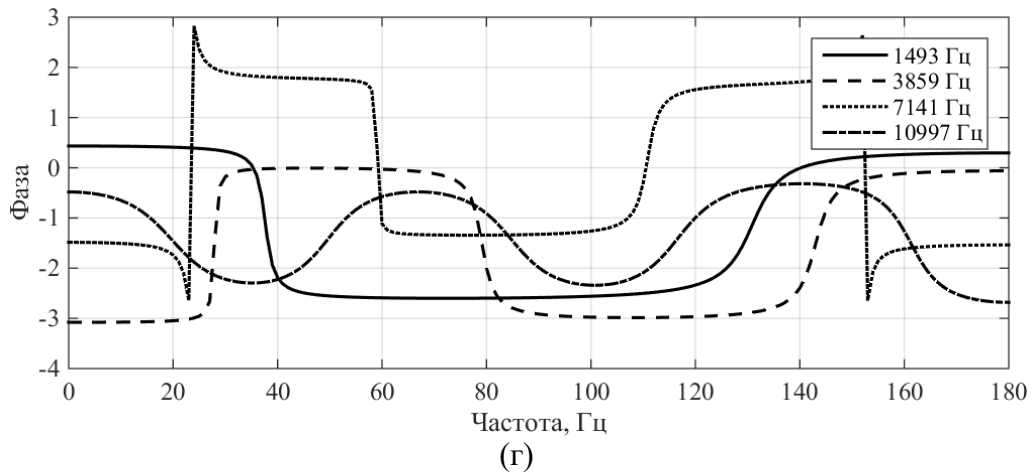


Рис. 2.38. Кутові залежності амплітуд (а, б) та фаз (в, г) радіальних швидкостей коливань поверхонь випромінювачів з радіальною поляризацією силової (а, в) та компенсованої (б, г) конструкцій із ТБК-3 для $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0$ (а, в); 1 (б, г); $r_3 - r_2 = 0,005$ м на частотах резонансних викидів.

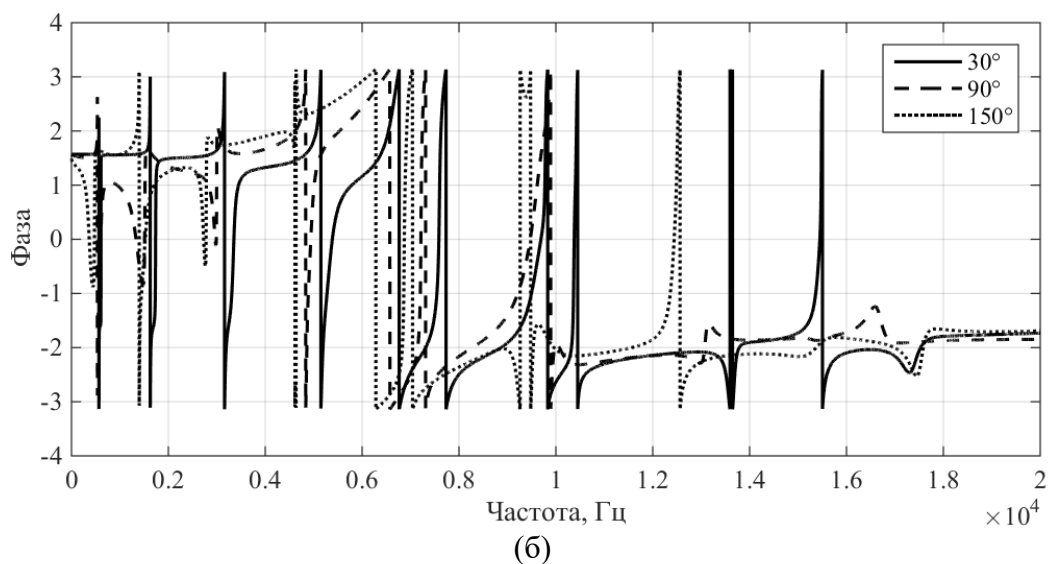
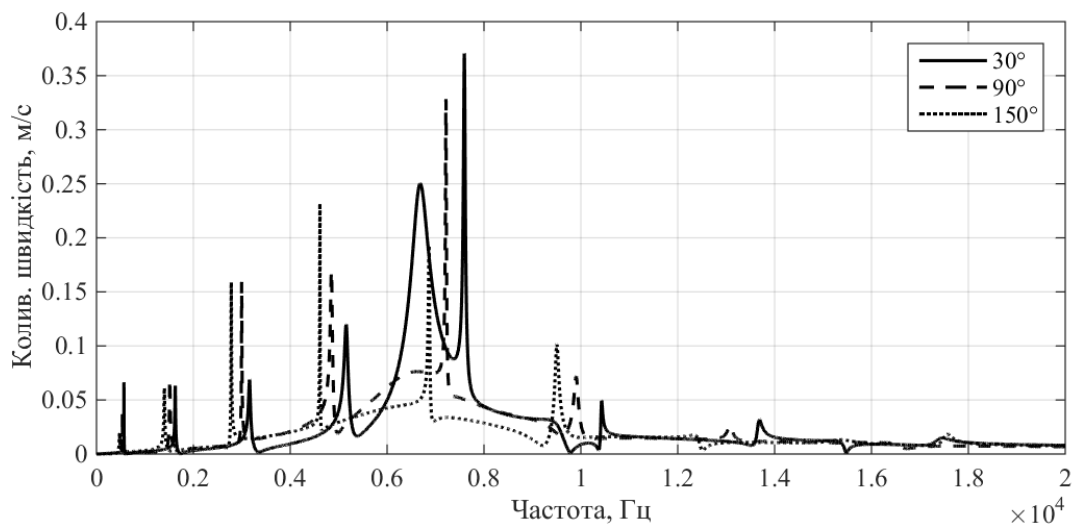
2.5. Властивості механічних полів випромінювачів з екраном в залежності від розмірів діаметру та товщини п'єзокерамічної оболонки випромінювачів.

Завершуючи дослідження впливу елементів конструктивного виконання випромінювачів з екраном на їх механічні поля, встановимо закономірності цього впливу в залежності від геометричних розмірів п'єзокерамічної оболонки випромінювачів, а саме, її середнього радіусу r_0 та товщини h . Зауважимо при цьому, що оскільки п'єзокерамічна оболонка випромінювача електрично збуджується на нульовій моді коливань, при якій по довжині середньої окружності оболонки вкладається довжина хвилі резонансної частоти оболонки в вакуумі, то зміна середнього радіусу повинна обумовити зміну резонансної частоти. Зміна ж товщини оболонки збільшує масу активного матеріалу оболонки – її п'єзокераміки, що повинно позитивно подіяти на ефективність перетворення енергій в випромінювачі та зменшити резонансну смугу самої оболонки.

Як і раніше, встановимо частотні і кутові залежності радіальної швидкості коливань точок поверхні оболонки випромінювача з екраном для різних варіантів виконання розмірів оболонки. Чисельні експерименти

виконувалися для таких характеристик конструкцій випромінювачів: склади п'єзокераміки ЦТБС-3 і ЦТС-19; $r_0 = 0,068$ м; 0,1 м; 0,12 м; $h = 0,008$ м; 0,01 м; 0,012 м; $r_3 - r_2 = 0,005$ м; 0,025 м; 0,05 м; $\varphi_0 = 30^\circ, 90^\circ, 150^\circ$; $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0; 0,0003; 1$; поляризація – окружна; характеристики п'єзокераміки прийняті однаковими для всіх обчислень, які виконуються в роботі.

Систематизовані результати розрахунків названих характеристик механічних полів представлені на рис. 2.39-2.44.



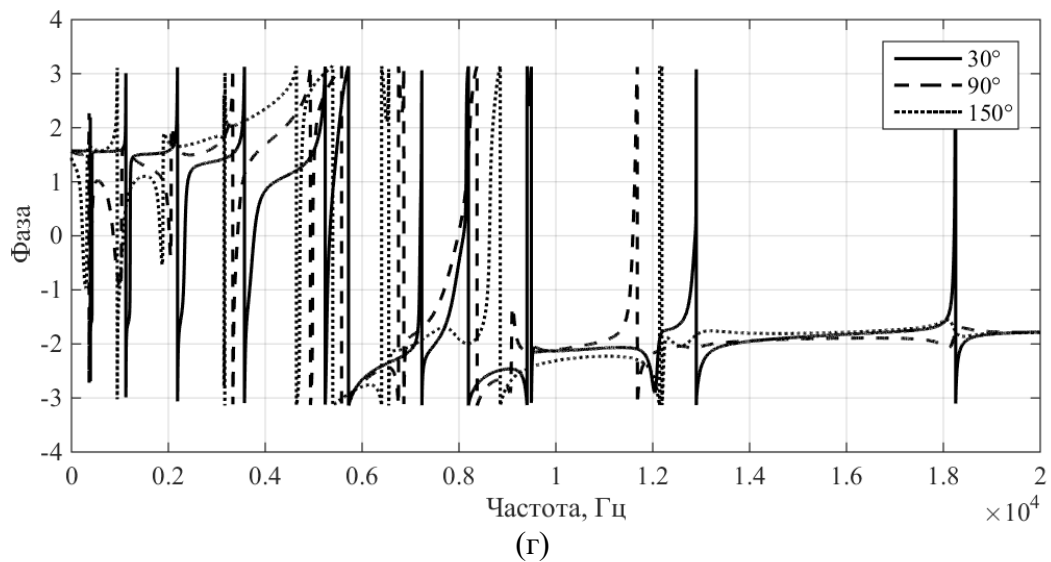
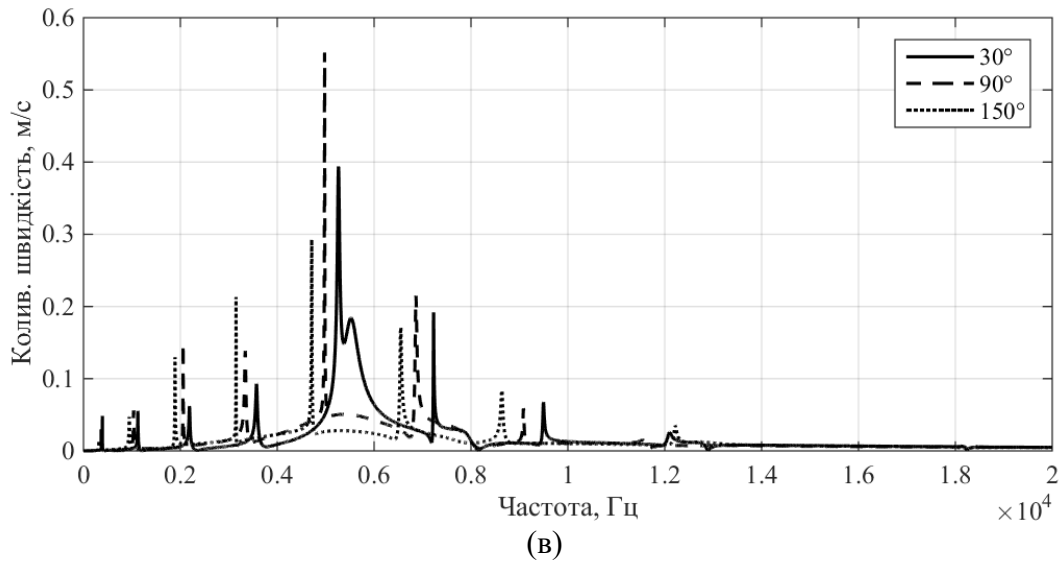
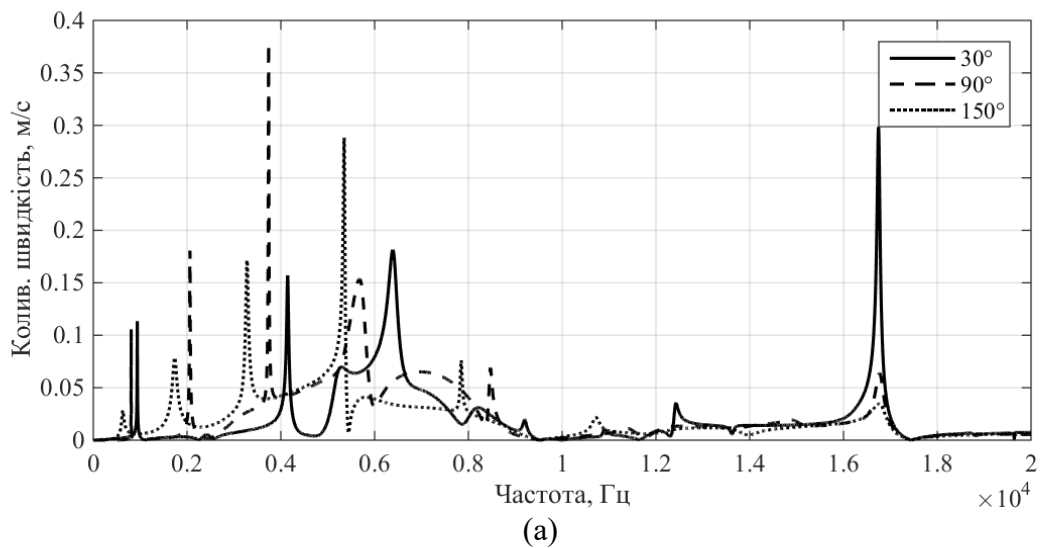


Рис. 2.39. Частотні залежності амплітуд (а, в) та фаз (б, г) радіальної швидкості центральної вільної від екрану поверхні силового випромінювача з екраном $\varphi_0 = 30^\circ, 90^\circ, 150^\circ$ для $r_0 = 0,1$ м (а, в); $0,12$ м (б, г); $h = 0,008$ м; $r_3 - r_2 = 0,005$ м; ЦТБС-3.



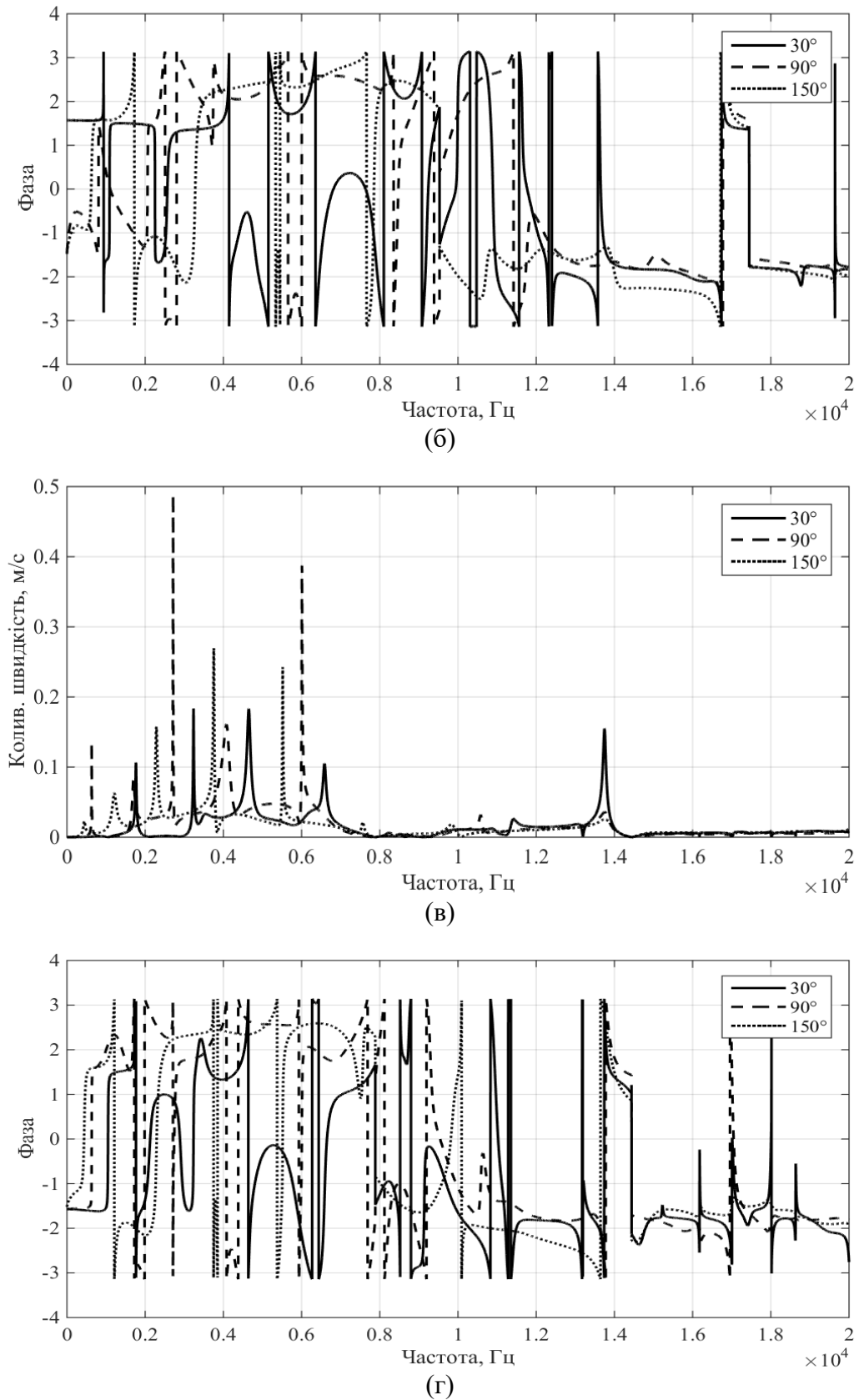


Рис. 2.40. Частотні залежності амплітуд (а, в) та фаз (б, г) радіальної швидкості центральної вільної від екрану поверхні випромінювача компенсованої конструкції з екраном $\varphi_0 = 30^\circ, 90^\circ, 150^\circ$ для $r_0 = 0,1$ м (а, б); $0,12$ м (в, г); $h = 0,008$ м;

$$\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 1; r_3 - r_2 = 0,005 \text{ м}; \text{ЦТБС-3.}$$

Аналіз графіків рис. 2.39 показує, що, як і очікувалось, при змінах середнього радіусу оболонки для одного і того ж складу п'єзокераміки частоти всіх резонансів вакуумованого випромінювача з екраном сповзають по вісі частот вліво і тим більше, чим більше значення середнього радіусу r_0 . В той же час в низькочастотній області при зміні кута екранування порядок чередування резонансних викидів не змінюється, змінюються лише частоти та амплітуди резонансних викидів. Як уже було встановлено в попередніх підрозділах це свідчить про те, що суттєво змінюється характер перерозподілу енергії нульової моди між заново генерованими додатковими модами коливань. В резонансній області зміна величин r_0 супроводжується значною зміною характеру розподілу амплітуд та фаз радіальної швидкості коливань та значною залежністю їх від кута екранування. В високочастотній області частотні залежності практично не змінюються ні зі зміною r_0 , ні зі зміною φ_0 . В цілому ж із збільшенням середнього радіусу енергетична ефективність випромінювача з екраном збільшується.

Перехід від силових конструкцій випромінювачів з екраном до компенсованих (рис. 2.40) при зміні величини r_0 теж характеризується суттєвим зменшенням частот резонансних викидів в низькочастотній області та зміною характеру розподілу амплітуд та фаз радіальних швидкостей в резонансній області. Але з'являється і нова особливість в високочастотній області, яка полягає в появі в ній значних резонансних викидів. Їх амплітуди суттєво (більш ніж в 1,5 раза) перевищує максимальну амплітуду радіальної швидкості коливань в резонансній області.

Заповнення повітрям внутрішньої порожнини оболонки випромінювача з екраном силової конструкції (рис. 2.41) та різними значеннями середніх радіусів теж обумовлює збагачення спектра резонансних частот цього випромінювача і ці вузькосмугові резонанси мають більш низькі значення резонансних частот. Це обумовлене більш великими розмірами внутрішньої порожнини п'єзокерамічної оболонки.

Зміна складу п'єзокераміки при змінах середнього радіусу теж впливає на характеристики механічного поля. Якщо при цьому пружні характеристики п'єзокерамічної оболонки збільшуються, то всі резонансні частоти системи «зовнішнє середовище – п'єзокерамічна оболонка – акустичний екран – внутрішнє середовище» одержують подальший рух в напрямі зниження частот (рис. 2.42).

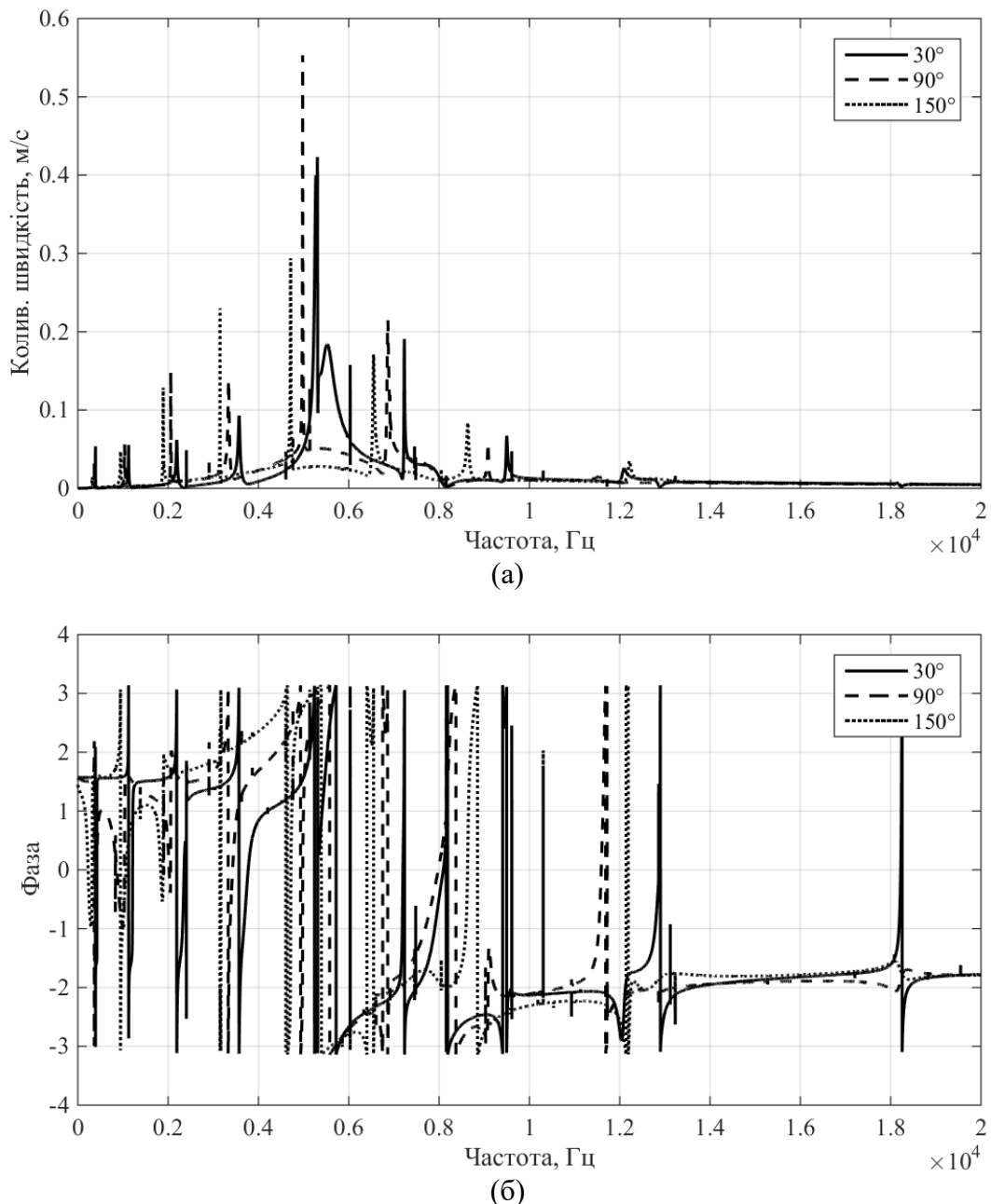


Рис. 2.41. Частотні залежності амплітуд (а) та фаз (б) радіальної швидкості центральної вільної від екрану поверхні випромінювача силової конструкції з екраном $\varphi_0 = 30^\circ, 90^\circ, 150^\circ$ для $r_0 = 0,12$ м; $h = 0,008$ м; $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0,0003$; $r_3 - r_2 = 0,005$ м; ЦТБС-3.

Встановимо тепер, як впливає на характеристики механічного поля збільшення товщини п'єзокерамічної оболонки екранованого випромінювача. Для випромінювача силової конструкції (рис. 2.10 та 2.43) це збільшення тягне за собою: по-перше, значне зменшення амплітуд резонансних викидів радіальної швидкості в низькочастотній області, тим більше, чим більша товщина оболонки; по-друге, звуження резонансної смуги та збільшення амплітуди радіальної швидкості на резонансі в резонансній області.

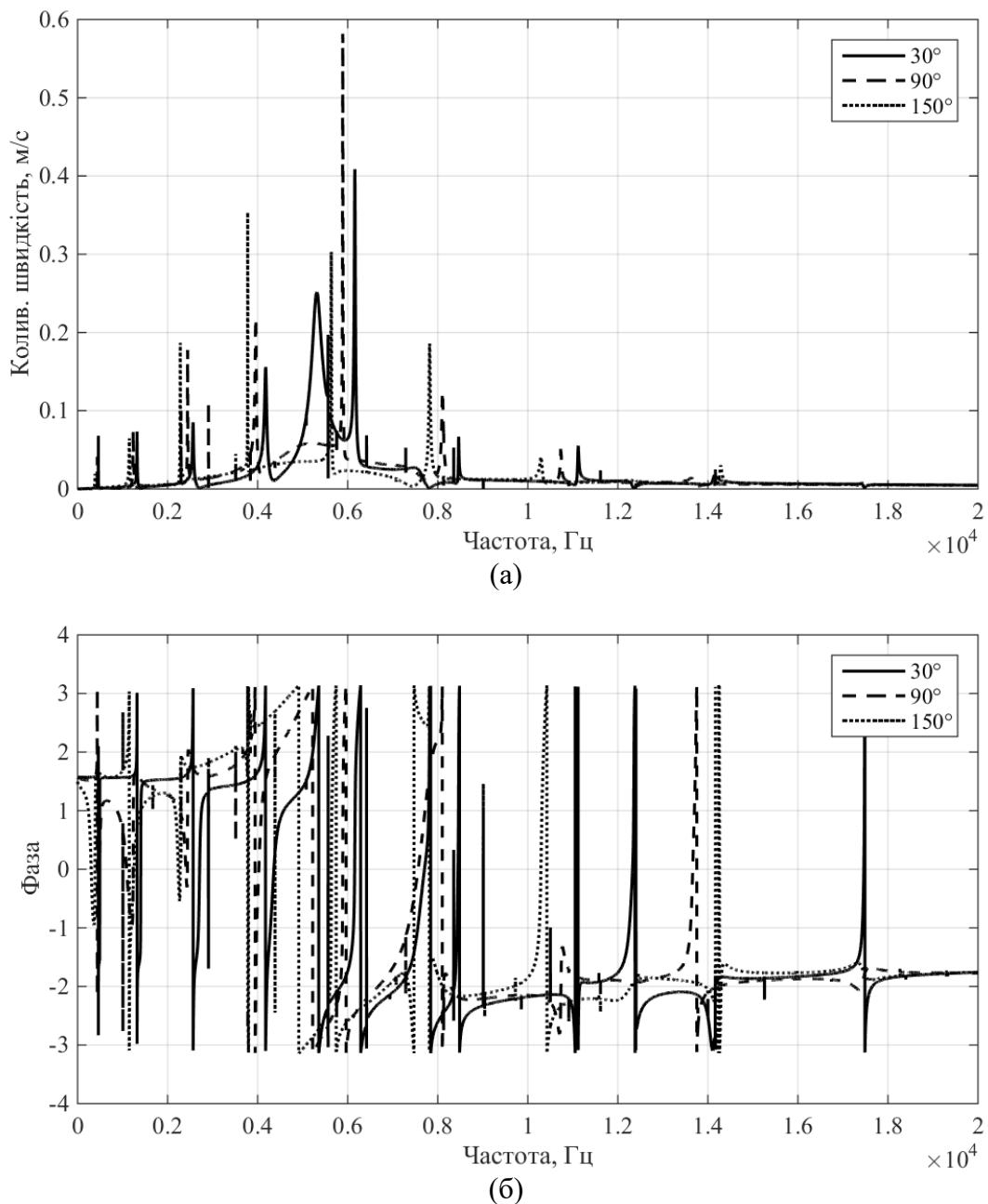


Рис. 2.42. Частотні залежності амплітуд (а) та фаз (б) радіальної швидкості центральної вільної від екрану поверхні випромінювача силової конструкції з екраном $\varphi_0 = 30^\circ, 90^\circ, 150^\circ$ для $r_0 = 0,1$ м; $h = 0,008$ м; $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0$; $r_3 - r_2 = 0,005$ м; ЦТС-19.

При переході від силових до компенсованих конструкцій екранованих випромінювачів зміна товщини оболонки теж обумовлює зменшення амплітуд резонансних викидів коливальної швидкості в низькочастотній області (рис. 2.21 і 2.44) та значне збільшення (до 6 разів), особливо при великих кутах екранування, амплітуд радіальної швидкості в резонансній області. При цьому резонансна смуга коливань в цій області із збільшенням товщини h розширюється і тим більше, чим менше екранована поверхня випромінювача.

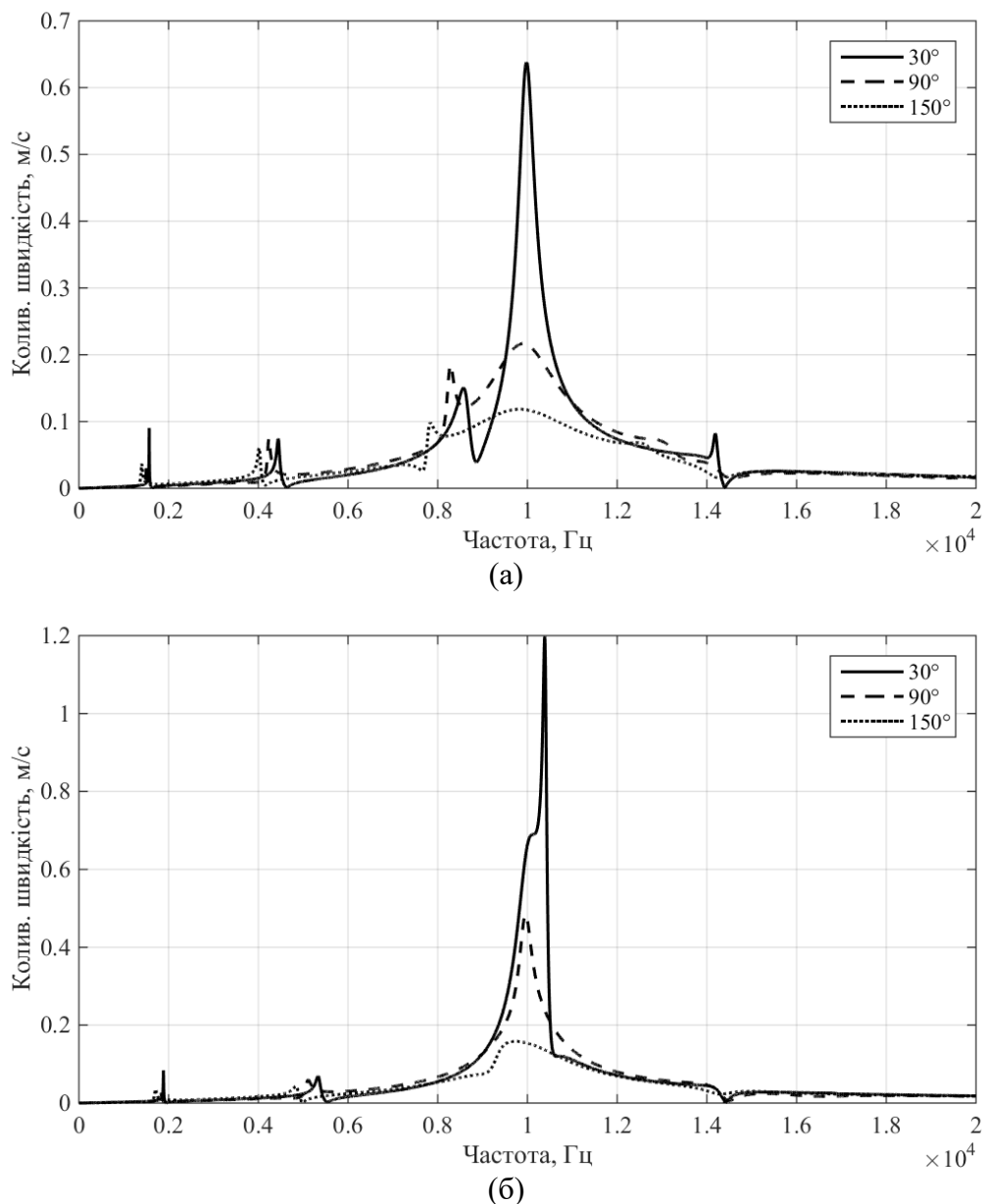


Рис. 2.43. Частотні залежності амплітуд радіальної швидкості центральної вільної від екрану поверхні випромінювача силової конструкції з екраном $\varphi_0 = 30^\circ, 90^\circ, 150^\circ$ для $r_0 = 0,068$ м; $h = 0,01$ м (а); $0,012$ м (б); $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0$; $r_3 - r_2 = 0,005$ м; ЦТБС-3.

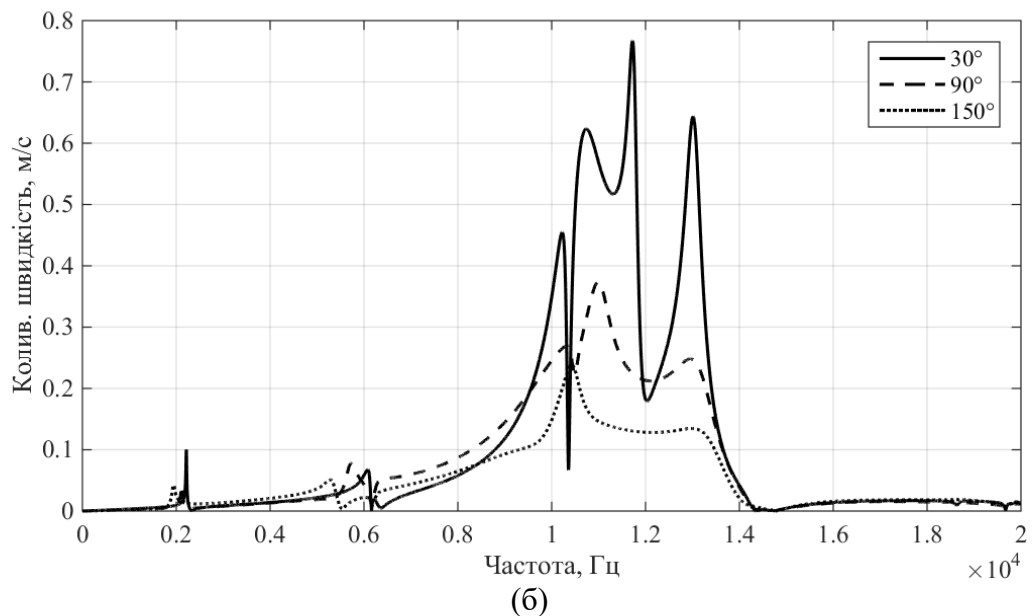
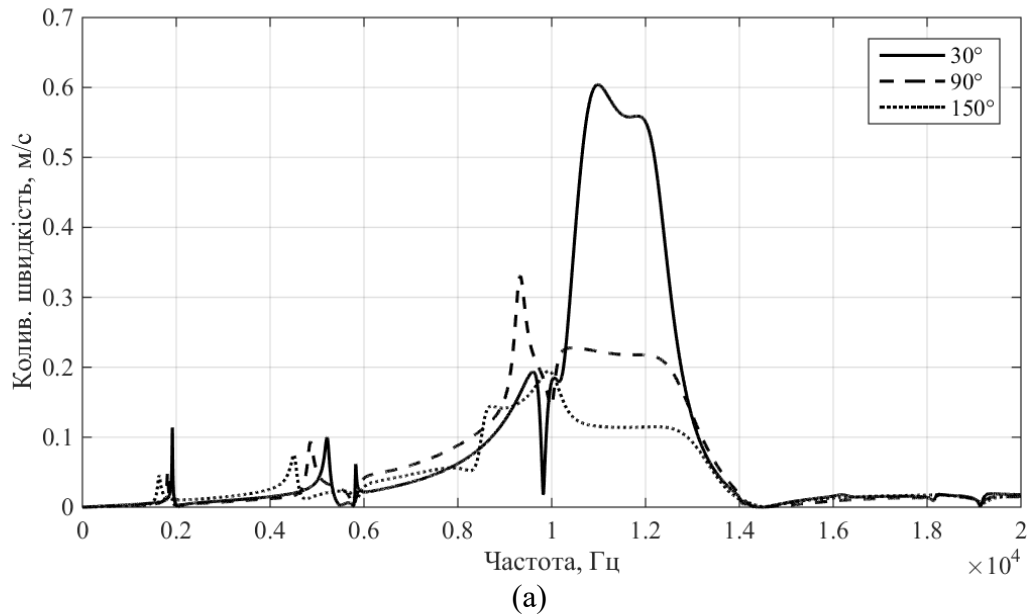


Рис. 2.44. Частотні залежності амплітуд радіальної швидкості центральної вільної від екрану поверхні випромінювача компенсованої конструкції з екраном $\varphi_0 = 30^\circ, 90^\circ, 150^\circ$ для $r_0 = 0,068$ м; $h = 0,01$ м (а); $0,012$ м (б); $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 1$; $r_3 - r_2 = 0,005$ м; ЦТБС-3.

Висновки до розділу 2

Встановлені закономірності впливу особливостей конструктивного виконання циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з екраном на найбільш важливі характеристики їх механічних полів – частотні та кутові залежності амплітуд та фаз швидкостей коливань точок поверхні випромінювачів.

До особливостей конструктивного виконання випромінювачів з екраном, вплив яких досліджується, віднесені: тип виконання конструкції – силовий чи компенсований; фізичні характеристики середовища у внутрішній порожнині оболонки; конфігурація та розміри екрана; склад застосованої в випромінювачі кераміки та характер її поляризації – окружний чи радіальний; геометричні розміри п'єзокерамічної оболонки випромінювача.

Встановлено, що фізичними причинами змін характеристик механічних полів циліндричних випромінювачів з зовнішнім екраном у вигляді незамкненого кільцевого шару кінцевої товщини є порушення радіальної симетрії геометричних та фізичних властивостей випромінювачів. Саме ці конструктивні особливості побудови випромінювача при симетричному електричному збудженні його п'єзокерамічної оболонки обумовили суттєву зміну його механічних полів порівняно з механічними полями такого ж випромінювача без екрана. До цих змін відносяться: поява крім основної нульової моди коливань ряду додаткових мод; перерозподіл енергії, що «закачується» у випромінювач при вибраних схемах розміщення електродів на п'єзокерамічній оболонці на нульовій моді, в енергію нових мод коливань.

В результаті системного аналізу великої кількості результатів чисельних експериментів показано, що геометричні та фізичні характеристики наведених вище конструктивних елементів випромінювачів з екраном є причиною різного кількісного розподілу енергії нульової моди між заново генерованими модами коливань. Встановлені кількісні закономірності між змінами характеристик механічних полів та характеристиками елементів конструкції випромінювачів.

РОЗДІЛ 3

Властивості акустичних полів гідроакустичних циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів в залежності від особливостей конструктивного виконання випромінювачів

3.1. Параметри акустичних полів, що досліджуються.

На сьогоднішній день була проведена достатньо велика кількість робіт, присвячених дослідженню акустичних полів, створюваних випромінювачами із екранами [19-25, 27, 29-32, 51, 59-60, 65, 69]. Велика різноманітність конструкцій екранів дозволяє досягти необхідних значень параметрів акустичного поля.

Ряд робіт присвячено розрахунку діаграм направленості в залежності від товщини та розкриву екрану. В роботі [19] наведено строге вирішення задачі випромінювання звуку нескінченим круговим циліндричним перетворювачем, частина поверхні якого вкрита шаром акустично м'якого матеріалу довільної товщини, і продемонстровано, що змінюючи товщину шару та кут екранування випромінювача можливо простим шляхом ефективно керувати характеристикою направленості перетворювачів. Коливальна швидкість в цій роботі приймалася рівномірною по всій поверхні випромінювача. В свою чергу в роботі [31] також приведено рішення задачі випромінювання звуку частково екранованим нескінченим круговим циліндром, проте коливальна швидкість в цьому випадку не приймалася рівномірною, а визначалася в ході рішення задачі. В результаті були отримані розподілення коливальної швидкості та тиску по поверхні випромінювача і діаграми направленості, які показують закономірності впливу незамкненого екрану на акустичні характеристики випромінювачів. Цікавим є те, що діаграми направленості випромінювачів на обраних

частотах і при вказаних в роботі конфігураціях екрану мають провал в рівні випромінювання в нульовому напрямку.

В роботі [60] представлено дослідження впливу параметрів замкненого пружного кільцевого шару на акустичні характеристики циліндричного електропружного п'єзокерамічного радіально поляризованого перетворювача. В результаті було встановлено, що наявність пружного шару призводить до додаткового резонансу системи в області низьких частот в результаті взаємодії пружності циліндричного шару та приєднаної маси середовища.

Робота [62] демонструє вирішення «наскрізної» задачі прийому звуку циліндричним п'єзокерамічним перетворювачем, розміщеним в кільцевому шарі. Результати досліджень також говорять про те, що додатковий шар дозволяє розширити можливості перетворювача як широкосмугової системи.

Ці роботи демонструють те, що вирішення «наскрізної» задачі дало можливість більш точно встановити значення частот резонансу електропружної системи «оболонка – шар – середовище» за рахунок врахування пружності перетворювача та оболонки.

При виборі параметрів акустичного поля, які підлягають дослідженням, будемо виходити з наступного. З точки зору оцінки експлуатаційних можливостей будь-якого випромінювача важливими є такі параметри і характеристики:

- частотні та кутові залежності амплітуд та фаз випромінюваного поля в ближньому полі випромінювача;
- частотні та кутові залежності амплітуд випромінюваного поля в дальньому полі випромінювача.

Перші характеристики важливі для визначення антикавітаційних можливостей екранованих випромінювачів та частотних областей з найбільшою ефективністю випромінювання, особливо в діапазоні частот, нижчому від частоти основного резонансу окремої неекранованої п'єзокерамічної оболонки. Як відомо [71], найбільш небезпечними в цьому

відношенні є значення амплітуд звукового тиску на зовнішній неекранованій поверхні випромінювача, оскільки пов'язані з ними кавітаційні явища можуть обумовити не тільки зниження ефективності випромінювання енергії, а й ерозію поверхні випромінювача або його механічне руйнування.

Другі характеристики визначають експлуатаційні можливості екранованих випромінювачів в якості як самостійних випромінюючих елементів, так і як складових більш складних систем.

Виходячи з наведеного, в якості параметрів акустичних полів, що формуються гідроакустичним циліндричним випромінювачем з екраном, приймемо амплітудні та фазові значення звукового тиску. Оскільки вся область існування акустичного поля була умовно розділена на окремі частини, то розглядатися будуть значення тиску на внутрішній поверхні перетворювача в області I, тиск на зовнішній поверхні випромінювача (область II), що не закрита екраном, і тиск в робочому середовищі.

Загальний вираз, що визначає звуковий тиск в полі, має наступний вигляд [29]:

$$P = \rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (3.1)$$

З урахуванням виду потенціалів в кожній області (1.13-1.15) вирази для тиску набувають вигляду:

– для області I:

$$P_I = -i\omega\rho_1 \sum_{m=0}^{\infty} E_m J_m(k_1 r) \cos(m\varphi), \quad 0 < r \leq r_1, \quad |\varphi| \leq \pi; \quad (3.2)$$

– для області II:

$$P_{II} = -i\omega\rho_2 \sum_{q=0}^{\infty} \left(A_q J_{m_q}(k_2 r) + B_q N_{m_q}(k_2 r) \right) \cos(m_q \varphi), \quad r_2 \leq r \leq r_3, \quad |\varphi| \leq \varphi_0; \quad (3.3)$$

– для області III:

$$P_{III} = -i\omega\rho_2 \sum_{s=0}^{\infty} F_s H_s^{(1)}(k_2 r) \cos(s\varphi), \quad r \geq r_3, \quad |\varphi| \leq \pi; \quad (3.4)$$

Невідомі коефіцієнти E_m , A_q , B_q , F_s визначаються в результаті розв'язку методом редукції або послідовних наближень нескінченних систем

лінійних алгебраїчних рівнянь для випромінювачів з окружною поляризацією (1.31) і з радіальною поляризацією (1.60).

Другим параметром, що описує властивості акустичних полів, створюваних екранованими випромінювачами, будемо приймати характеристику направленості випромінювача в горизонтальній площині, яка визначається за відомою формулою [29]:

$$R(\varphi) = \frac{|P_{III}(\varphi)|}{|P_{III}(\varphi_0)|_{\max}}, \quad r = \text{const}, \quad (3.5)$$

де r приймається таким, що відповідає значенню тиску в дальньому полі.

Для визначення характеристик акустичних полів частотні та кутові залежності випромінювачів з екраном будемо досліджувати в залежності від:

- типу виконання конструкцій випромінювачів з екраном – силової чи компенсованої та фізичних характеристик середовищ, що заповнюють внутрішню порожнину випромінювачів;
- конфігурації та розмірів акустичного екрану;
- складу застосованої в конструкції п'єзокераміки та характеру її поляризації;
- розмірів, діаметру та товщини п'єзокерамічної оболонки випромінювачів.

Для визначення можливості встановлення фізичного обґрунтування одержаних закономірностей в поведінці властивостей акустичних полів екранованих випромінювачів шляхом порівняння їх з властивостями механічних полів числові розрахунки виконувались для таких же значень параметрів та характеристик елементів конструкцій випромінювачів з екраном, які наведені в розділі 2.

3.2. Властивості акустичних полів екранованих випромінювачів в залежності від типу виконання їх конструкції – силової та компенсованої.

В підрозділі 2.2 було встановлено, що обрання силового чи компенсованого типу конструкції випромінювача суттєво впливає на формування механічних полів випромінювача з екраном. Як вже відмічалось, це пов'язано із хвильовим опором середовища, що заповнює внутрішню порожнину випромінювача і визначає тип конструкції: при вакуумуванні випромінювача або заповненні його внутрішнього об'єму газом за нормальних умов ми отримуємо хвильовий опір $\rho_1 c_1$, рівний нулю або порівняно малий із хвильовим опором середовища $\rho_2 c_2$ – силова конструкція; при заповненні внутрішнього об'єму випромінювача з екраном рідиною із хвильовим опором $\rho_1 c_1$, співрозмірним із хвильовим опором середовища $\rho_2 c_2$ – компенсована конструкція.

Дослідимо тепер вплив конструктивного виконання випромінювача з екраном на формування акустичного поля в робочому середовищі. Розглянемо спочатку частотні залежності амплітуд та фаз акустичного тиску на зовнішній поверхні випромінювача $P(f) = P(r_2, 0^\circ, f)$ в центрі його неекранованої поверхні. На рис. 3.1 і 3.2 приведені частотні залежності випромінювачів з екраном силової конструкції. Параметри випромінювача обиралися у відповідності до розділу 2.2: $r_0 = 0,068$ м, $h = 0,008$ м, $r_3 - r_2 = 0,005$ м, $\varphi_0 = 90^\circ$; п'єзокераміка ЦТБС-3; густина внутрішнього середовища $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0; 0,0003; 1; 0,8; 0,5$.

Аналіз частотних залежностей амплітуд тиску в центрі зовнішньої поверхні, не закритій екраном, показує, що, як і у випадку аналізу частотних залежностей коливальних швидкостей, її можна розділити на 3 частотні області: область до резонансу $f < 8000$ Гц, резонансну область $8000 < f < 12000$ Гц та високочастотну область $f > 12000$ Гц. Аналіз кривих рис. 3.1 а, для випромінювачів з екраном силової конструкції і вакуумованого випромінювача без екрану, показує, що, по-перше, введення до складу випромінювача незамкненого кільцевого екрану призводить до збільшення амплітуд звукового тиску в області резонансу (для кута

екранування $\varphi_0 = 90^\circ$ на деяких частотах амплітуда збільшується більше ніж в 3 рази) порівняно із амплітудами частотної характеристики випромінювача без екрану в тій же частотній полосі. По-друге, введення до складу випромінювача екрану призводить до появи додаткових резонансних викидів звукового тиску по всьому діапазону частот. Про цей факт свідчить багатократне перетинання фазової характеристики вісі абсцис.

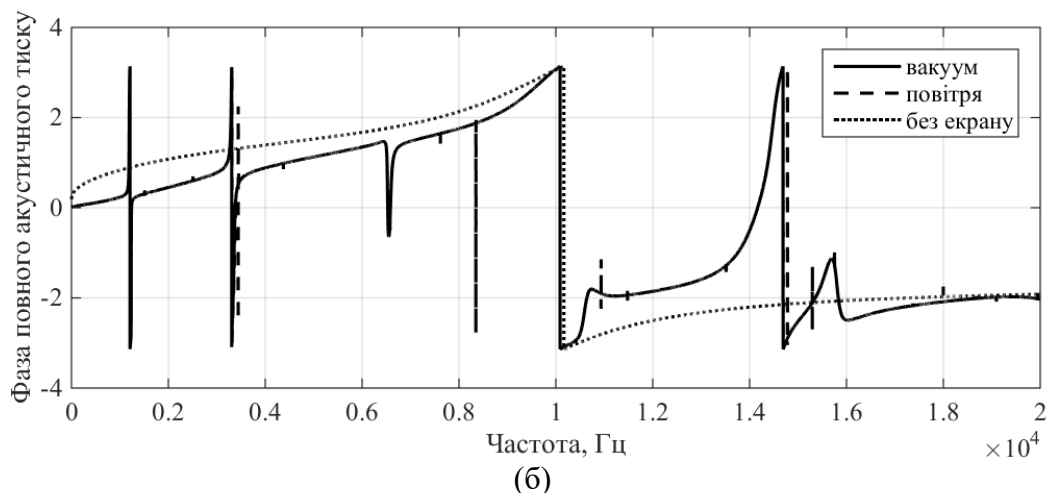
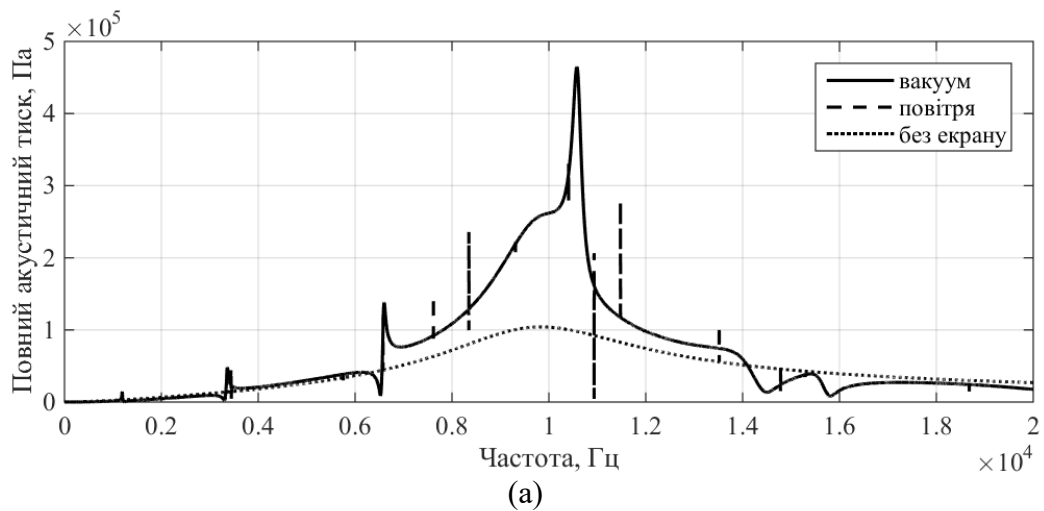


Рис. 3.1. Частотні залежності амплітуд (а) та фаз (б) тиску в центрі вільної від екрана поверхні випромінювача з екраном силової конструкції та без екрану.

Фізичне пояснення досліджуваних ефектів полягає в порушенні радіальної симетрії кругової циліндричної оболонки за рахунок введення незамкненого кільцевого екрану кінцевої товщини. Так поява додаткових резонансів є результатом впливу системи «п'єзокерамічна оболонка – акустично м'який незамкнутий кільцевий шар кінцевої товщини – зовнішнє середовище» на формування акустичного поля екранованого випромінювача.

Тобто взаємодія п'єзокерамічної оболонки і шару рідини, що заповнює простір між м'якими стінками екрана та робочою поверхнею п'єзокерамічної оболонки випромінювача і яка на відносно низьких частотах має суто масовий характер, створює передумови для появи цих специфічних низькочастотних резонансів.

Дослідимо поведінку частотних залежностей складових тиску вакуумованого випромінювача з екраном, що зображені на рис. 3.2. Як можна побачити з рис. 3.2 а при порушенні симетрії введенням до складу п'єзокерамічної оболонки акустично м'якого екрану, як і у випадку механічних полів (рис. 2.2), перекачування енергії з нульової моди коливальної швидкості в інші призводить до формування ряду складових звукового тиску, обумовлених цими модами коливань. Проте спостерігаються суттєві відмінності між поведінками акустичних і механічних полів. По-перше, додаткові викиди звукового тиску генеруються, на відміну від коливальних швидкостей, іншими складовими тиску, до того ж не всі додаткові резонанси по тиску генеруються окремими її складовими. Так найбільший вклад в третій резонансний викид ($f \approx 6600 \text{ Гц}$) роблять всі перші п'ять складових звукового тиску, в той час як в другий і четвертий викиди найбільші вклади роблять нульова і перша складові тиску відповідно. Слід звернути увагу на те, що додатковий викид в області основного резонансу п'єзокерамічної оболонки повністю визначається першою складовою тиску, яка на цій частоті повністю споживає енергію, оскільки всі інші складові на цій частоті мають провали в характеристиці. Додаткові резонанси механічного поля майже повністю визначаються окремими модами коливальної швидкості (рис. 2.2 а). По-друге, на відміну від механічних полів, в акустичному полі генерується достатньо потужна, хоча і менше нульової складової, перша складова на всьому робочому діапазоні частот. Звернемо увагу на те, що загальний вигляд першої складової

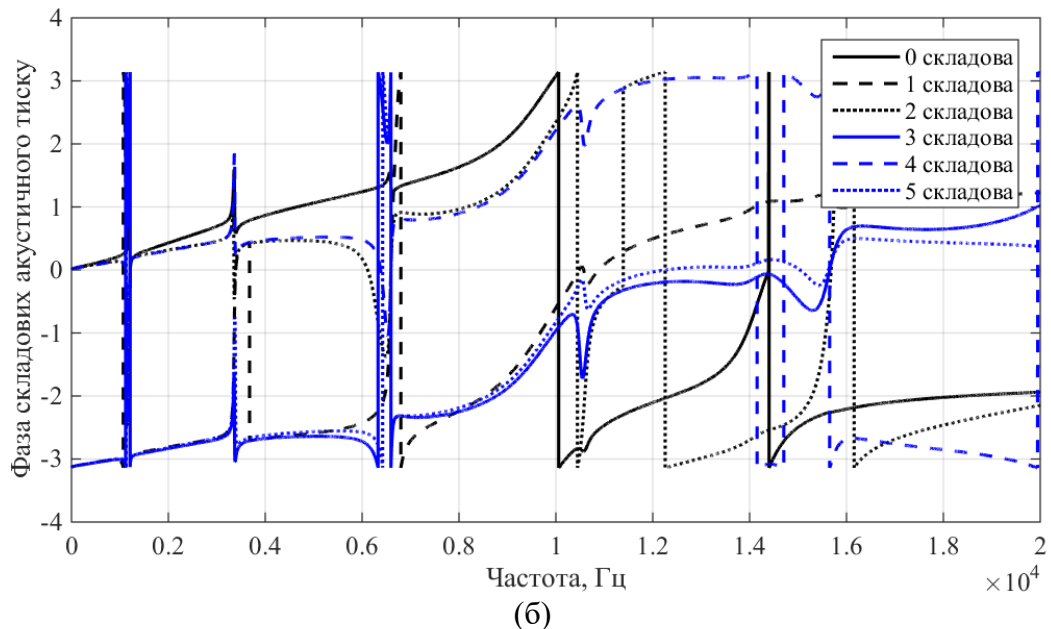
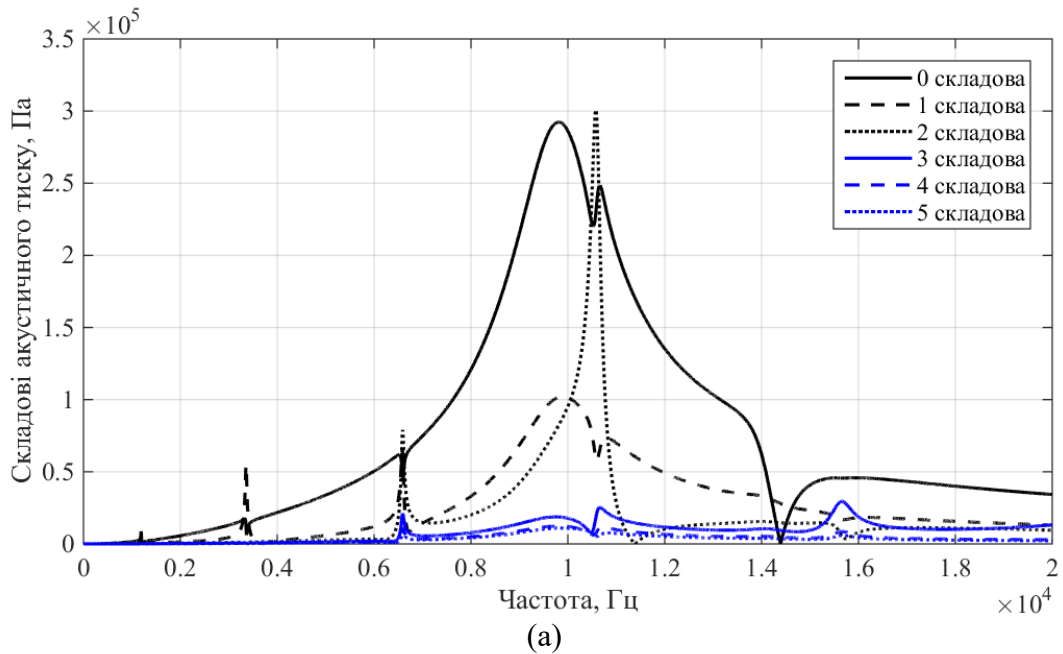


Рис. 3.2. Частотні залежності амплітуд і фаз акустичного тиску в центрі вільної від екрана поверхні вакуумованого випромінювача з екраном.

звукового тиску повторює при заданому значенні кута φ_0 форму зміни тиску нульової складової. По-третє, амплітуди першої, другої та третьої додаткових складових звукового тиску здебільшого співрозмірні із амплітудою нульової складової, в той час як у випадку коливальної швидкості додаткові моди в рази більші за нульову на цих частотах додаткових резонансів.

Фазові характеристики складових тиску (рис. 3.2. б) показують, що в низькочастотній області поза областей додаткових викидів нульова, друга і четверта та перша, третя та п'ята складові тиску синфазні між собою, а самі

групи знаходяться у протифазі між собою. Із ростом частоти нульова складова із своєї групи починає зміщуватись по фазі. В області резонансу та високочастотній області фазові характеристики всіх складових починають розходитися.

Перейдемо до аналізу кутових розподілів амплітуд та фаз тиску на випромінюючій поверхні п'єзокерамічної оболонки. На рис. 3.3 наведені кутові залежності тиску на частотах додаткових резонансів. Необхідно звернути увагу, по-перше, на те, що всі криві рис. 3.3 а в точці $\varphi = 90^\circ$ спадають до нуля, що відповідає умові рівності нулю тиску на поверхні акустично м'якого екрану. По-друге, окрім основного максимуму, що відповідає куту $\varphi = 0^\circ$, існують додаткові максимуми, що співрозмірні із нульовим. Найбільше це виражено на частоті додаткового резонансу 10578 Гц, де додаткові максимуми знаходяться поблизу внутрішніх стінок екрана.

Для порівняння розглянемо кутові залежності тиску на частотах, що не належать цим резонансам (рис. 3.4). Як видно з кривих на частотах нижче частоти резонансу п'єзокерамічної оболонки (низькочастотна область) розподілення тиску по незакритій екраном поверхні оболонки більш рівномірне. Про це також свідчать фазові розподіли рис. 3.4 б. Спадання тиску до нуля в районі кута $\varphi = 90^\circ$ зберігається. По мірі наближення по поверхні змінюється і отримує форму, яка показана для частоти 10000 Гц. Цікавим є те, що максимуми в кутах $\varphi = \pm 64^\circ$ досягають більших значень, ніж на нульовому напрямку.

Враховуючи суттєвий вклад нових складових тиску, що утворюються на поверхні п'єзокерамічної оболонки випромінювача з екраном завдяки порушенню його радіальної симетрії, цікавими є дослідження кутової залежності складових тиску поза їх резонансами. Криві рис. 3.5 показують, що, як і очікувалось, виходячи з кривих рис. 3.2, в низькочастотній області амплітуди всіх складових достатньо малі порівняно із значеннями нульової складової.

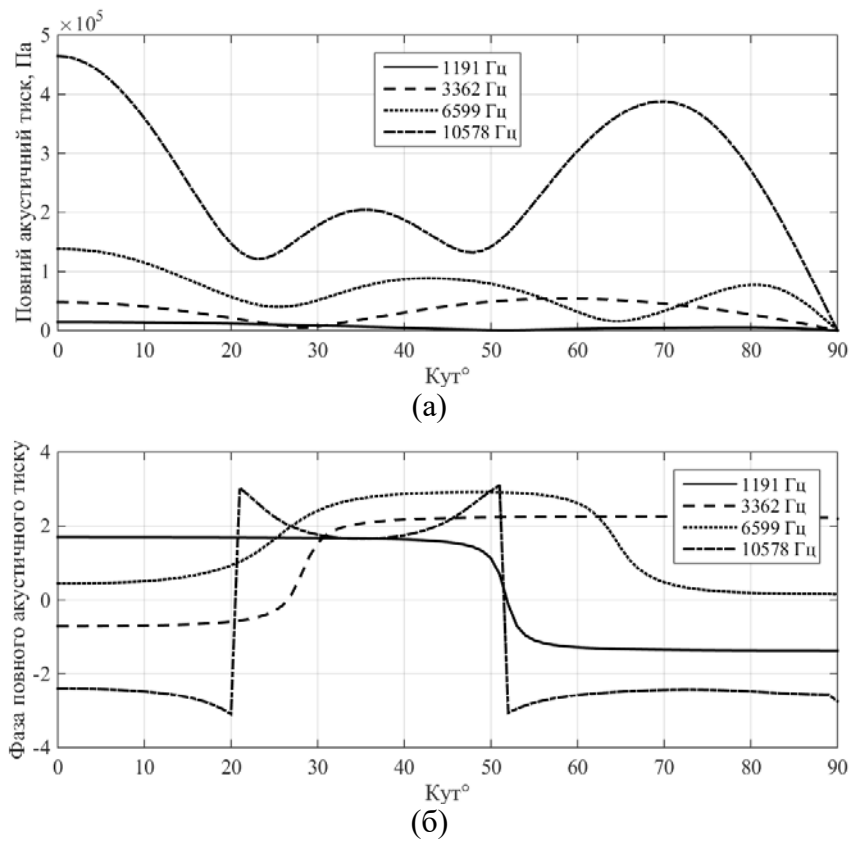


Рис. 3.3. Кутові залежності амплітуд (а) та фаз (б) акустичного тиску на поверхні вакуумованого випромінювача з екраном $\varphi_0 = 90^\circ$ на частотах додаткових резонансів в низькочастотній та резонансній областях.

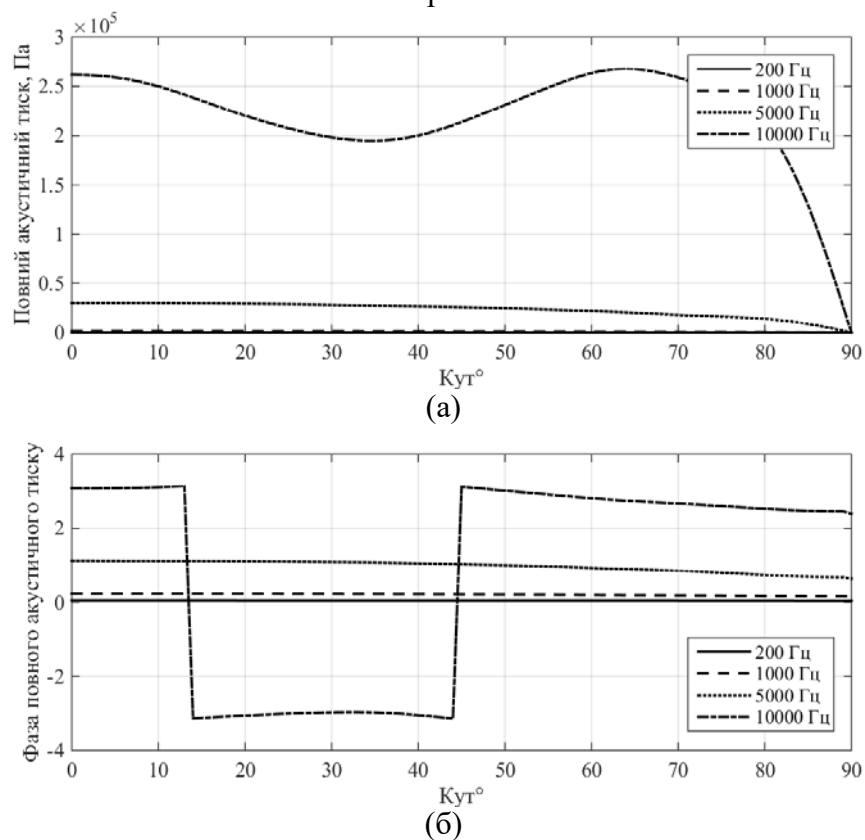


Рис. 3.4. Кутові залежності амплітуд (а) та фаз (б) акустичного тиску на поверхні вакуумованого випромінювача з екраном $\varphi_0 = 90^\circ$ на частотах поза додаткових резонансів в низькочастотній та резонансній областях.

Проаналізуємо тепер акустичні поля, які формуються екранованим циліндричним п'єзокерамічним випромінювачем, внутрішня порожнина якого заповнена повітрям при нормальному атмосферному тиску (рис. 3.1). Це ще один з варіантів практичної реалізації силової конструкції екранованих випромінювачів. Наявність в їх внутрішній порожнині пружного середовища, в якому може розповсюджуватися звук, впливає на випромінювання звуку екранованою п'єзокерамічною оболонкою, оскільки випромінювання відбувається не тільки у зовнішнє середовище, а і в замкнутий об'єм її внутрішньої порожнини, що відображається на акустичному полі екранованого випромінювача.

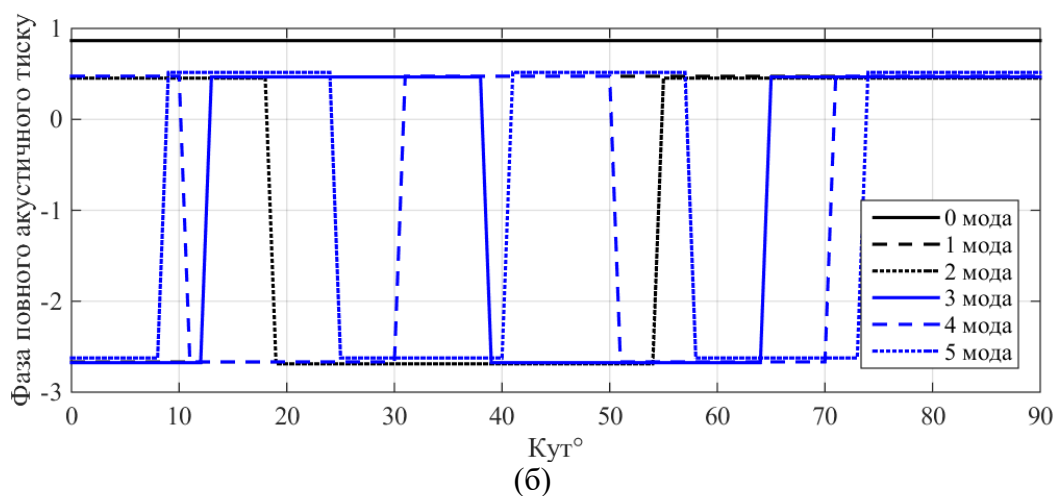
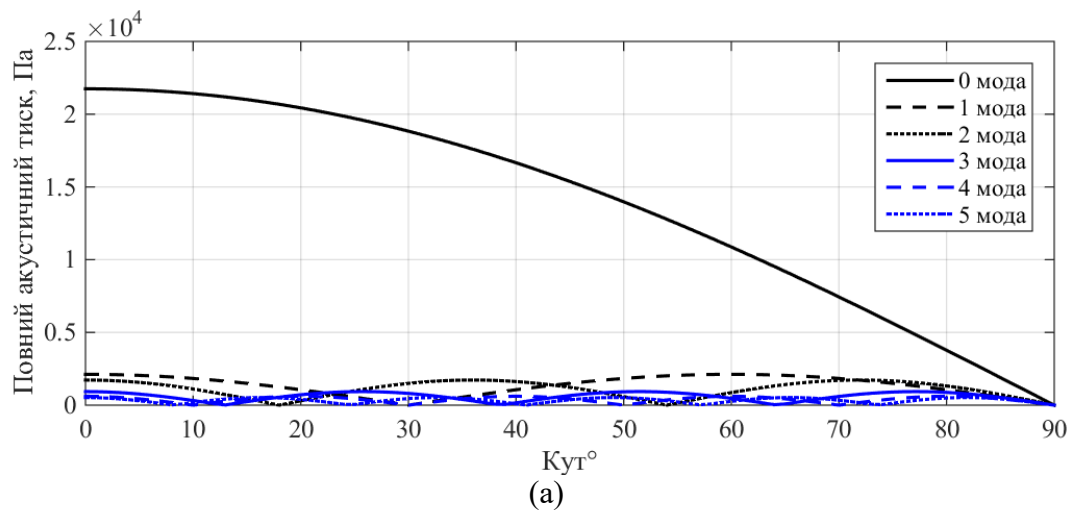
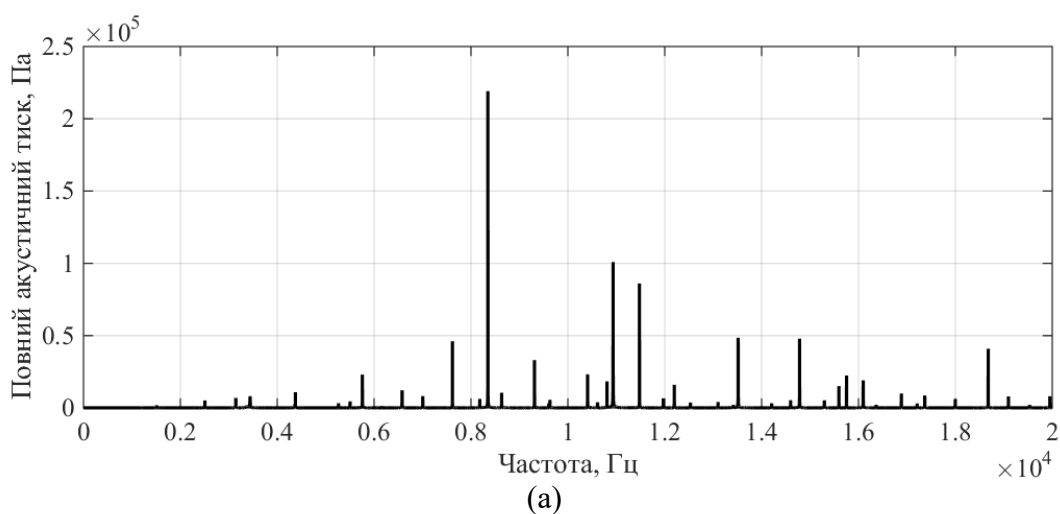


Рис. 3.5. Кутіві залежності амплітуд (а) та фаз (б) акустичного тиску на поверхні п'єзокерамічної оболонки вакуумованого випромінювача з екраном $\varphi_0 = 90^\circ$ на частоті $f = 4000$ Гц.

Аналіз частотних залежностей амплітуд (рис. 3.1 а) і фаз (рис. 3.1 б) тиску заповнених повітрям екранованих випромінювачів і порівняння їх з аналогічними залежностями вакуумованих випромінювачів говорить про те, що загальна поведінка їх характеристик зводиться до кількох особливостей. По-перше, загальний хід частотних залежностей силових конструкцій циліндричних випромінювачів обох типів ідентичний як по формі, так і по кількісним характеристикам. По-друге, генерація енергетично активних складових і обумовлених ними додаткових резонансів зберігається повністю на всьому частотному діапазоні. По-третє заповнення внутрішнього об'єму п'єзокерамічної оболонки екранованих випромінювачів пружним середовищем обумовлює подальше розширення спектру резонансних частот випромінювачів, обумовлених резонансами об'єму внутрішньої порожнини оболонки, що наведені на рис. 3.6. Як можна побачити, фазова характеристика тиску всередині випромінювача підтверджує цей факт. По-четверте, нові резонанси звукового тиску на зовнішній поверхні випромінювача, обумовлені наявністю внутрішнього пружного середовища, збуджуються при радіально симетричному навантаженні і являються вузькосмуговими (рис. 3.7).



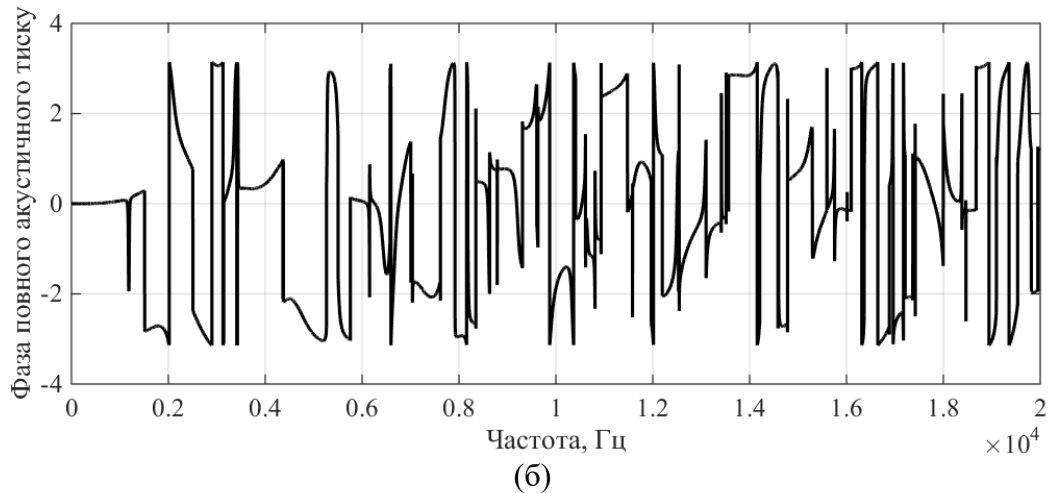


Рис. 3.6. Частотна залежність амплітуди (а) та фази (б) акустичного тиску на внутрішній поверхні заповненого повітрям екранованого випромінювача в точці $\varphi = 0^\circ$.

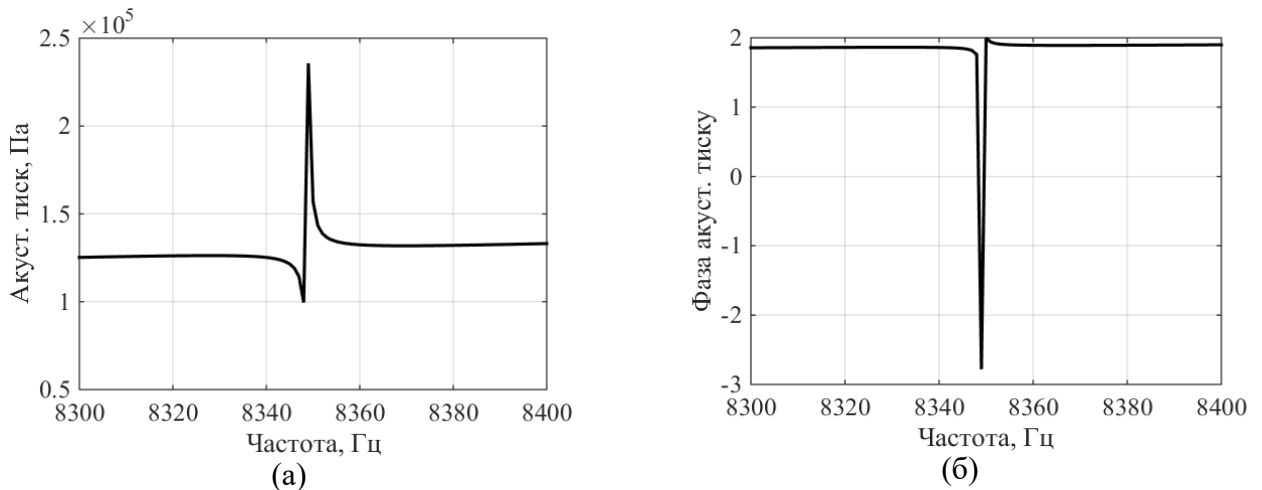


Рис. 3.7. Частотна залежність амплітуди (а) та фази (б) акустичного тиску в центрі вільної від екрану поверхні заповненого повітрям екранованого випромінювача в області одного з нових резонансів.

Розглянемо направлені властивості випромінювачів силової конструкції з екраном. На рис. 3.8 і 3.9 наведені діаграми направленості вакуумованого випромінювача для чотирьох значень частот та для частот додаткових резонансів.

Як видно з рис. 3.8, наявність екрану товщиною 5 мм і кутом розкриття $\varphi_0 = \pm 90^\circ$ в конструкції випромінювача призводить до формування направленої випромінювання енергії. На достатньо низьких частотах (~ 200 Гц) ця направленість слабо виражена. Із збільшенням частоти направленні властивості проявляються сильніше і при частотах більше 5 кГц загальний вигляд діаграм направленості приймає форму, близьку до

однонаправленого косинуса. Перейдемо до аналізу діаграм направленості, представлених на рис. 3.9. На частоті першого додаткового викиду діаграма направленості майже не змінилася порівняно із діаграмою направленості на частоті 1000 Гц. Починаючи з частоти другого викиду діаграми направленості на додаткових викидах починають значно відрізнятися від діаграм на частотах поза викидів. Так, на частоті другого додаткового викиду випромінювання відбувається в трьох основних напрямках: окрім основної пелюстки наявні дві додаткові, що відповідають кутам $\pm 96^\circ$, причому, рівень додаткових пелюсток більший за рівень головного. До того ж в тильному напрямку наявний підйом рівня випромінювання. Отже, на частоті другого викиду має місце неефективне випромінювання енергії, оскільки енергія з головної пелюстки діаграми направленості перейшла до додаткових бічних пелюсток і збільшеного рівня тильного випромінювання. Наступний додатковий викид характеризується більш направленими властивостями. Головна пелюстка із одним максимумом в даному випадку вироджується у широку пелюстку із двома максимумами, між якими рівень випромінювання спадає не нижче ніж до 0,75 від цих максимумів. Тильного випромінювання майже немає. Четвертий викид, на відміну від третього, характеризується більшим провалом в нульовому напрямку, а також появою ще двох тильних пелюсток, рівень яких досягає значень 0,5 від максимумів. Загалом можна сказати, що введення до складу випромінювача незамкненого кільцевого шару призводить до формування направлених властивостей випромінювання в резонансній області частот, проте слід зазначити, що в областях додаткових резонансів наявні достатньо сильні тильні і бічні додаткові пелюстки, особливо на частоті другого резонансу.

Перейдемо до аналізу частотних та кутових характеристик звукового тиску випромінювачів компенсованої конструкції. На рис. 3.10 а представлені частотна характеристика заповненого водою випромінювача без екрану та частотні залежності амплітуд звукового тиску випромінювачів з екраном, заповнених різними рідинами: водою $\rho_1 c_1 = \rho_2 c_2$, рідинами із хвильовими

опорами, рівними $\rho_1 c_1 = 0,8 \cdot \rho_2 c_2$ і $\rho_1 c_1 = 0,5 \cdot \rho_2 c_2$. Всі інші параметри випромінювачів бралися такими ж, як і для випромінювачів силової конструкції.

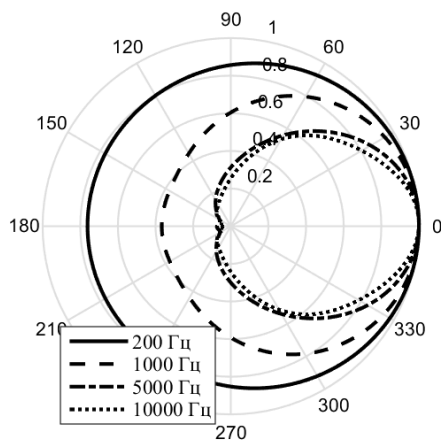


Рис. 3.8. Діаграми направленості екранованого випромінювача на різних частотах.

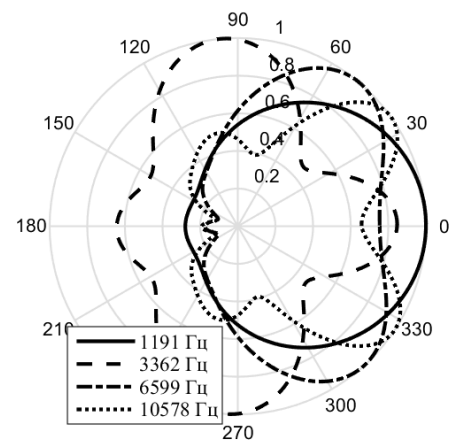
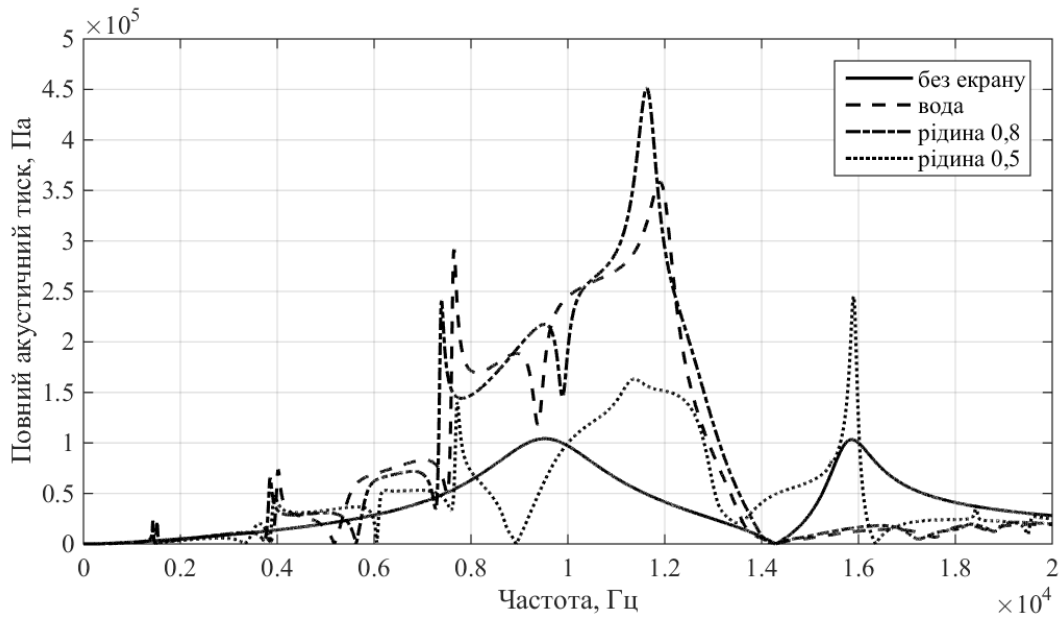
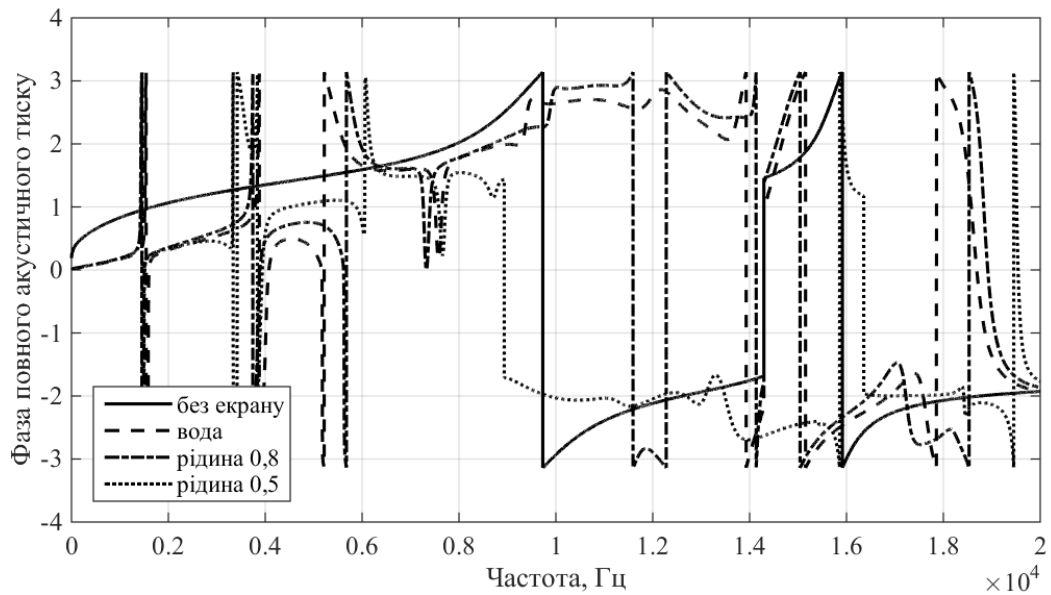


Рис. 3.9. Діаграми направленості екранованого випромінювача на частотах додаткових викидів.

Як і раніше, розділимо весь частотний діапазон на три області. Як можна побачити, загальний вплив введення екрану до складу випромінювача компенсованої конструкції аналогічний до випромінювачів силової конструкції. По-перше, в низькочастотній області звукові тиски, створювані випромінювачами всіх типів, із зменшенням частоти зменшуються і починають мало відрізнятися одне від одного. По-друге, введення екрану з кутом розкриву $\varphi_0 = 90^\circ$ призводить до суттєвого збільшення амплітуд звукового тиску в резонансній області. По-третє, введення екрану до складу компенсованого випромінювача формує також додаткові викиди звукового тиску. Як це мало місце в випромінювачів силової конструкції, видно, що значення частот цих викидів залежать від типу внутрішнього середовища, що заповнює п'єзокерамічну оболонку, причому для компенсованих конструкцій ці частоти вищі ніж для силових. Це пов'язано із тим, що внутрішнє середовище має пружний характер, через що частоти резонансів зростають. У



(а)



(б)

Рис. 3.10. Частотні залежності амплітуд (а) і фаз (б) звукового тиску в центрі зовнішньої вільної від екрана поверхні випромінювача з екраном компенсованої конструкції та без екрану.

випадку силової конструкції внутрішнє середовище або відсутнє, або заповнене газом, що має малий хвильовий опір порівняно із рідинами. За рахунок цього третій додатковий викид тиску у випромінювачів компенсованого типу знаходиться на межі першої (низькочастотної) та другої (резонансної) областей. Таким чином резонансна область починається з третього додаткового викиду і закінчується четвертим додатковим викидом.

Обидва ці викиди мають, як і у випадку викиду в резонансній області випромінювача силової конструкції, великі амплітуди.

Цікавою є високочастотна область. У випадку випромінювача без екрану частотна характеристика (рис. 3.10 а) характеризується двома типами резонансних викидів: перший тип – резонанс п'єзокерамічної оболонки (резонансна область); другий тип пов'язаний з внутрішнім середовищем (високочастотна область). Між цими резонансами наявний глибокий провал, а другий резонанс, на відміну від випромінювача заповненого повітрям, широкосмуговий. Введення екрану до конструкції заповненого водою випромінювача призводить до суттєвого (майже в 10 раз) зменшення другого резонансу. Проте заповнення випромінювача рідиною із вдвічі меншим хвильовим опором в цій області призводить до зовсім протилежного ефекту. Так в цій області рівень тиску підвищується і формується ще один додатковий викид, амплітуда якого співрозмірна із амплітудами тиску в резонансній області.

Дослідимо частотні характеристики складових акустичного тиску. Для цього звернемося до кривих на рис. 3.11. Як можна побачити, найбільш активними складовими залишилися ті, що відповідають нульовій, першій та другій складовим акустичного тиску. Це співпадає з поведінкою складових тиску для випромінювачів силової конструкції. Ще однією особливістю, що наявна для обох типів конструкцій, є те, що другий і четвертий додаткові викиди формуються тільки за рахунок першої та другої складових, в той час як інші додаткові викиди формуються з усіх складових. Звертає увагу на себе наступне: в резонансній області компенсованих випромінювачів між двома додатковими викидами знаходиться один провал тиску (рис. 3.10 а). З рис. 3.11 а видно, що в резонансній області на цій частоті збуджуються всі додаткові складові тиску, проте провал в частотній характеристиці відбувається через те, що ці складові формують дві групи складових, які мають близькі значення фаз в межах груп, та протилежні між групами

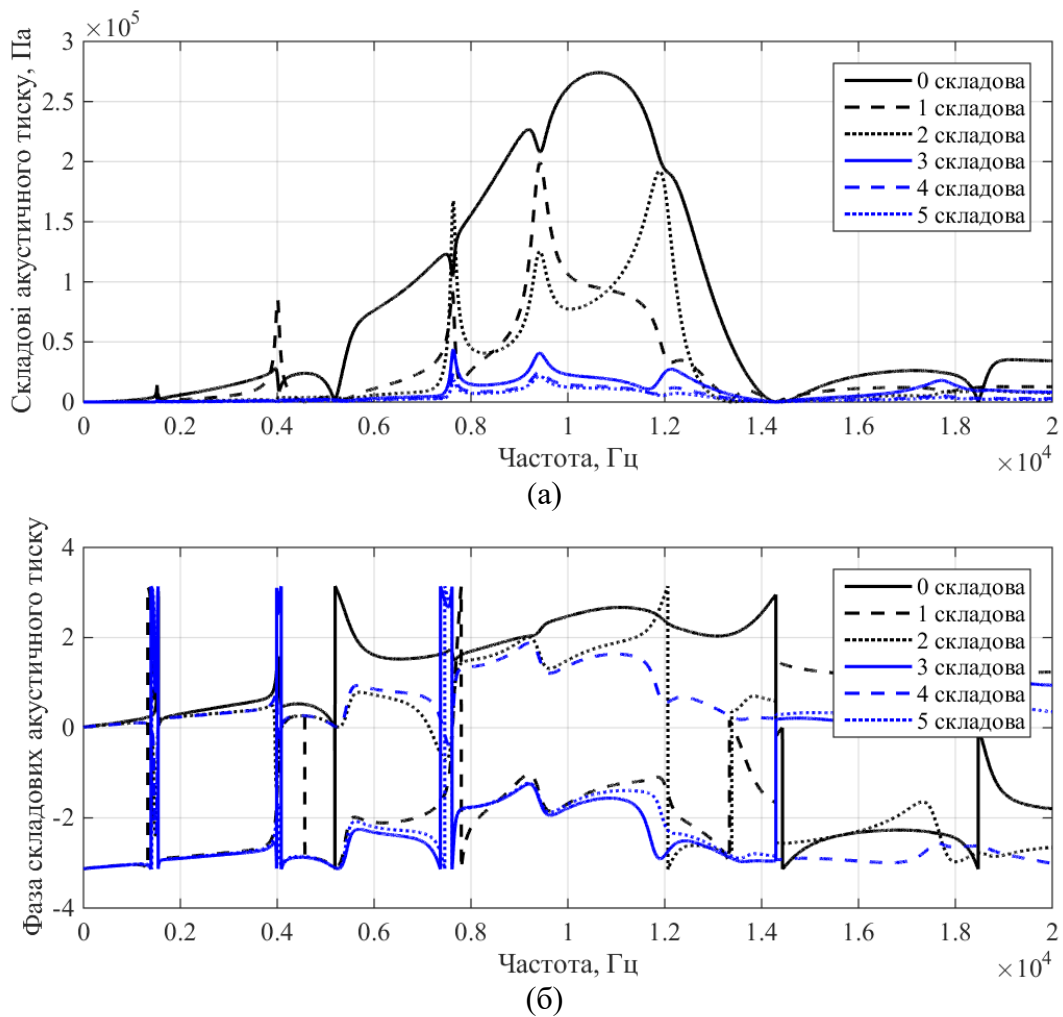


Рис. 3.11. Частотні залежності амплітуд (а) і фаз (б) складових тиску в центрі зовнішньої вільної від екрана поверхні заповненого водою випромінювача з екраном.

(рис. 3.11 б). Як можна побачити з фазових характеристик рис. 3.10 б та рис. 3.2 б, в низькочастотній області до ~ 5 кГц нульова, друга і четверта, та перша, третя та п'ята складові синфазні між собою. Після 5 кГц фаза нульової складової відрізняється від фаз другої та четвертої складових. На початку області резонансу ця група знову синфазна і на частоті провалу видно, що перша та друга групи складових мають фази, близькі до протилежних. Таким чином, суперпозиція цих складових дає в результаті провал амплітуди повного тиску на цій частоті в резонансній області.

Розглянемо частотне розподілення складових тиску для випромінювача заповненого рідиною із хвильовим опором $0,5 \cdot \rho_2 c_2$ (рис. 3.12). Як можна побачити, зменшення хвильового опору середовища всередині п'єзокерамічної оболонки випромінювача призводить до ряду змін в

частотній характеристиці. По-перше, це обумовило зниження амплітуд тиску в резонансній області. По-друге, провал в резонансній області став більш глибоким, причому на частоті цього провалу спостерігається падіння амплітуд всіх складових, що відрізняється від природи формування цього провалу у випромінювача, заповненого водою. По-третє, четвертий

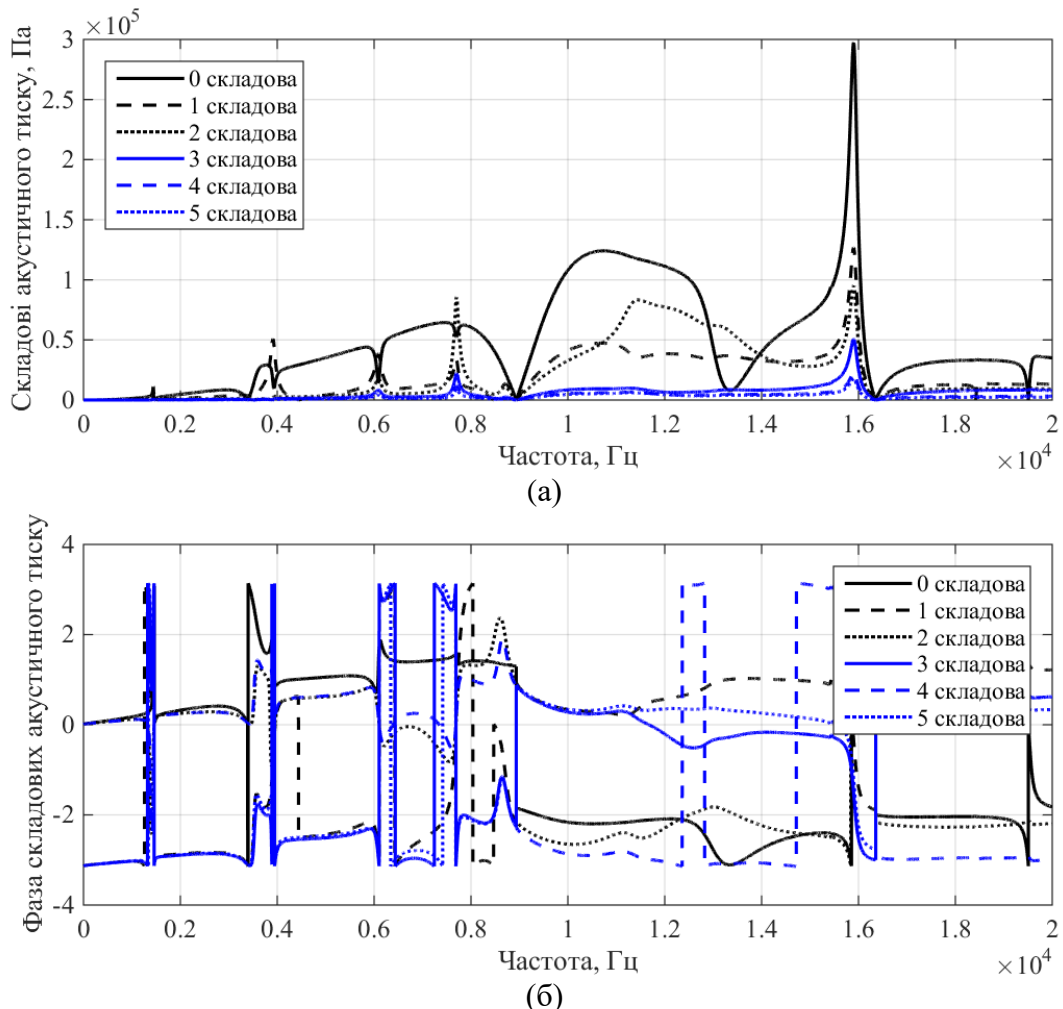


Рис. 3.12. Частотні залежності амплітуд (а) і фаз (б) складових тиску в центрі зовнішньої вільної від екрана поверхні заповненого рідиною $0,5\rho_2c_2$ випромінювача з екраном.

додатковий резонанс відсутній в резонансній області. По-четверте, на відміну від компенсованих конструкцій із рідинами з близькими до води характеристиками, для випромінювача, заповненого рідиною із половинним хвильовим опором, у височастотній області має місце найбільший викид, який формується суперпозицією складових. Після цього викиду поведінка випромінювачів компенсованої конструкції з різним заповненням однакова.

Перейдемо до дослідження кутових характеристик екранованих випромінювачів компенсованої конструкції. На рис. 3.13 та рис. 3.14 представлені залежності звукового тиску від кута на частотах додаткових резонансів та поза ними відповідно. При порівнянні кривих, що відповідають частотам додаткових резонансів із кривими для випромінювачів силової конструкції, бачимо, що загальні поведінки тиску на цих частотах подібні між собою. По мірі наближення до точки $\varphi = \varphi_0$ тиск прямує до нуля на всіх частотах. Розподілення тиску по куту показує наявність додаткових максимумів на частотах резонансів. Порівнюючи криві на рис. 3.14 із кривими на рис. 3.13 видно, що, знову ж таки, як і у випадку силової конструкції, поза додатковими резонансами кутові характеристики більш рівномірні і тільки на частоті, близькій до частоти основного резонансу п'єзокерамічної оболонки, наявні додаткові максимуми поблизу кута $\varphi_0 = \pm 90^\circ$.

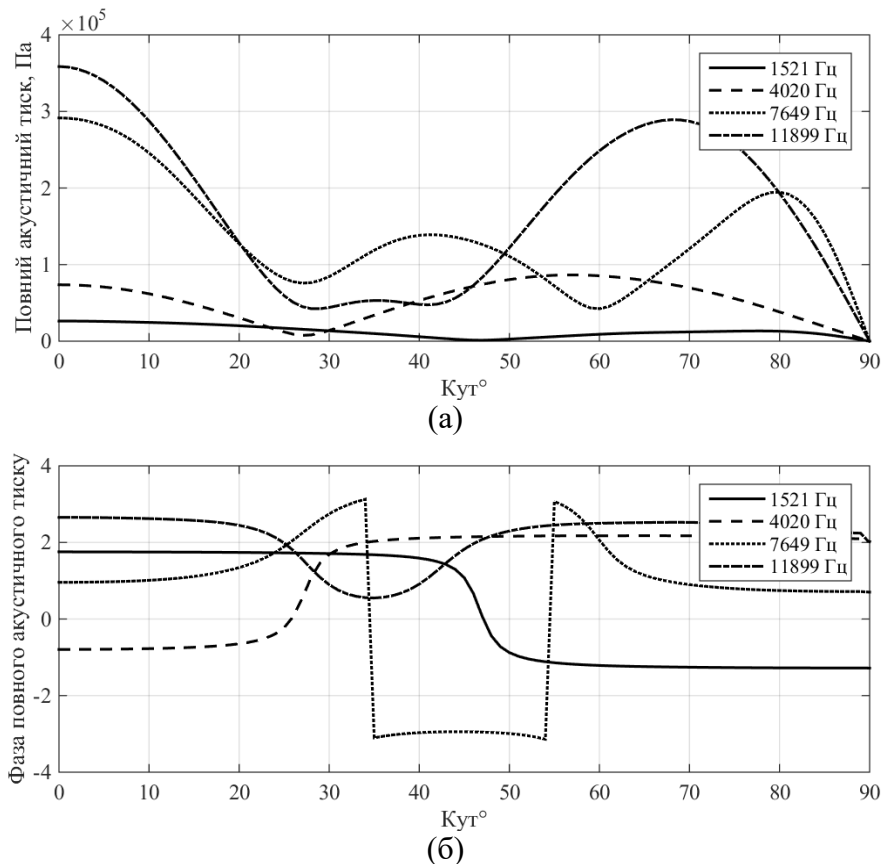


Рис. 3.13. Кутові залежності амплітуд (а) та фаз (б) тиску на поверхні заповненого водою випромінювача з екраном $\varphi_0 = 90^\circ$ на частотах додаткових резонансів в низькочастотній та резонансній областях.

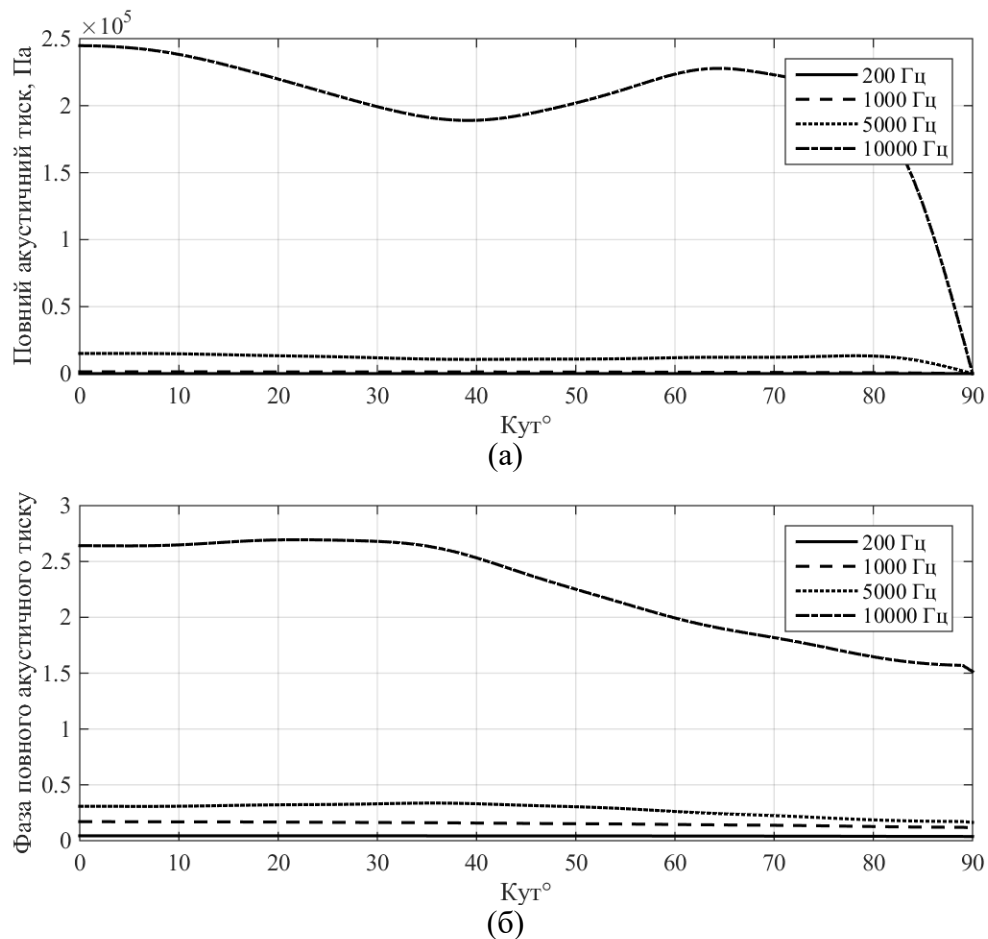


Рис. 3.14. Кутові залежності амплітуд (а) та фаз (б) тиску на поверхні заповненого водою випромінювача з екраном $\varphi_0 = 90^\circ$ на частотах додаткових резонансів в низькочастотній та резонансній областях.

На рис. 3.15. представлені діаграми направленості екранованих випромінювачів компенсованої конструкції з екраном на частотах додаткових викидів. При розгляді діаграм направленості випромінювачів, заповнених рідиною із близьким хвильовим опором до води, можна сказати, що загальна характеристика направленості мало відрізняється від характеристики направленості випромінювачів силової конструкції і вони володіють схожими особливостями, описаними для випромінювача силової конструкції. Характеристика направленості компенсованих випромінювачів загалом із зростанням частоти поступово набуває направлених властивостей, про що свідчать криві рис. 3.15 г.

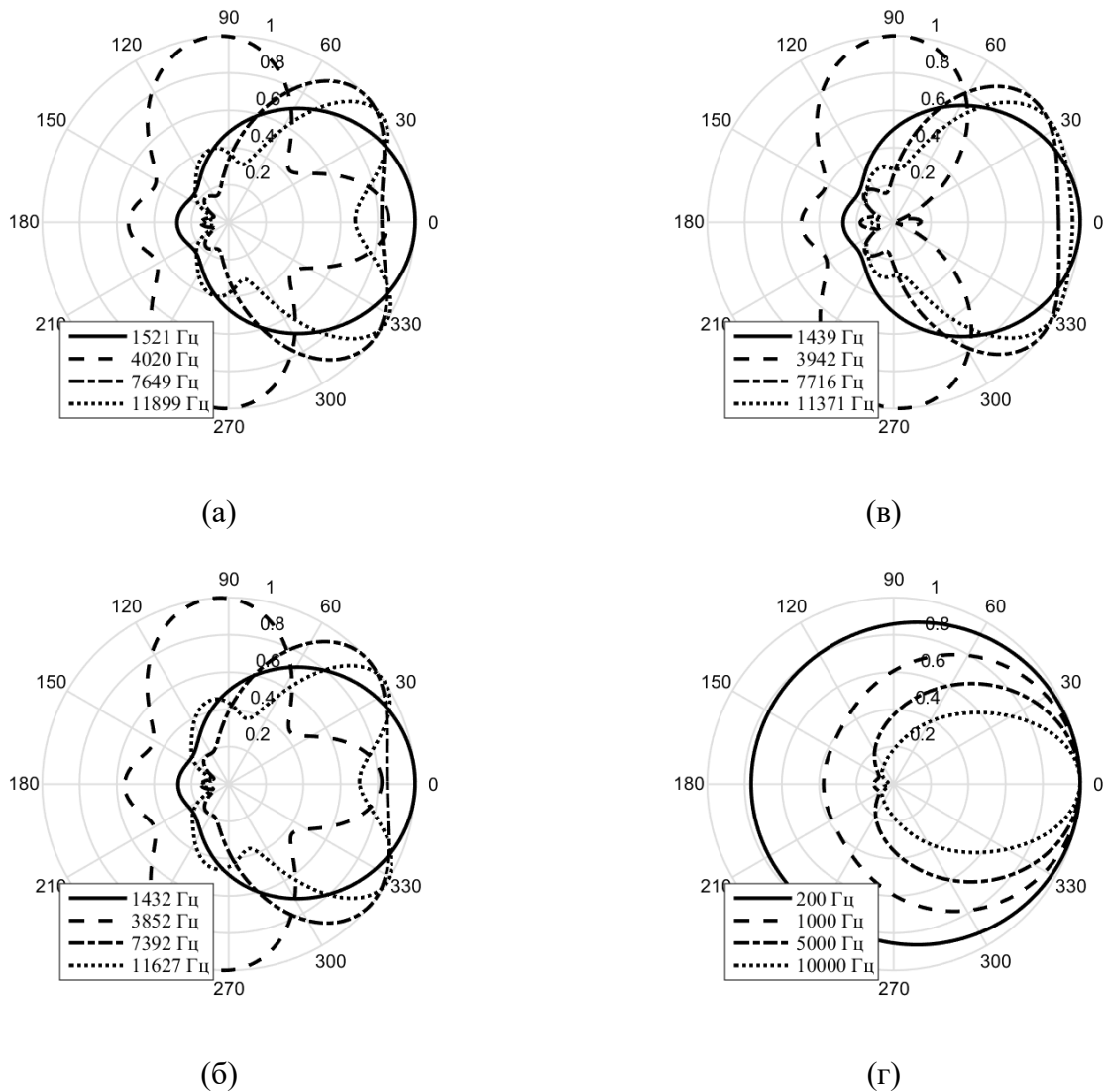


Рис. 3.15. Діаграми направленості випромінювачів заповнених водою (а), рідиною $0,8\rho_2c_2$ (б) та рідиною $0,5\rho_2c_2$ (в) на частотах додаткових резонансів та діаграма направленості для заповненого водою випромінювача поза частотами додаткових резонансів (г).

Відмінність з'являється для випромінювачів заповнених рідиною із половинним хвильовим опором води (рис. 3.15 в), яка полягає в наступному: у діаграми направленості на частоті другого викиду повністю відсутня головна пелюстка; на частоті четвертого викиду спостерігається мале зменшення рівня тиску в нульовому напрямку порівняно із рівнем тиску для заповненого водою випромінювача на цьому ж напрямку.

3.3. Властивості акустичних полів випромінювачів з екраном в залежності від конфігурації та розмірів акустичного екрану.

Як можна побачити з підрозділів 2.2 та 3.2 формування механічного та акустичного полів в залежності від конструктивного виконання випромінювача мають свої певні подібні та відмінні між собою закономірності. Так видно, що введення екрану в обох видах полів незалежно від виду конструктивного виконання призводить до появи додаткових резонансів. Такий вплив пояснюється порушенням радіальної симетрії випромінювача, виконаного з активного елементу у вигляді п'єзокерамічної циліндричної оболонки. У зв'язку з цим відбувається перерозподіл енергії між нульовою та наступними модами коливань оболонки. Це в свою чергу призводить до формування додаткових складових звукового тиску, що утворюється всередині та ззовні випромінювача. У підрозділі 2.3 було показано вплив розмірів та форми екрану на формування механічних полів. Перейдемо до дослідження впливу розмірів та форми екрану на формування вже акустичних полів.

Для цього, з метою отримання даних для порівняння, для чисельних експериментів задаємося наступними параметрами конструктивних елементів випромінювача з екраном: застосована п'єзокераміка – ЦТБС-3; $r_0 = 0,068$ м; $h = 0,008$ м; $r_3 - r_2 = 0,005$ м; $0,025$ м; $0,05$ м; $\varphi_0 = 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ$; $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0; 1,0$.

Систематизований аналіз результатів широкого числового експерименту для випромінювачів силової та компенсованої конструкцій в залежності від конфігурації та розмірів екранів представлені на рис. 3.16 – 3.27.

Аналіз частотних залежностей амплітуд звукового тиску на неекранованій поверхні випромінювача з різними кутами розчину екрану

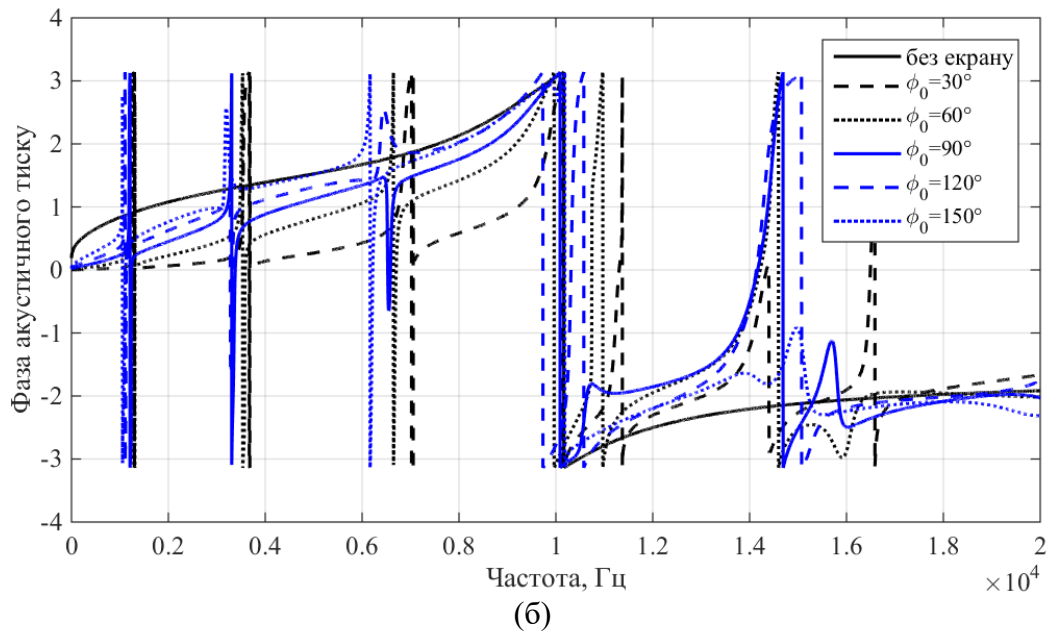
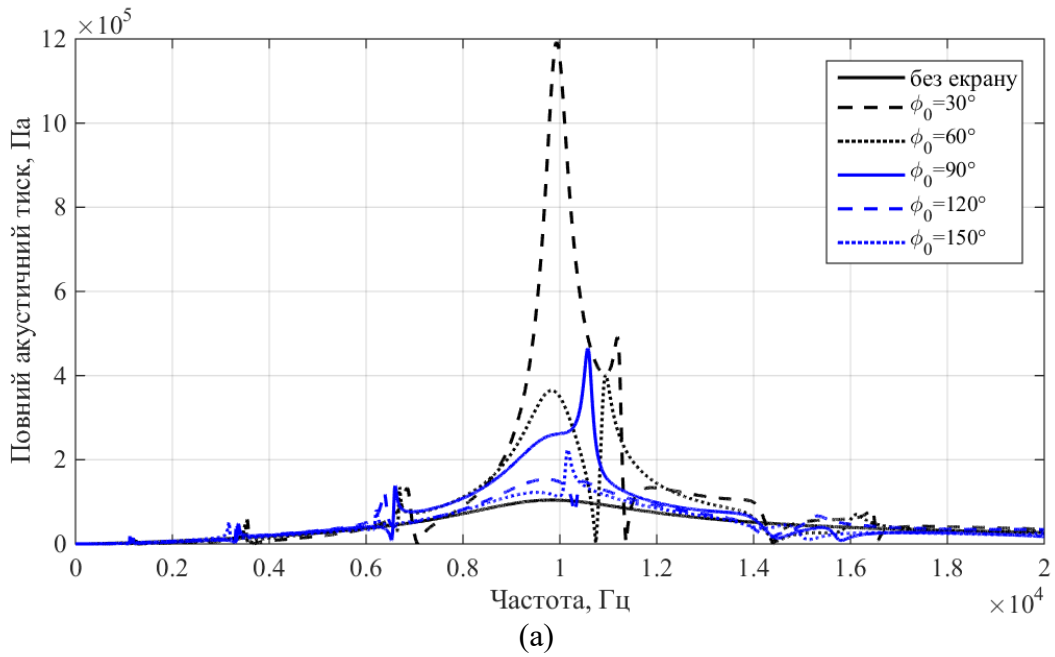


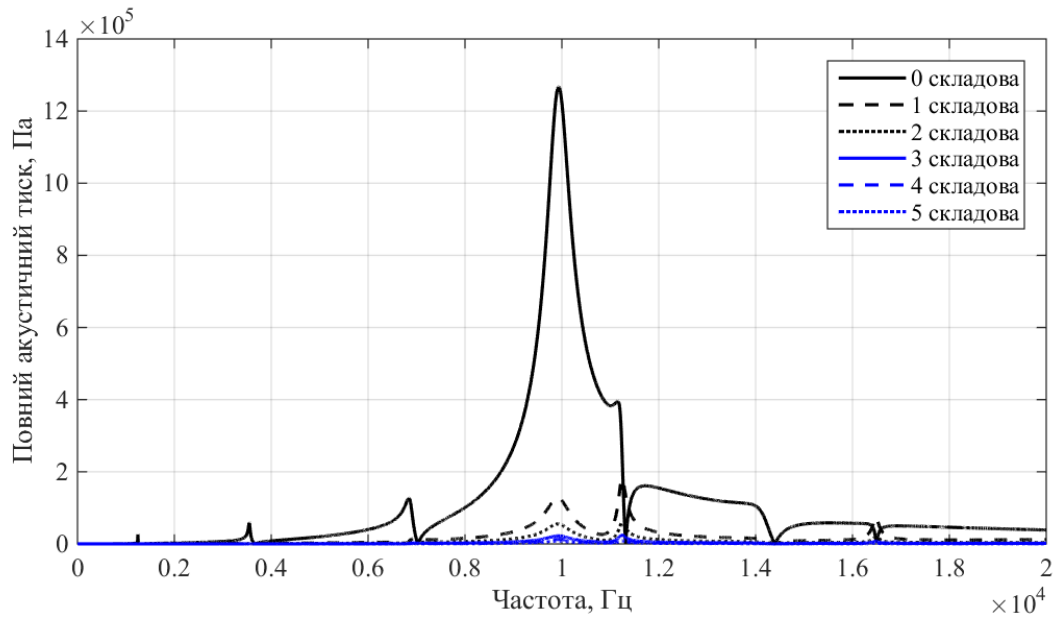
Рис. 3.16. Частотні залежності амплітуд (а) та фаз (б) звукового тиску для вакуумованого випромінювача без екрану та в центрі вільної від екрану поверхні вакуумованого випромінювача при різних конфігураціях екрана: $\phi_0 = 30^\circ$, 60° , 90° , 120° , 150° .

(рис. 3.16 а) говорить про наступне. В низькочастотній області ($f < 8000$ Гц) загальний вигляд частотної залежності звукового тиску однаковий за величиною для випромінювача без екрану та з екранами із різним кутом розчину і при зниженні частоти значення тиску спадає в усіх випадках. Величини додаткових викидів також однакові для всіх екранів, проте частоти цих викидів показують, що із збільшенням кута розчину екрану значення цих частот спадають. У високочастотній області із збільшенням частоти значення

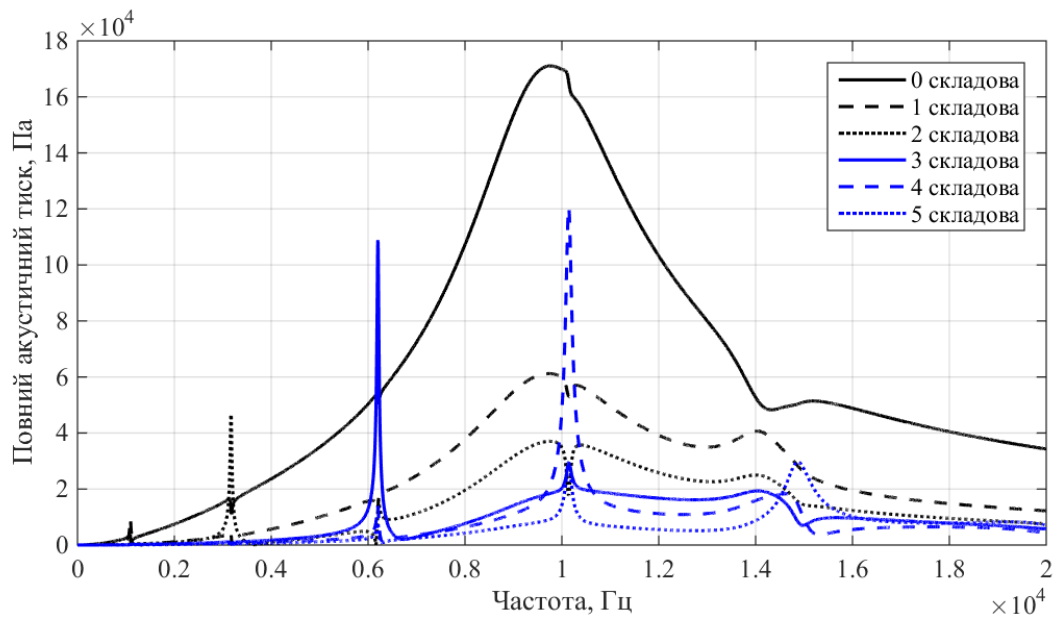
тиску для всіх випромінювачів також спадають і стають однаковими за величиною. Як можна побачити, у високочастотній області наявний один додатковий викид, проте він, на відміну від викидів у низькочастотній області, дуже малий і більше створює нерівномірність частотної залежності порівняно із частотною залежністю тиску, створюваного випромінювачем без екрану. Найбільш цікавою є резонансна область. В ній частотні залежності тиску на поверхні випромінювачів з різними екранами мають більші значення порівняно із випромінювачем без екрану. Видно, що із зменшенням кута розкриття екрану амплітуди тиску збільшуються, причому для випадку кута $\varphi_0 = 30^\circ$ значення амплітуд збільшуються майже на цілий порядок.

Аналіз фазових характеристик (рис. 3.16 б) екранованих випромінювачів показує, що їх загальний характер однаковий для екранів з різним кутом розчину. Спостерігається наступна закономірність: із збільшенням кута розчину екрану фазочастотні залежності поступово наближаються до значень фазочастотної характеристики неекранованого випромінювача. Перетин фазових характеристик осі абсцис підтверджує факт появи резонансних викидів в амплітудних характеристиках.

Розглянемо частотні залежності складових звукового тиску (рис. 3.2 а та рис. 3.17). З порівняння кривих видно, що амплітуда складових звукового тиску, особливо нульової складової, достатньо сильно залежить від кута розкриття екрану. По-перше, амплітуда нульової складової із зменшенням кута розкриття екрану збільшується на один порядок і в порівнянні із нею всі інші складові майже не вносять свого вкладу. По-друге, загальний вигляд амплітудно-частотної характеристики нульової складової при малих кутах розкриття вироджується в один великий резонансний пік. По-третє, із зменшенням кута розкриття додаткові викиди формуються майже повністю за рахунок нульової складової. По-четверте, із збільшенням кута розкриття амплітуда нульової складової спадає і стає більш гладкою, в той час як всі наступні складові збільшуються і при великих кутах розкриття додаткові



(а)



(б)

Рис. 3.17. Частотні залежності амплітуд окремих складових звукового тиску в центрі неекранованої поверхні випромінювача з екраном для $\varphi_0 = 30^\circ$ (а) та $\varphi_0 = 150^\circ$ (б).

викиди амплітуд формуються за рахунок цих складових. По-п'яте, додаткові викиди із збільшенням кута розкриття починають формуватися рядом окремих складових. Так із рис. 3.17 б видно, що другий, третій та четвертий амплітудні викиди формуються за рахунок другої, третьої та четвертої складових. Перша складова має достатньо пологий вид і на частотах додаткових викидів майже не змінюється.

Така поведінка звукового тиску з фізичної точки зору має просте пояснення: при малому куті розкриття екрана більша частина поверхні

п'езокерамічної оболонки закрита акустично м'яким екраном. Таким чином, більша частина оболонки не навантажена на робоче середовище, а акустично м'яка поверхня екрану говорить про те, що оболонка не піддається опору зі сторони екрану. Тому коливальні швидкості оболонки мають більші значення. Так само в цій області зростатимуть і значення звукового тиску, причому за рахунок очевидного меншого, ніж для $\varphi_0 > 30^\circ$ (рис. 2.11), порушення радіальної симетрії випромінювача перерозподіл енергій між складовими звукового тиску достатньо малий і повний тиск майже повністю визначається його нульовою складовою (рис. 3.16 а). При збільшенні кута розкриття навантаження оболонки на середовище збільшується, а відтак, збільшується порушення радіальної симетрії випромінювача, що в свою чергу призводить до більш ефективного перерозподілу енергії між складовими тиску. Про це свідчить зменшення значень нульової складової тиску та зростання всіх наступних складових тиску відносно нульової складової (рис. 3.17 а, 3.2 а та 3.17 б).

Перейдемо до аналізу кутових розподілів звукового тиску на неекранованій поверхні випромінювача. Для цього розглянемо криві на рис. 3.18 – 3.19. При малих кутах розкриття екрана можна спостерігати, що на частотах перших трьох резонансів кутове розподілення представляє собою гладку криву, яка має максимум в центрі неекранованої поверхні та спадає до нуля у точці φ_0 . Тільки на частоті четвертого додаткового амплітудного викиду тиску крива має додаткові один мінімум і максимум, після якого також спадає до нуля в точці $\varphi_0 = 30^\circ$. Про цей мінімум та максимум свідчить крива фазової характеристики на цій частоті. Всі інші фазові криві свідчать про рівномірність амплітудних кутових залежностей. При збільшенні кута розкриття φ_0 спостерігається зміна характеру кутового розподілу з рівномірного на такий, що демонструють криві рис. 3.3 а та 3.19 а. Так, на частоті першого додаткового викиду з'являється один додатковий мінімум, положення якого лежить в межах $50 \pm 10^\circ$ і залежить від кута розкриття

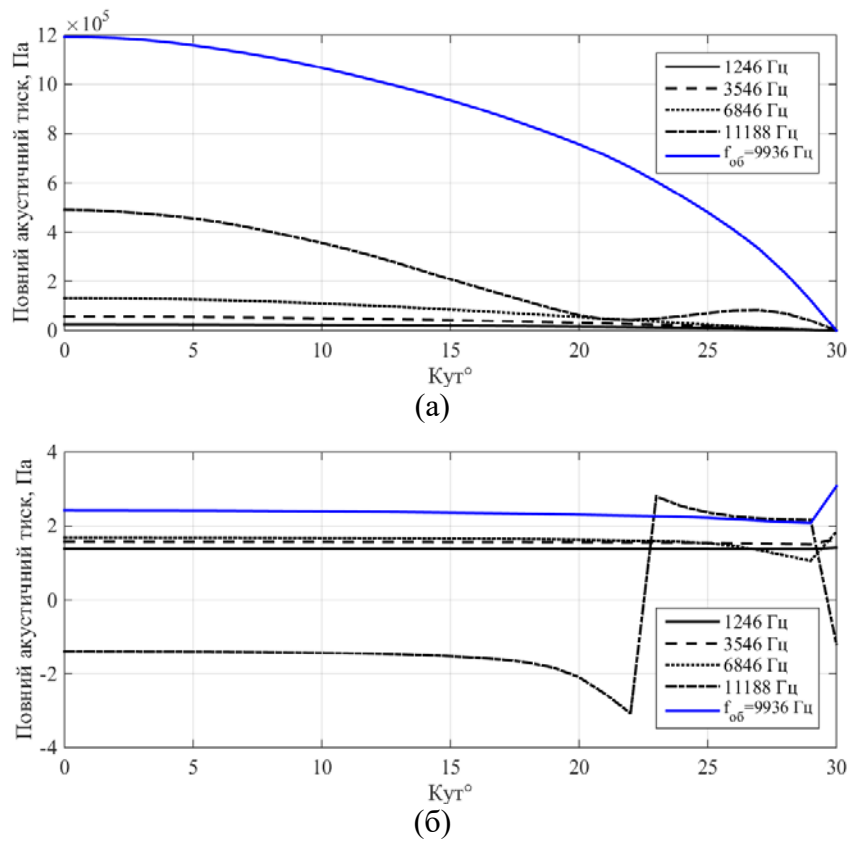


Рис. 3.18. Кутові залежності амплітуд (а) та фаз (б) тиску на поверхні вакуумованого випромінювача з екраном на частотах додаткових резонансів в низькочастотній та резонансній областях для $\varphi_0 = 30^\circ$.

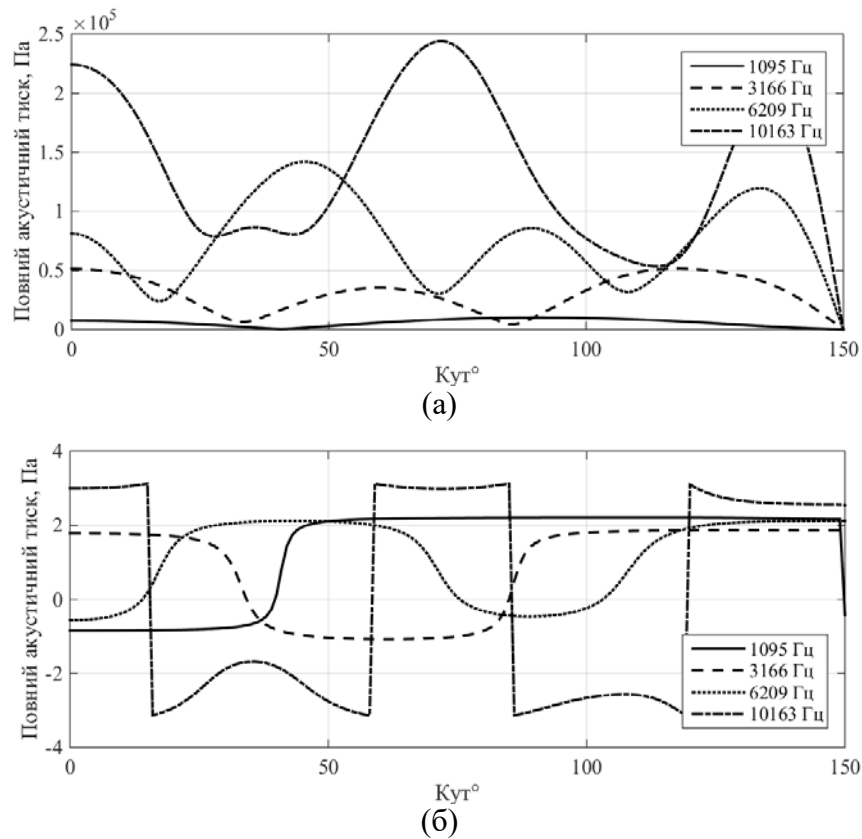


Рис. 3.19. Кутові залежності амплітуд (а) та фаз (б) тиску на поверхні вакуумованого випромінювача з екраном на частотах додаткових резонансів в низькочастотній та резонансній областях для $\varphi_0 = 150^\circ$.

екрана, причому із збільшенням кута розкриву положення цього мінімуму прямує до центру неекранованої поверхні випромінювача. На частотах другого та третього додаткових резонансів криві набувають декілька мінімумів та максимумів, причому із збільшенням φ_0 їх кількість збільшується. Слід зауважити, що у випадку $\varphi_0 = 150^\circ$ на частоті третього додаткового викиду крива в центрі неекранованої поверхні має не найбільші значення тиску. На частоті четвертого додаткового викиду крива набуває додаткових двох максимумів, співрозмірних із максимумом в центрі неекранованої поверхні випромінювача.

У зв'язку із появою додаткових максимумів на поверхні випромінювача, що контактує із робочим середовищем, дослідимо направлені характеристики екранованих випромінювачів в дальньому полі.

На рис. 3.20 а, в представлені діаграми направленості для випромінювача з екраном із кутом розкриву $\varphi_0 = 30^\circ$. Як видно з кривих на частотах починаючи з 1 кГц характеристика направленості екранованого випромінювача починає набувати властивостей одностороннього випромінювання енергії і являє собою одну пелюстку із шириною пелюстки на рівні 0,7 від максимуму $2\varphi_{0,7} \approx 150^\circ$ і тильним рівнем випромінювання порядку 60%. Але вже на частотах більше 10 кГц тильний рівень зменшується до 20%, а ширина діаграми направленості – до $2\varphi_{0,7} \approx 90^\circ$. На низьких частотах (~200 Гц) екранований випромінювач навіть при $\varphi_0 = 30^\circ$ втрачає односторонню направленість. На частотах додаткових викидів загальний вигляд характеристики направленості у випадку $\varphi_0 = 30^\circ$ не змінюється. Із зміною конфігурації екрану до $\varphi_0 = 150^\circ$ спостерігається зовсім інша ситуація (рис. 3.20 б, г). Так на частотах поза додаткових викидів видно, що направлене випромінювання відбувається на частотах вище 5 кГц,

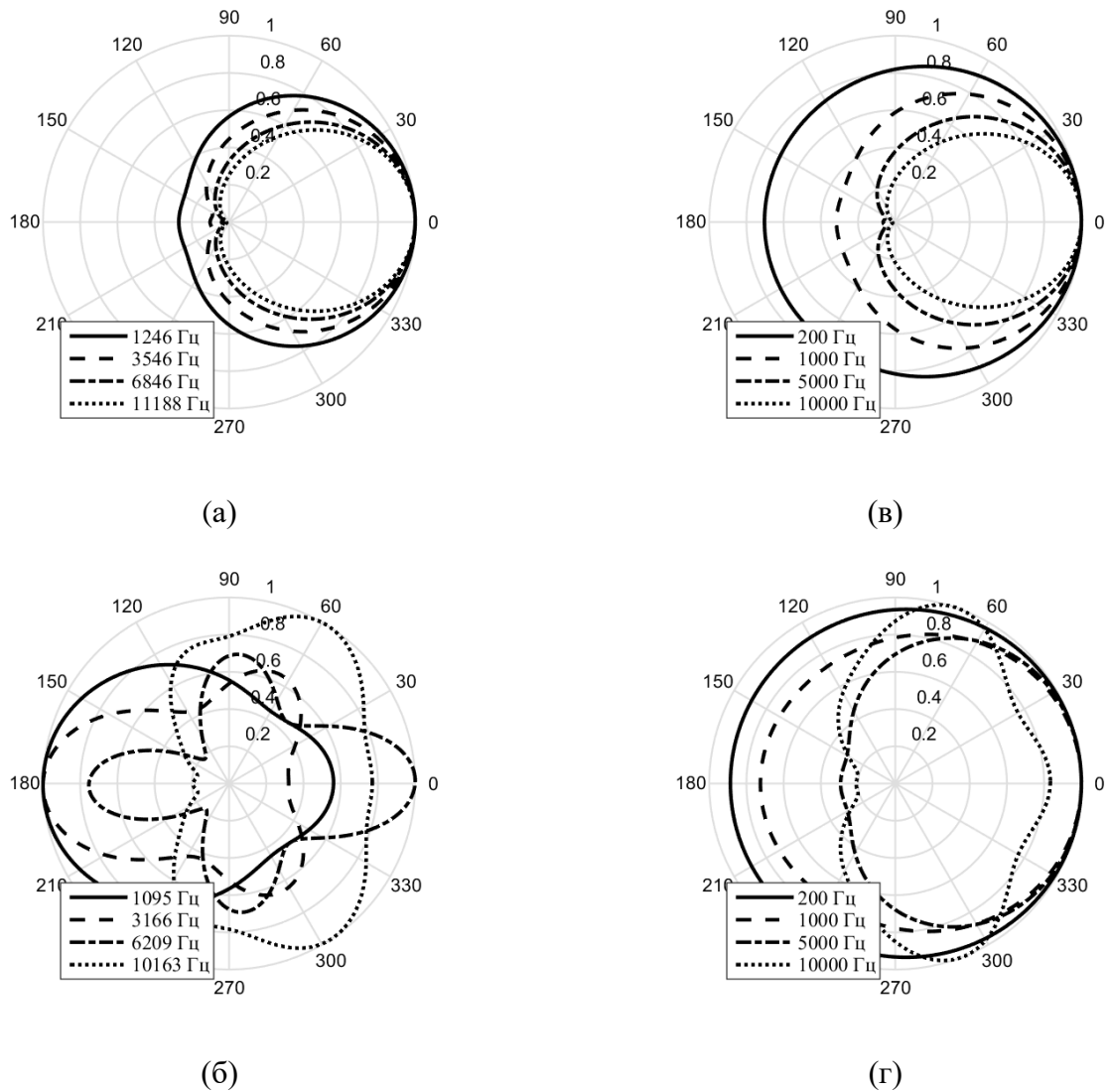


Рис. 3.20. Діаграми направленості на частотах додаткових викидів (а, б) та на частотах поза них (в, г) для екранованих випромінювачів з $\varphi_0 = 30^\circ$ (а, в) та $\varphi_0 = 150^\circ$ (б, г).

причому на частоті 10 кГц спостерігається поява провалу основної пелюстки в напрямі $\varphi = 0^\circ$ так, що максимум випромінюваної енергії припадає не на нульовий напрям, а на напрямках $\varphi \approx \pm 75^\circ$. Також великих змін набули характеристики направленості на частотах додаткових викидів: на частотах перших двох викидів видно чіткий поворот діаграми направленості в тильному напрямі; на частоті третього викиду видно, що випромінювання відбувається в чотирьох напрямках; На частоті четвертого викиду характеристика направленості, порівняно із такою на частоті 10 кГц, набуває свого класичного напрямку $\varphi = 0^\circ$ і малим рівнем тильного випромінювання і набуває більшої ширини кута $2\varphi_{0,7}$.

Дослідимо поведінку звукових полів екранованих випромінювачів силової конструкції в залежності від товщини екрану. Так на рис. 3.21 представлені частотні залежності звукового тиску для екранів із товщиною $r_3 - r_2 = 0,025 \text{ м}; 0,05 \text{ м}$.

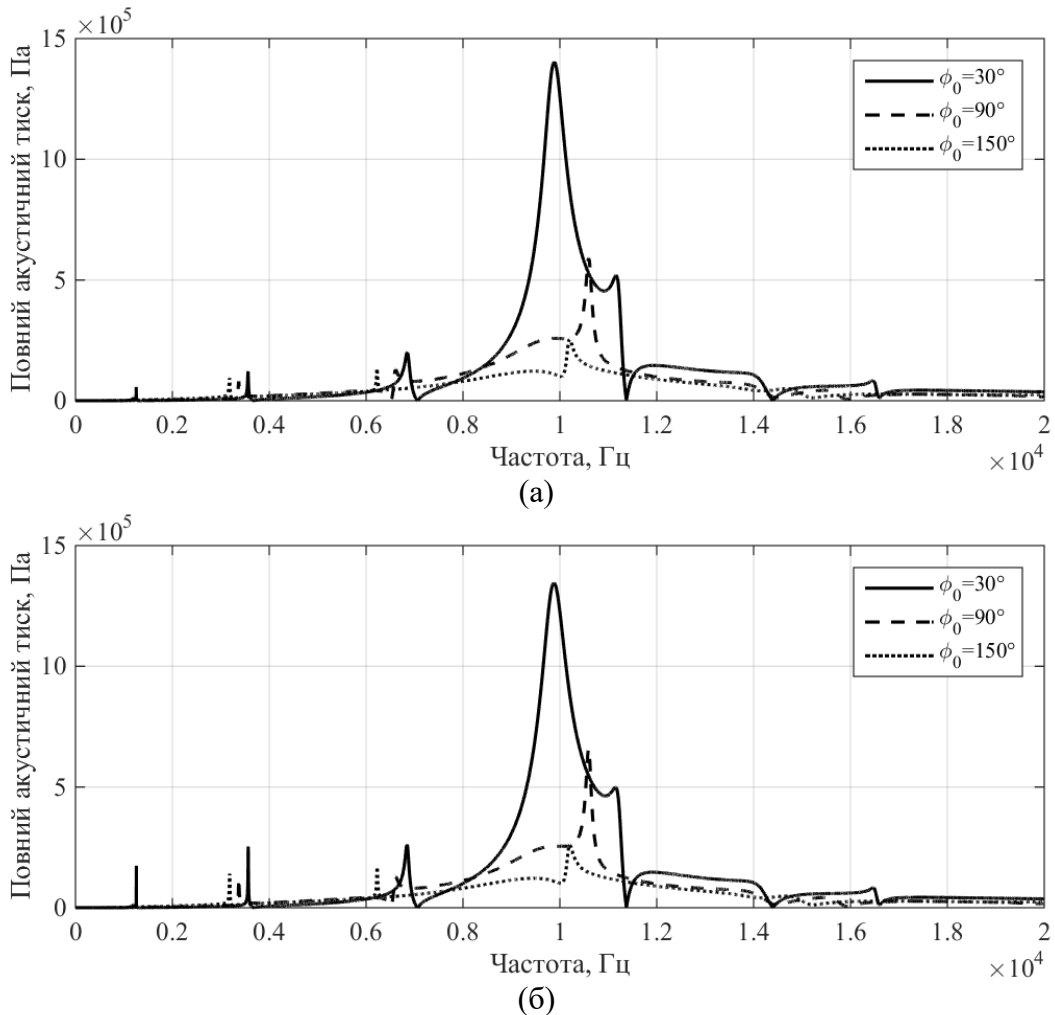
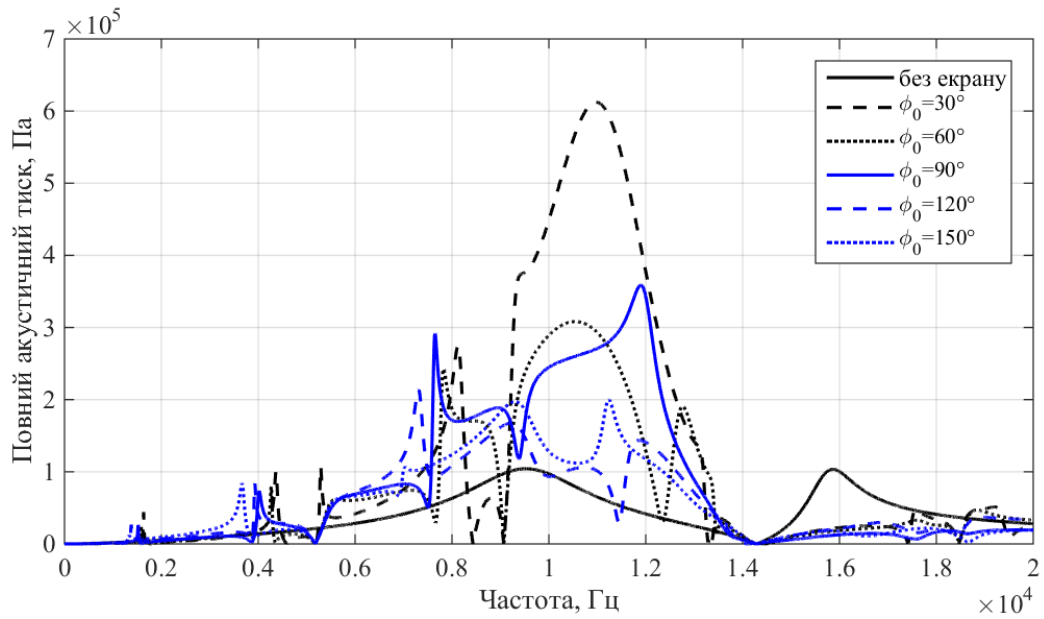


Рис. 3.21. Частотні залежності амплітуд звукового тиску в центрі неекранованої поверхні випромінювача з екраном із товщиною $r_3 - r_2 = 0,025 \text{ м}$ (а); $0,05 \text{ м}$ (б).

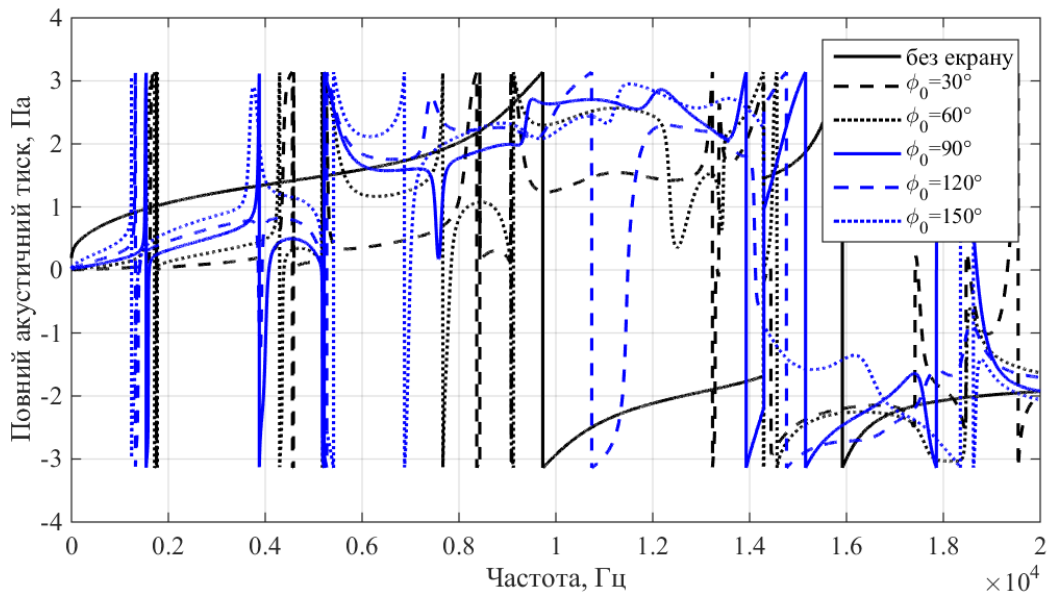
З кривих видно, що загальна поведінка звукового тиску в залежності від товщини має схожий характер із поведінкою коливальної швидкості. По-перше, зміна товщини екрану мало впливає на амплітудні значення тиску в усьому частотному діапазоні. Так при малих кутах розкриття ($\varphi_0 = 30^\circ$) при збільшенні товщини екрану в області резонансу амплітуда спочатку збільшується (рис. 3.21 а), а потім зменшується (рис. 3.21 б). При більших кутах розкриття ці зміни, порівняно із випадком $\varphi_0 = 30^\circ$, мають менші

значення. По-друге, товщина екрану не змінює значень частот додаткових викидів тиску, проте збільшення товщини екрану призводить до збільшення амплітуд тиску всіх додаткових викидів в усій досліджуваній частотній області. На відміну від коливальної швидкості у випадку тиску не спостерігається збільшення амплітуд по мірі зменшення частоти.

Розглянемо тепер вплив геометричних параметрів екрану на акустичні поля екранованих випромінювачів компенсованої конструкції. Як можна побачити з кривих рис. 3.22 а, аналогічно до механічних полів, у всьому частотному діапазоні частот зміна кута φ_0 екрану компенсованого випромінювача характеризується зниженням амплітуд звукового тиску, особливо в області резонансу. При цьому значення частот додаткових викидів практично лежать в тих же частотних областях, що і частоти випромінювачів силової конструкції (рис. 3.16), хоча мають дещо більші значення, порівняно із значеннями частот додаткових резонансів випромінювачів силової конструкції. Загальна поведінка частотних характеристик звукового тиску в залежності від кута розкриву екрану мають такий же характер, що і у випадку випромінювача силової конструкції. Відповідно до цього, введення екрану із будь-яким кутом розкриву призводить до збільшення амплітуд тиску у всьому досліджуваному діапазоні частот. При малих кутах розкриву в низькочастотній області поза додаткових викидів амплітуда тиску менша порівняно із тиском в тій же області для випромінювачів із екранами з більшими кутами розкриву. В резонансній області випромінювачі із малим кутом розкриву екрану мають найбільші амплітуди тиску і при збільшенні кута розкриву тиск падає. У високочастотній області амплітуда тиску має значно менші значення, ніж амплітуда тиску випромінювача без екрану, проте при рості частоти амплітуди вирівнюються.



(а)



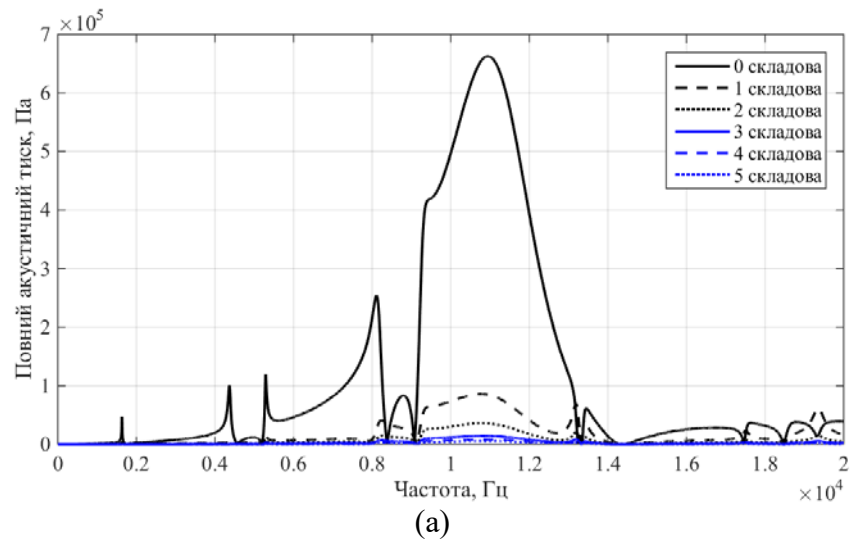
(б)

Рис. 3.22. Частотні залежності амплітуд (а) та фаз (б) звукового тиску для випромінювача компенсованої конструкції без екрану та в центрі вільної від екрану поверхні випромінювача компенсованої конструкції при різних конфігураціях екрана: $\varphi_0 = 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ$.

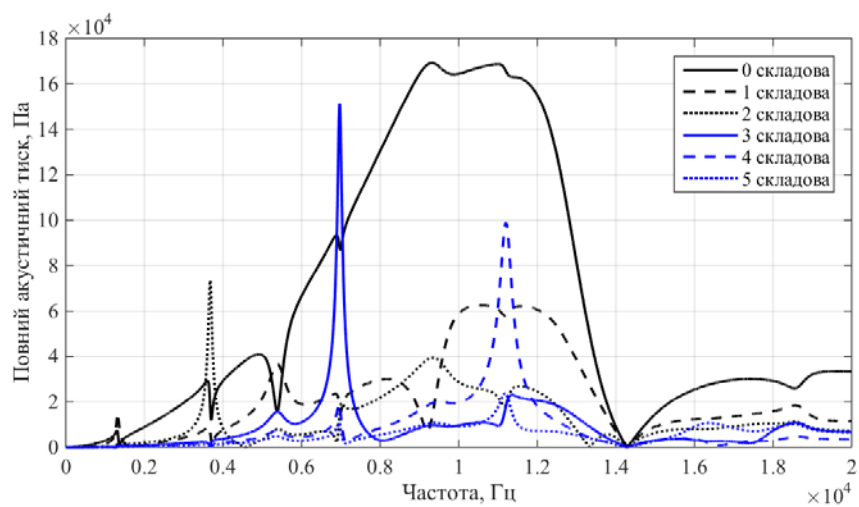
Аналіз кривих рис. 3.23 а та б говорить про те, що поведінка складових тиску має такий самий характер як і у випромінювачів силової конструкції: при малих кутах екранування більша частина енергії припадає на нульову складову, яка і обумовлює поведінку повного тиску. При збільшенні кута розкриття (рис. 3.2 а та рис. 3.23 б) енергія розподіляється більш ефективно між наступними складовими, що призводить до їх збільшення. Також

зберігається і явище, коли із збільшенням кута розкриття додаткові викиди формуються в більшій мірі за рахунок кількох окремих складових.

Кутовий розподіл амплітуд звукового тиску (рис. 3.24 та 3.25) показує, що при малих кутах розкриття тиск рівномірно спадає до нуля в точці φ_0 , про що свідчить рівномірна фаза тиску. При великих кутах розкриття екрану випромінювача компенсованої конструкції видно, що криві мають декілька мінімумів та максимумів, причому максимуми на більших частотах мають більші значення ніж максимум в нульовому напрямку. Найбільшу кількість максимумів та мінімумів набуває тиск на частоті третього додаткового викиду. Про ці зміни в поведінці свідчить нерівномірність фази в залежності від кута.



(а)



(б)

Рис. 3.23. Частотні залежності амплітуд окремих складових звукового тиску в центрі неекранованої поверхні компенсованого випромінювача з екраном для $\varphi_0 = 30^\circ$ (а) та $\varphi_0 = 150^\circ$ (б).

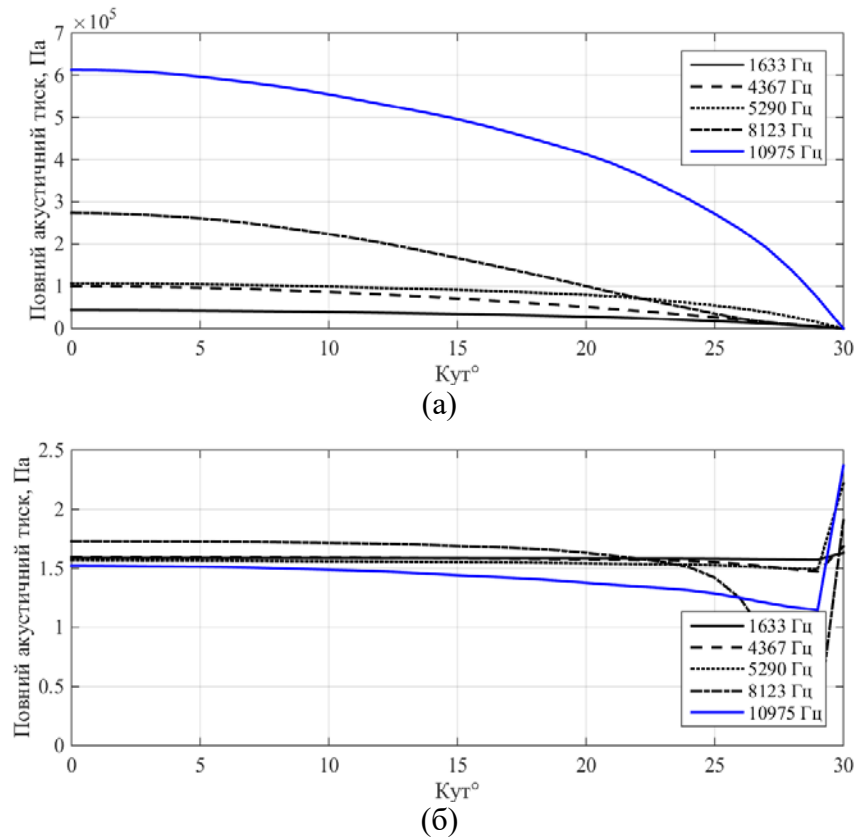


Рис. 3.24. Кутові залежності амплітуд (а) та фаз (б) тиску на поверхні компенсованого випромінювача з екраном на частотах додаткових резонансів в низькочастотній та резонансній областях для $\varphi_0 = 30^\circ$.

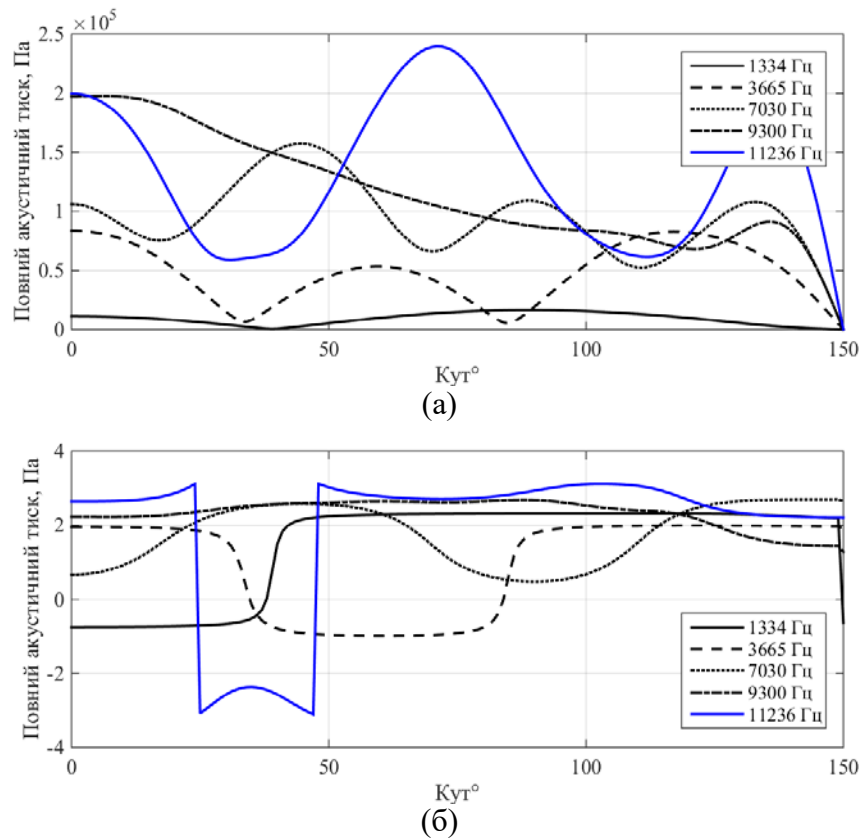


Рис. 3.25. Кутові залежності амплітуд (а) та фаз (б) тиску на поверхні компенсованого випромінювача з екраном на частотах додаткових резонансів в низькочастотній та резонансній областях для $\varphi_0 = 150^\circ$.

Дослідимо направлені властивості випромінювача компенсованої конструкції з екранами. Як можна побачити при великих кутах екранування ($\varphi_0 = 30^\circ$) у всьому частотному діапазоні діаграма направленості мало залежить від типу використаної конструкції випромінювача і на частотах більших 1 кГц представляє собою одну пелюстку шириною $2\varphi_{0,7} \leq 150^\circ$. Із збільшенням частоти її ширина тільки зменшується (рис. 3.26 а, в). Деяких змін набули на частотах додаткових викидів тиску діаграми направленості компенсованих випромінювачів із кутом розкриву екрану $\varphi_0 = 150^\circ$ порівняно із таким же випромінювачем силової конструкції. Так на частоті першого додаткового викиду діаграма майже не відрізняється майже не відрізняється від діаграми направленості випромінювача силової конструкції. На частоті другого викиду діаграма має більший провал в напрямі $\varphi = 0^\circ$, проте залишається велика пелюстка в тильному напрямі. Діаграма направленості на третій частоті має пелюстку в тильному напрямі, що досягає половини значення амплітуди в нульовому напрямку. На частоті четвертого викиду діаграма направленості показує випромінювання енергії випромінювачем майже повністю в фронтальному просторі ($\varphi_{0,7} \approx 170^\circ$). На частотах поза викидами видно, що в низькочастотній області нижче 1 кГц випромінювач майже не має направлених властивостей. При збільшенні частоти тильне випромінювання зменшується, проте наявне збільшення провалу і в головному нульовому напрямку. Із подальшим збільшенням частоти провал в нульовому напрямку збільшується і діаграма направленості вироджується, набуваючи провал в напрямі $\varphi = 0^\circ$, тим більший, чим більша частота випромінювача.

Дослідимо частотні залежності випромінювачів компенсованої конструкції в залежності від товщини екрану. Аналіз кривих рис. 3.27 говорить про те, що і у випадку випромінювачів компенсованої конструкції тиск мало залежить від товщини екрану. Також зберігається явище

збільшення тиску в області додаткових викидів, причому чим більша товщина екрану, тим більша амплітуда додаткових викидів.

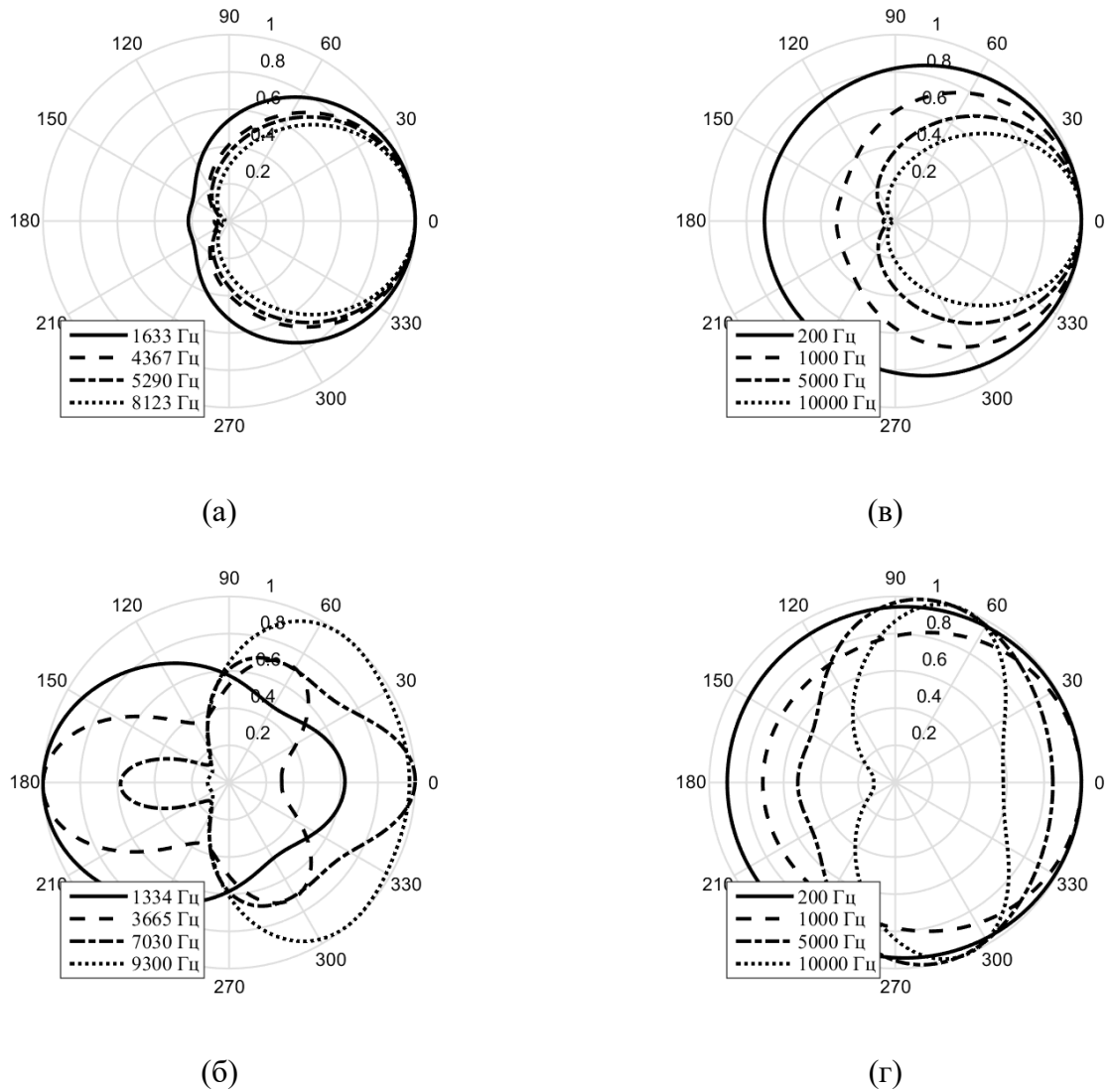


Рис. 3.26. Діаграми направленості на частотах додаткових викидів (а, б) та на частотах поза них (в, г) для компенсованих випромінювачів з $\varphi_0 = 30^\circ$ (а, в) та $\varphi_0 = 150^\circ$ (б, г).

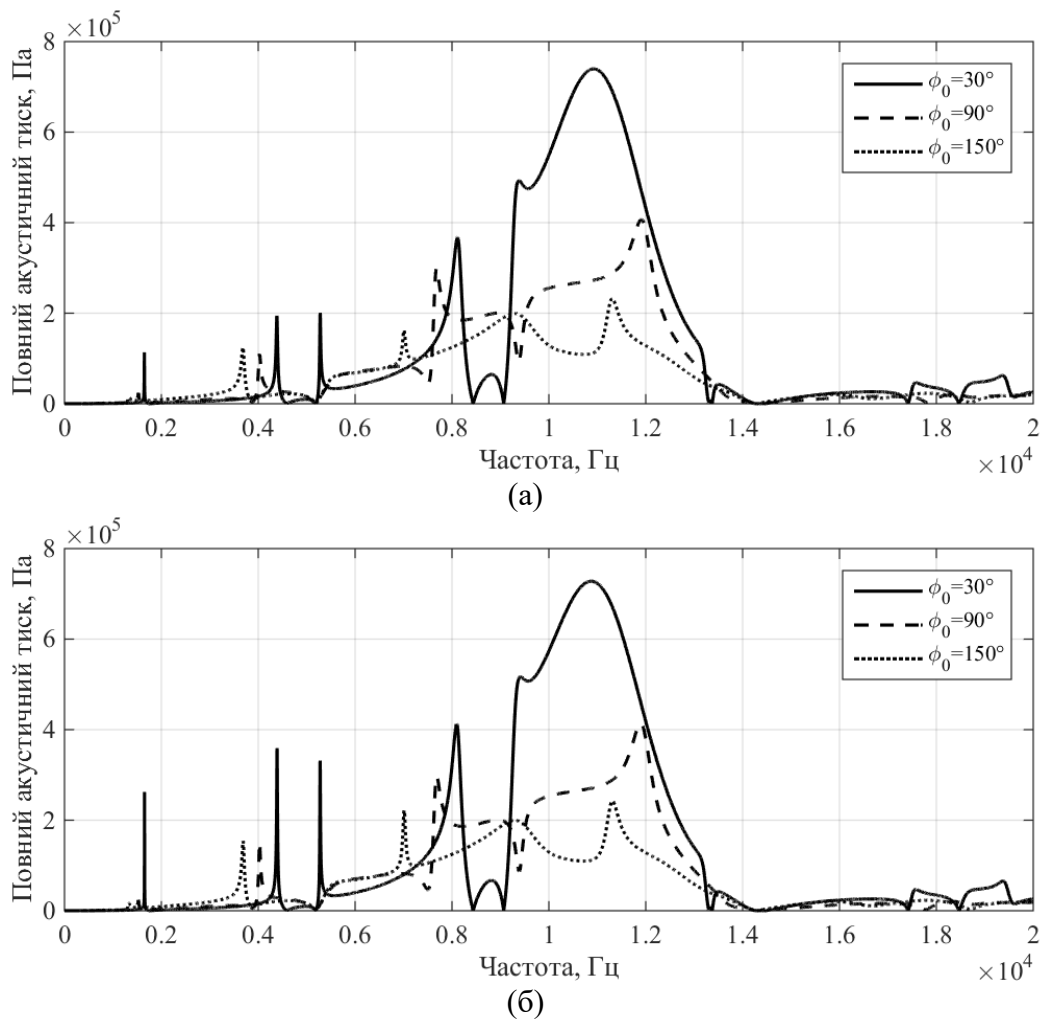


Рис. 3.27. Частотні залежності амплітуд звукового тиску в центрі неекранованої поверхні компенсованого випромінювача з екраном із товщиною $r_3 - r_2 = 0,025$ м (а); $0,05$ м (б).

3.4. Властивості акустичних полів випромінювачів з екраном в залежності від складу застосованої в конструкції п'єзокераміки та її поляризації.

До цього часу аналіз акустичних полів проводився в залежності від впливу конструктивного виконання випромінювача та геометричних параметрів екрану. Перейдемо до дослідження звукового поля в залежності від складу використаного матеріалу активного елемента випромінювача – п'єзокерамічної оболонки, а також від виду її поляризації.

Визначати частотні та кутові залежності параметрів звукового поля будемо із використанням в чисельних експериментах наступних значень конструктивних характеристик випромінювачів: складу п'єзокераміки –

ЦТБС-3, ЦТС-19 і ТБК-3; $r_0 = 0,068$ м; $h = 0,008$ м; $r_3 - r_2 = 0,005$ м; $0,025$ м; $0,05$ м; $\phi_0 = 30^\circ, 90^\circ, 150^\circ$; $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0; 1$; поляризація – окружна та радіальна; дані по характеристикам матеріалів наведені в табл. 1.1 (розділ 1).

Для початку проведемо аналіз звукових полів в залежності від складу використаного матеріалу п'єзокерамічної оболонки. Дослідження кривих, приведених на рис. 3.28 та рис. 3.16 а, говорить про те, що загальна поведінка характеристик звукового тиску в залежності від типу матеріалу активного елементу аналогічна до поведінки параметрів механічних полів в другому розділі. Так, по-перше, в низькочастотній та високочастотній областях від зміни складу п'єзокераміки характер поведінки звукового тиску не

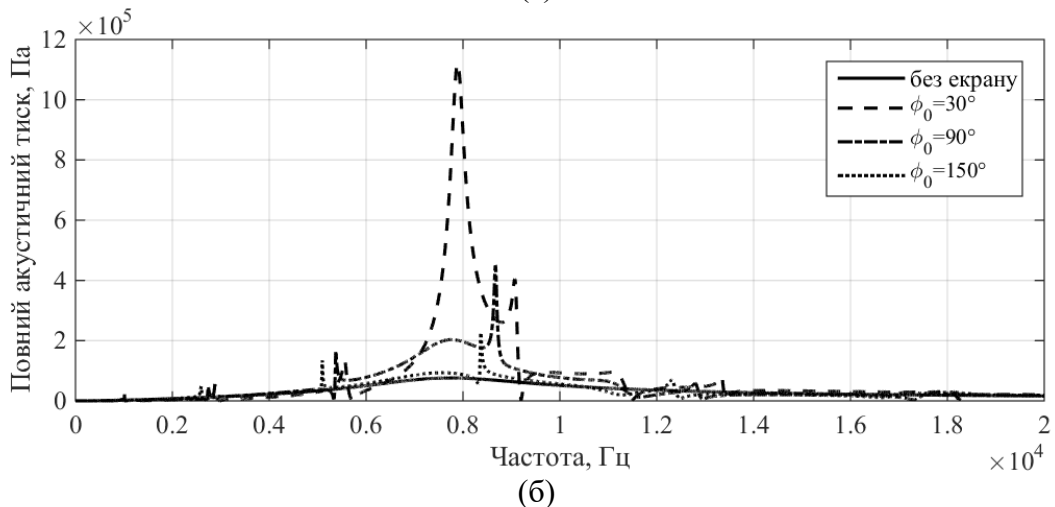
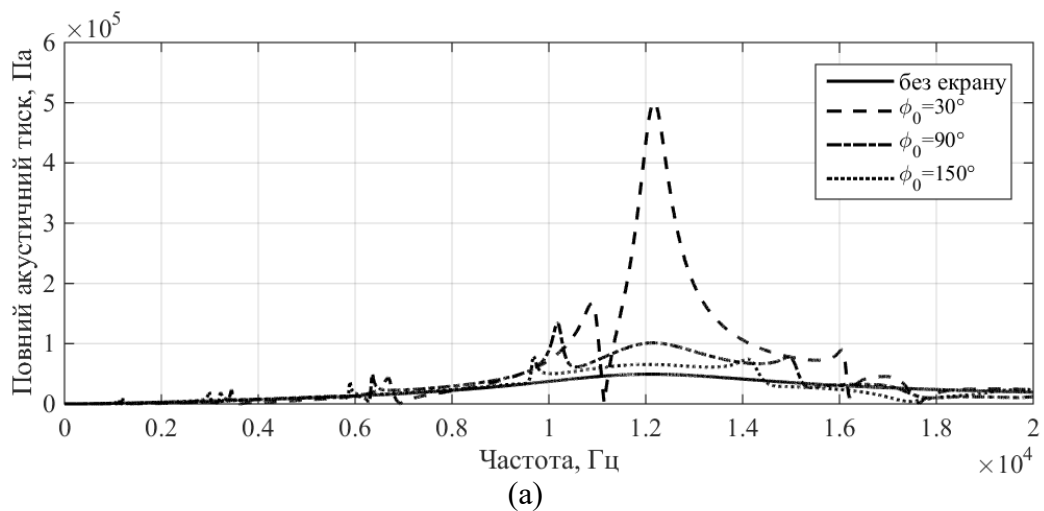


Рис. 3.28. Частотні залежності амплітуд звукового тиску в центрі неекранованої поверхні вакуумованого випромінювача з екраном товщиною $r_3 - r_2 = 0,005$ м для складів активного елементу: ТБК-3 (а) та ЦТС-19 (б).

змінюється. По-друге, за рахунок різних параметрів складів п'єзокерамічного активного елементу змінилися власні резонансні частоти і амплітуди п'єзокерамічних оболонок. Відповідно до цього частоти і амплітуди додаткових викидів тиску теж змінилися, що, в цілому, говорить про те, що вони залежать від складу п'єзокераміки. Як можна побачити з кривих тиску для випромінювача на основі ТБК-3 в область до основного резонансу випромінювача потрапило чотири додаткові викиди, які зростають по мірі наближення до частоти основного резонансу, і один малий викид після резонансу. У випадку ЦТС-19 та ЦТБС-3 в область до резонансу оболонки потрапило 3 додаткові викиди, четвертий викид попадає на межу між резонансною та високочастотною областю і п'ятий слабо виражений викид знаходиться у високочастотній області. Тут також перші чотири викиди збільшуються по мірі наближення до частоти резонансу оболонки. По-третє, конфігурація екрану при зміні складу п'єзокераміки не змінює характеру свого впливу на звуковий тиск: при збільшенні кута екранування тиск в резонансній області зростає, в інших областях він мало впливає на амплітуди звукового тиску. Це також підтверджує той факт, що порушення системою «п'єзокерамічна оболонка – акустично м'який незамкнутий кільцевий шар кінцевої товщини – зовнішнє середовище» радіальної симетрії радіаційного навантаження випромінювача на робоче середовище при різних кутах розкриття екрану змінює ефективність перетворення енергій.

Криві на рис. 3.29 і рис. 3.21 б дозволяють зробити висновок, що збільшення товщини екрану практично не впливає на характер звукового тиску і єдине, в чому проявляється цей вплив – збільшення амплітуд звукового тиску на перших чотирьох частотах додаткових викидів в $3\div 4$ рази.

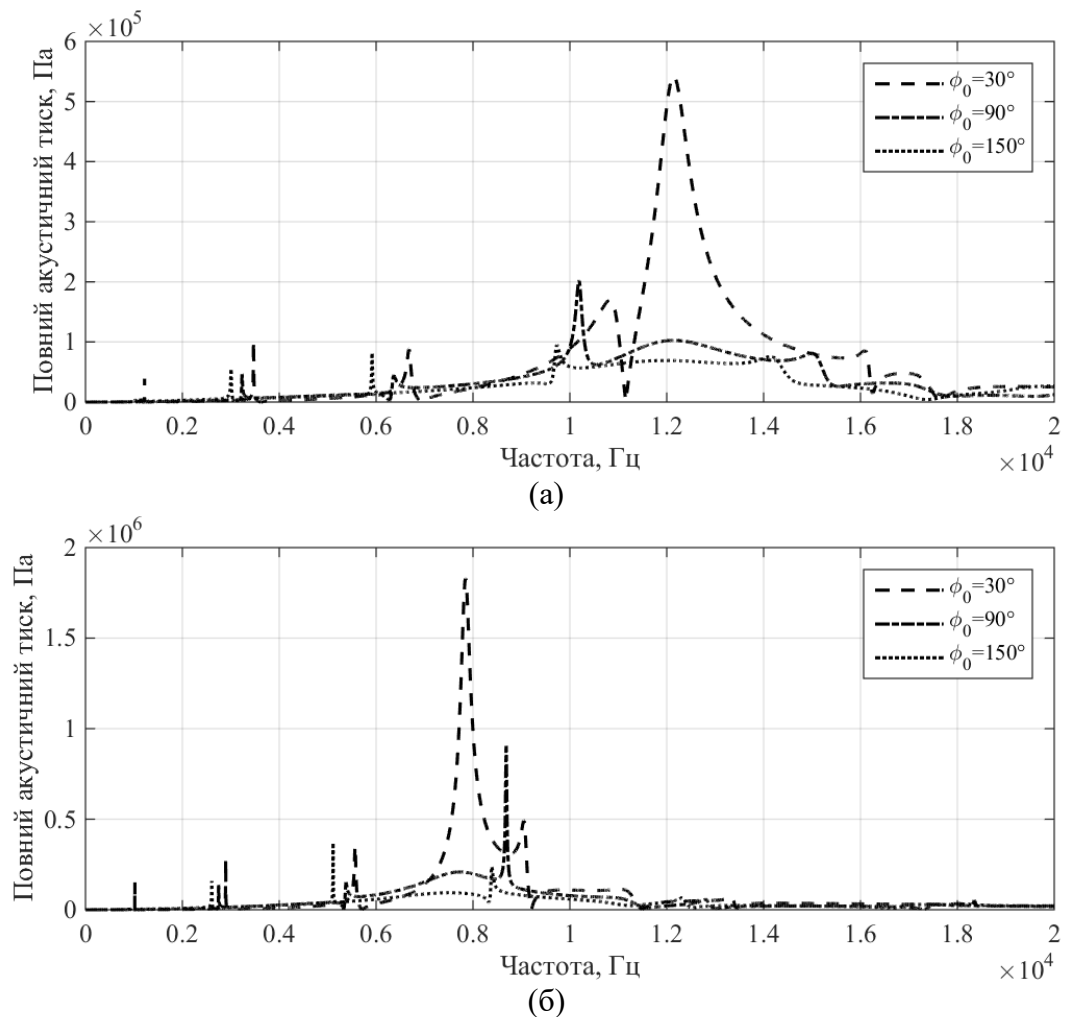


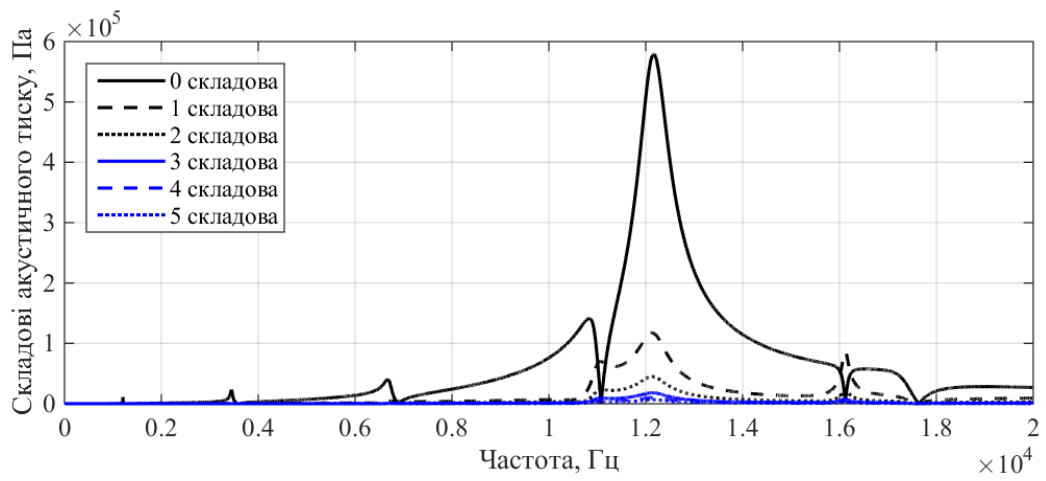
Рис. 3.29. Частотні залежності амплітуд звукового тиску в центрі неекранованої поверхні вакуумованого випромінювача з екраном товщиною $r_3 - r_2 = 0,05$ м для складів активного елемента: ТБК-3 (а) та ЦТС-19 (б).

Розглянемо частотні залежності складових звукового тиску, зображених на рис. 3.30, 3.31, а також рис. 3.2 а та 3.17, які відповідають різним модам коливань випромінювачів. Як можна побачити характер поведінки складових тиску в загальному випадку однаковий для всіх складів активного елемента. Відповідно до цього введення екрану в конструкцію випромінювача, незалежно від складу використаної п'єзокераміки, призводить до формування окрім нульової складової тиску ряду наступних складових. При великих кутах екранування зберігається превалювання нульової складової тиску, яка відповідає нульовій моді коливань, над іншими складовими. По мірі зменшення кута екранування значення амплітуд нульової складової зменшуються. Так само зменшуються провали нульової складової в області додаткових викидів і її характер стає більш гладким.

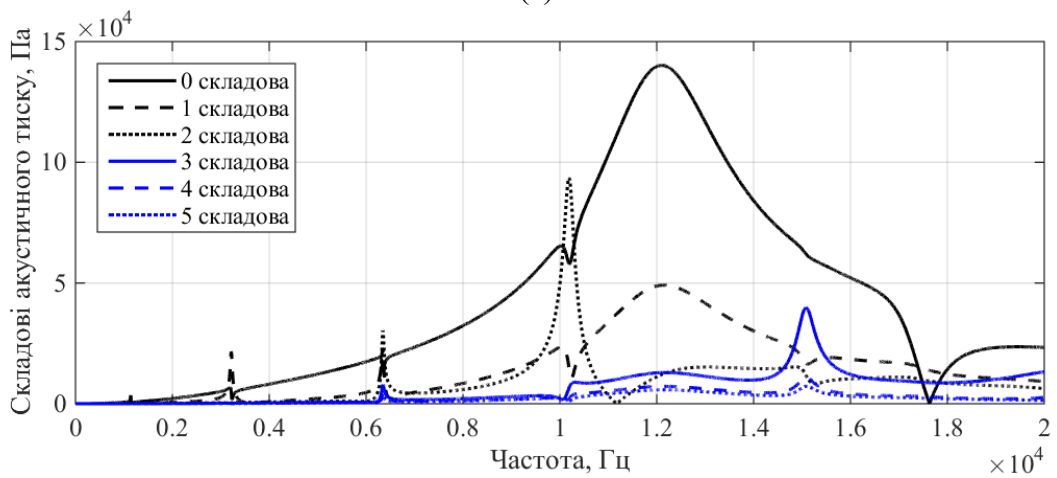
Водночас збільшуються відносно нульової складової значення наступних складових, які починають відігравати основну роль у формуванні додаткових викидів. Їх детальне дослідження показує наступну закономірність: при зменшенні кута екранування від найбільшого ($\varphi_0 = 30^\circ$), окрім поступового збільшення амплітуд складових тиску, спостерігається цікаве явище. Воно полягає в наступному: додаткові викиди в частотній характеристиці починають формуватися вищими складовими звукового тиску, в той час як нижчі складові зменшують свій вплив і стають гладкішими. Так, наприклад, друга складова тиску на рис. 3.30 б формує четвертий додатковий викид при $\varphi_0 = 90^\circ$, а на рис. 3.30 в для $\varphi_0 = 150^\circ$ друга складова починає формувати другий додатковий викид в той час як у формуванні четвертого не приймає участі взагалі. Другим прикладом такої поведінки є третя складова: при $\varphi_0 = 90^\circ$ вона формує п'ятий додатковий викид, а при $\varphi_0 = 150^\circ$ – третій. Така поведінка спостерігається в усіх випадках незалежно від складу використаного складу п'єзокераміки.

Визначимо характер поведінки звукового тиску на неекранованій поверхні випромінювача з екраном. Для цього розглянемо кутові залежності тиску на частотах додаткових викидів, криві яких зображені на рис. 3.32 та рис. 3.33 (де f_{06} – частота власного резонансу п'єзокерамічної оболонки).

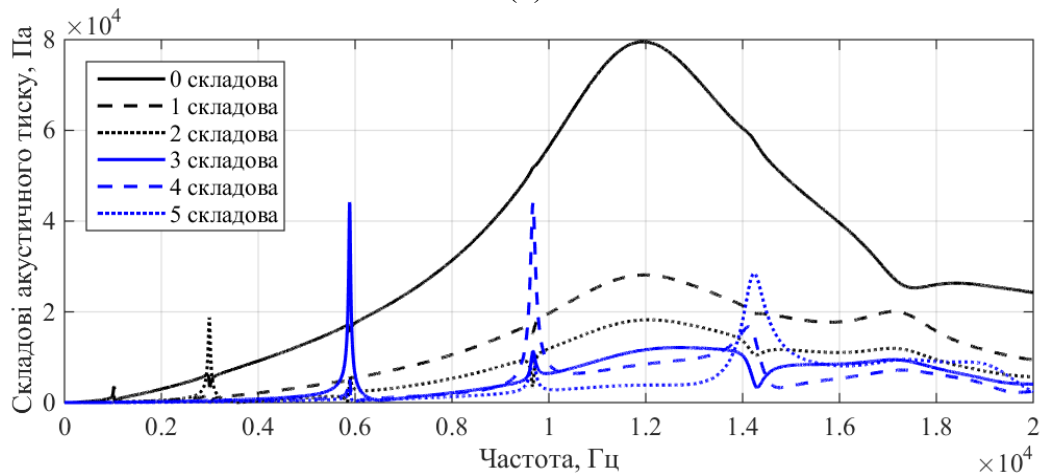
Аналіз кутових залежностей звукового тиску на не закритій екраном поверхні випромінювача говорить про те, що при великому куті екранування вони по формі мало відрізняються за своїм характером, але суттєво відрізняються по своїм амплітудам (рис. 3.32 а, 3.33 а). Найбільші значення тиску в цьому випадку випромінювач створює на частоті основного резонансу при використанні будь-яких з вказаних складів п'єзокераміки. Певних змін кутовий розподіл набуває при зменшенні кута екранування, що призводить до збільшення перерозподілу енергій від нульової складової тиску до наступних. В результаті амплітуди додаткових викидів зростають і



(а)



(б)



(в)

Рис. 3.30. Частотні залежності складових звукового тиску в центрі неекранованої поверхні вакуумованого випромінювача з екраном із кутом розкриття $\varphi_0 = 30^\circ$ (а); 90° (б); 150° (в) та активним елементом зі складу ТБК-3.

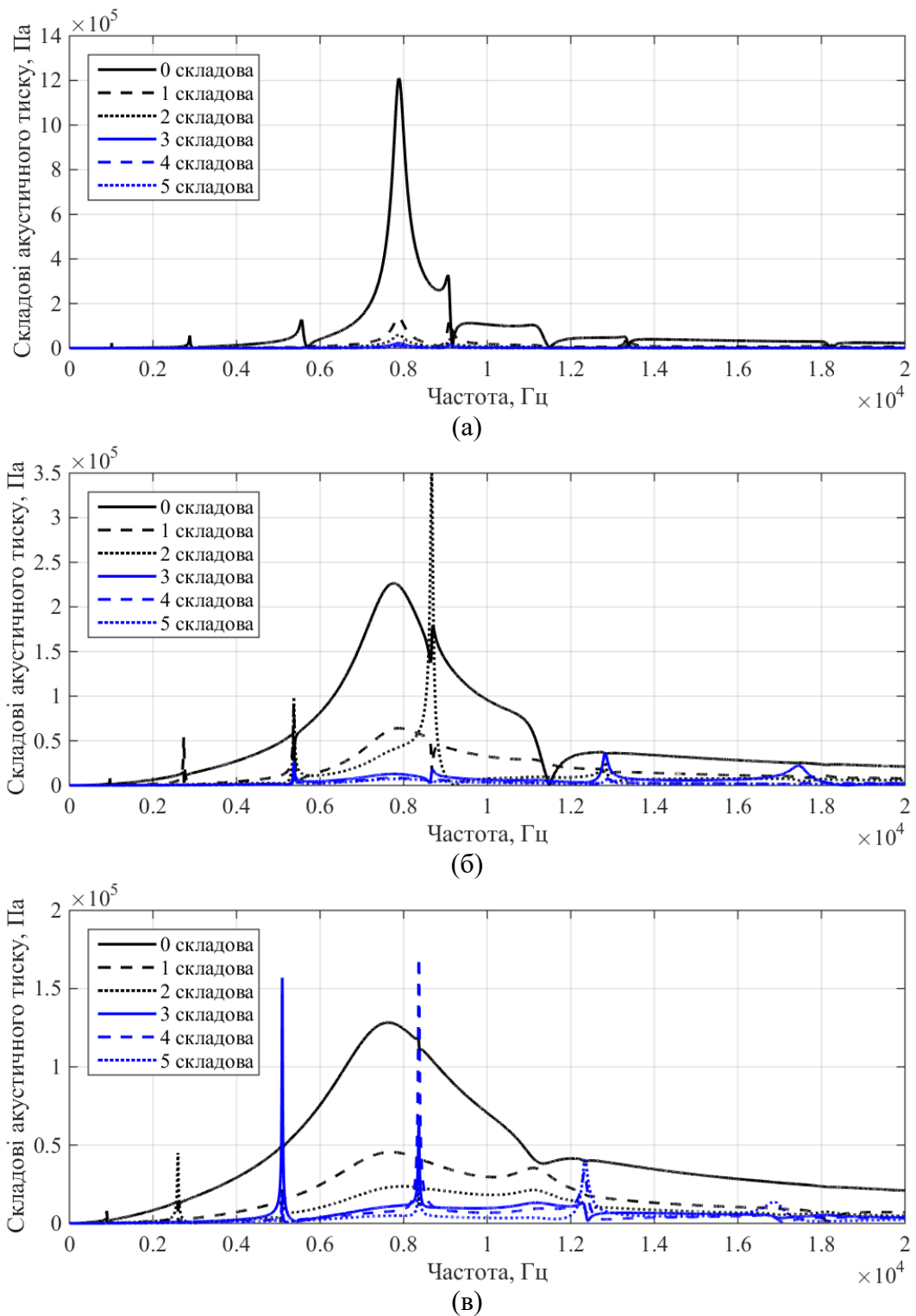


Рис. 3.31. Частотні залежності складових звукового тиску в центрі неекранованої поверхні вакуумованого випромінювача з екраном із кутом розкриття $\varphi_0 = 30^\circ$ (а); 90° (б); 150° (в) та активним елементом зі складу ЦТС-19.

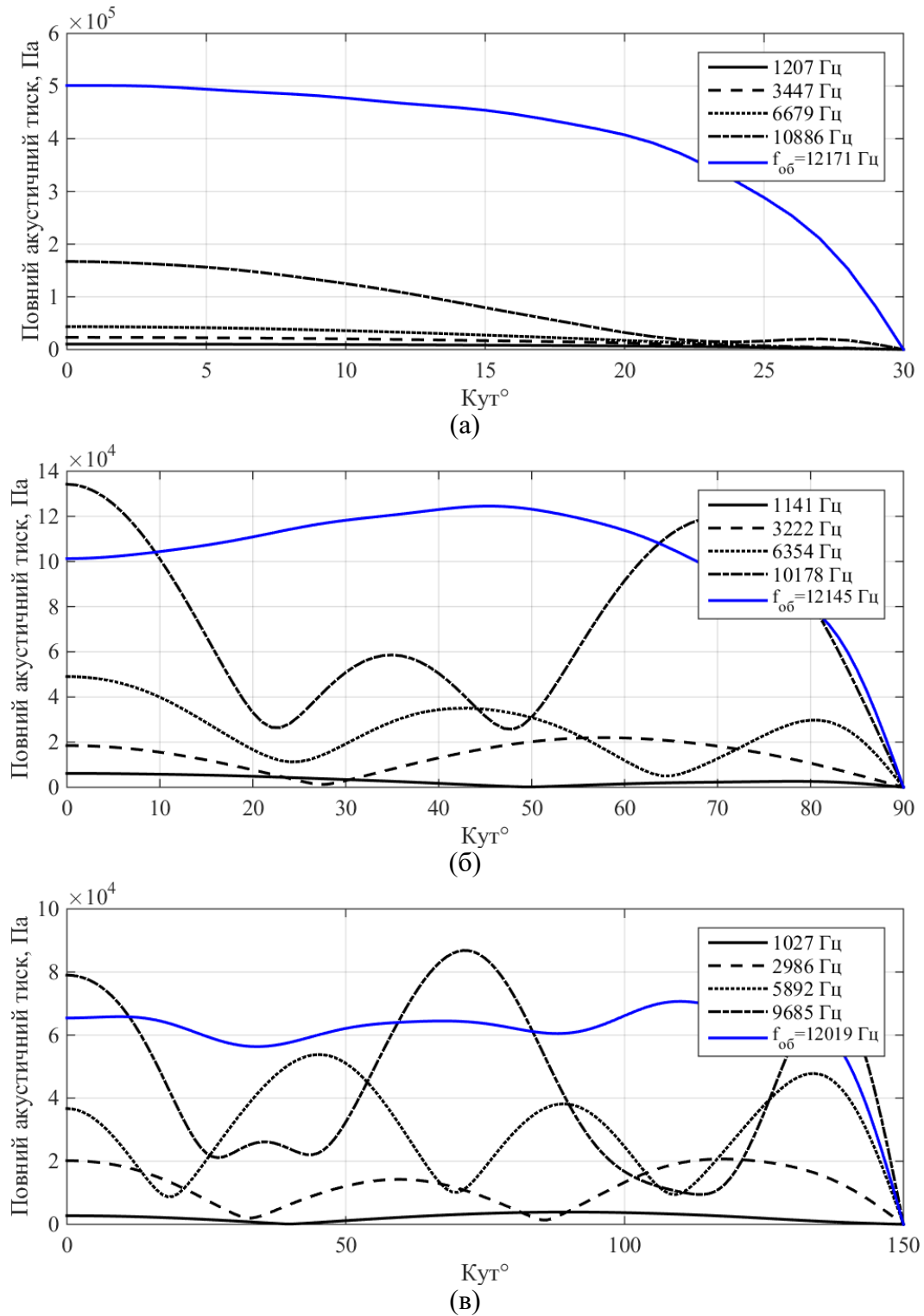


Рис. 3.32. Кутові залежності звукового тиску на неекранованій поверхні вакуумованого випромінювача з екраном із кутом розкриття $\varphi_0 = 30^\circ$ (а); 90° (б); 150° (в) та активним елементом зі складу ТБК-3.

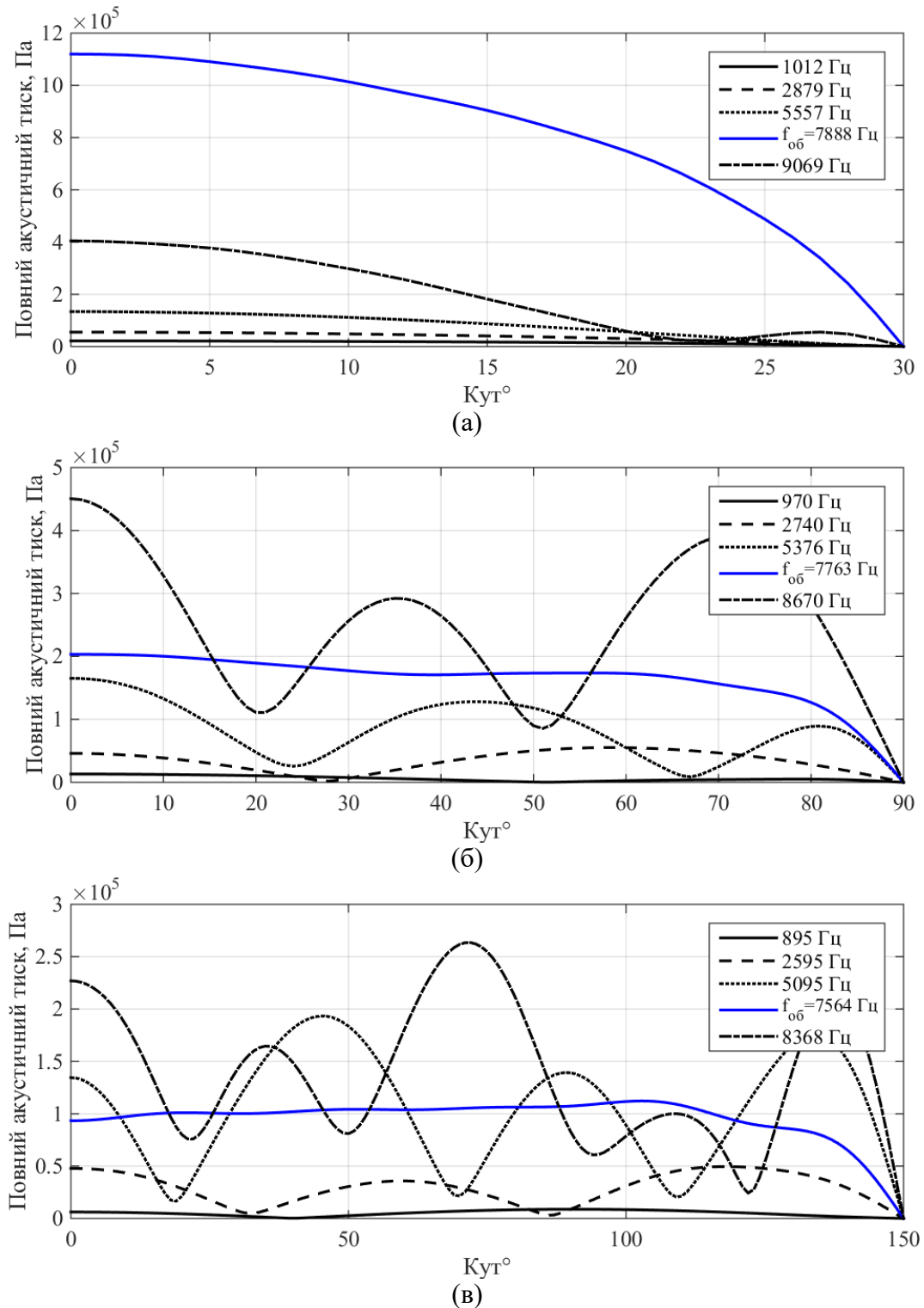
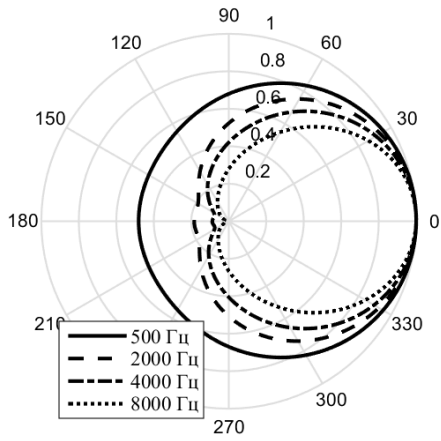


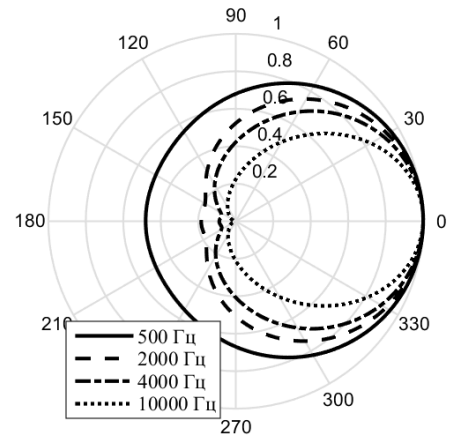
Рис. 3.33. Кутові залежності звукового тиску на неекранованій поверхні вакуумованого випромінювача з екраном із кутом розкриття $\varphi_0 = 30^\circ$ (а); 90° (б); 150° (в) та активним елементом зі складу ЦТС-19.

на кутових залежностях видно, що по мірі наближення частот до частоти основного резонансу оболонки амплітуди тиску викидів досягають значень амплітуди тиску власного резонансу оболонки. Також кутові залежності на частотах додаткових викидів набувають хвилеподібного характеру, причому кількість мінімумів та максимумів однакова. Виключенням є деякі розбіжності в кутових залежностях тиску на частотах четвертих додаткових викидів для випромінювачів з екраном із $\varphi_0 = 150^\circ$ з різними складами активних елементів. На частоті основного резонансу кутова залежність має більш рівномірний характер і при наближенні кута φ до значення φ_0 спадає.

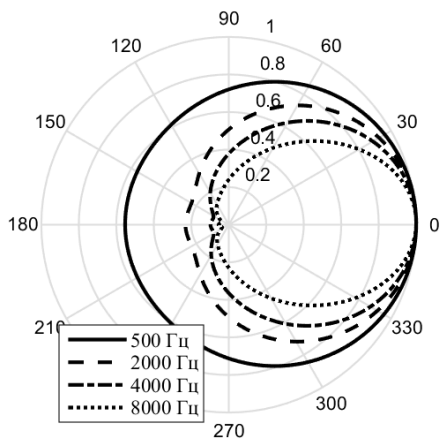
Дослідимо характеристики направленості в дальньому полі випромінювачів з екранами в залежності від складу використаної п'єзокераміки в конструкції активного елемента. На рис. 3.34 наведені діаграми направленості на частотах поза частот додаткових викидів. При порівнянні діаграм на рис. 3.34, 3.20 (в, г) та 3.8 видно, що при збільшенні кута розкриву екрану φ_0 від 30° до 90° направлені властивості випромінювачів із різними складами активних елементів дуже близькі. При збільшенні кута розкриву екрану до $\varphi_0 = 150^\circ$ видно, що на низьких частотах до 1 кГц випромінювач слабо проявляє направлені властивості. При збільшенні частоти спостерігається поява одної головної пелюстки в напрямі $\varphi = 0^\circ$. Із подальшим зростом частоти, починаючи з 8 кГц, спостерігається поява провалу основної пелюстки в напрямі $\varphi = 0^\circ$. Глибина цього провалу має значення не нижче рівня 0,7 від максимуму діаграми направленості в усіх випадках. Перейдемо до аналізу діаграм направленості екранованих випромінювачів на частотах додаткових викидів (рис. 3.35). При великих кутах екранування ($\varphi_0 = 30^\circ$) діаграми направленості знову представляють



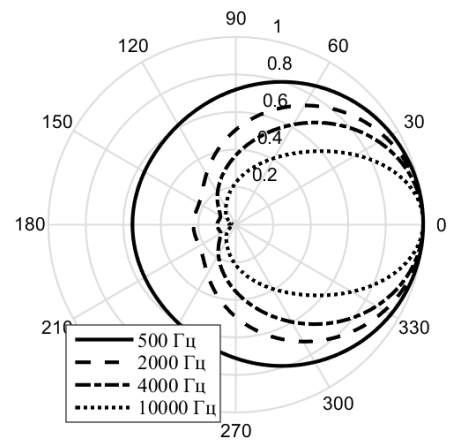
(а)



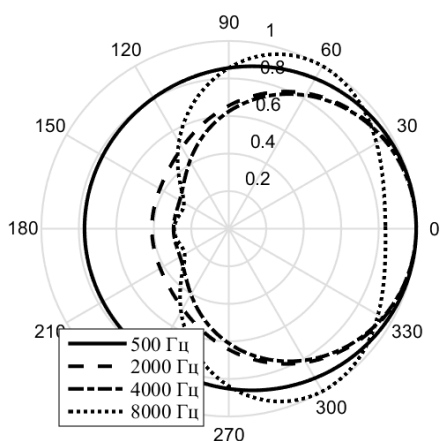
(г)



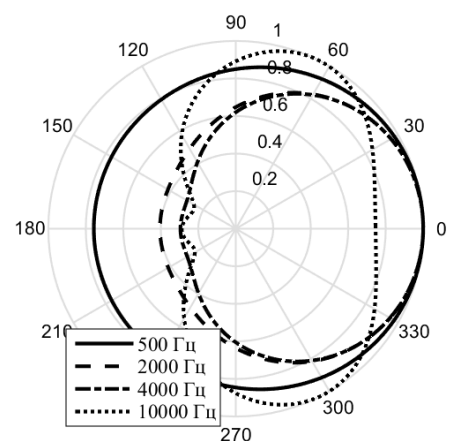
(б)



(д)



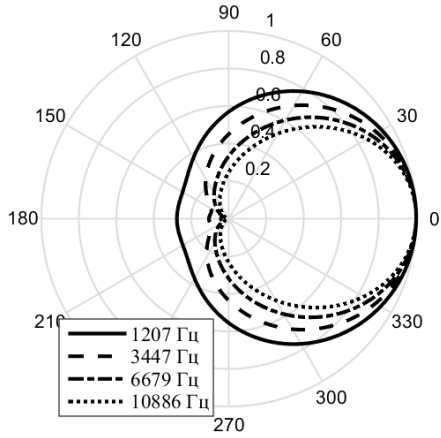
(в)



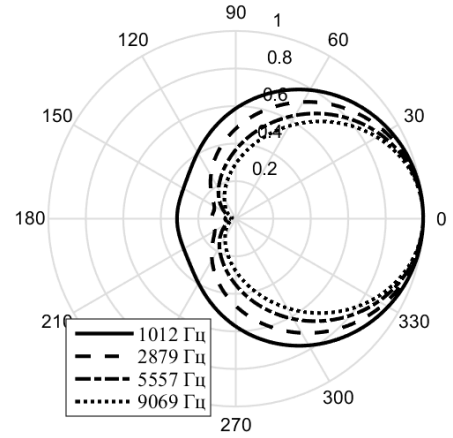
(е)

Рис. 3.34. Діаграми направленості випромінювачів з екранами на частотах поза частот викидів для ТБК-3 (а, б, в) та ЦТС-19 (г, д, е) з $\varphi_0 = 30^\circ$ (а, г), $\varphi_0 = 90^\circ$ (б, д) та $\varphi_0 = 150^\circ$ (в, е).

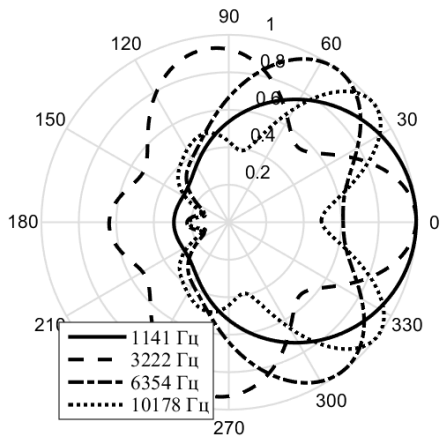
собою одну пелюстку, що має максимальне значення рівня в напрямі $\varphi = 0^\circ$ і має ширину на рівні 0,7 від максимуму діаграми $\varphi_{0,7} \approx 150^\circ$. Із зростанням частоти ширина пелюстки зменшується до значень $\varphi_{0,7} \approx 90^\circ$. Випромінювачі із екраном, що закриває половину випромінюючої поверхні ($\varphi_0 = 90^\circ$), мають діаграми направленості аналогічні до випадку п'єзокераміки ЦТБС-3 і достатньо відмінні від попередніх. Лише на частотах перших викидів характеристика направленості має вигляд одної пелюстки із слабким рівнем тильного випромінювання. Діаграми направленості на частотах других, третіх та четвертих додаткових викидів мають таку ж форму, що і для ЦТБС-3, із деякими відмінностями. До них відносяться рівень бокового і тильного випромінювання на частотах других викидів та рівень провалу основної пелюстки в напрямі $\varphi = 0^\circ$ на частотах третіх викидів. На частотах четвертих викидів в усіх випадках діаграми направленості представляють собою криві, що схожі на «метелик» і мало відрізняються між собою. Поведінки діаграм направленості випромінювачів з екраном $\varphi_0 = 150^\circ$ теж подібні між собою для різних складів п'єзокераміки. На частотах перших та других додаткових викидів рівень тильної пелюстки має більше значення ніж рівень випромінювання в напрямі $\varphi = 0^\circ$. На частотах третіх додаткових викидів наявні бічні і тильні пелюстки, що мають рівні не менші за 0,5 від рівня діаграми направленості в головному напрямі $\varphi = 0^\circ$. Діаграми направленості на частотах четвертих додаткових викидів у випадку використання п'єзокерамік ЦТБС-3 та ТБК-3 мають однакові форми. Дещо відрізняється від них діаграма направленості випромінювача з ЦТС-19, у якій максимум рівня випромінювання співпадає з напрямом $\varphi = 0^\circ$, в той час як у інших присутній провал в цьому напрямі, а максимумами рівня знаходяться в напрямках $\varphi \approx \pm 60^\circ$. Відмінністю діаграм направленості на частотах четвертих додаткових викидів є те, що в тильному напрямі $150^\circ \leq |\varphi| \leq 180^\circ$ майже відсутнє випромінювання звуку.



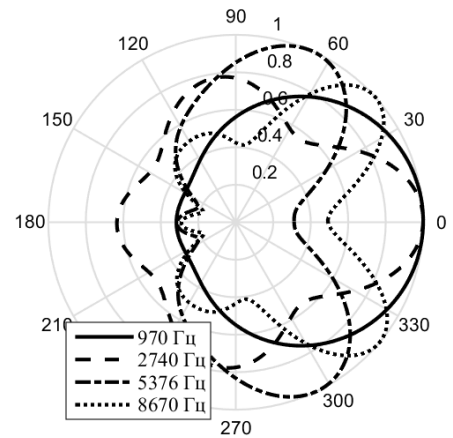
(а)



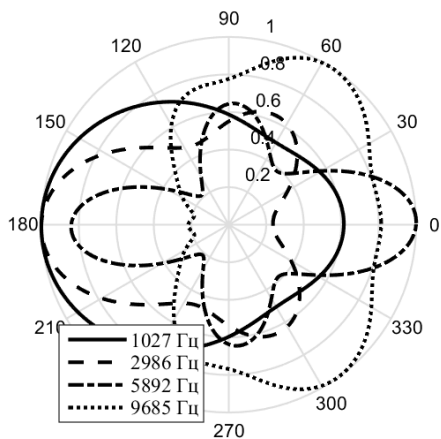
(г)



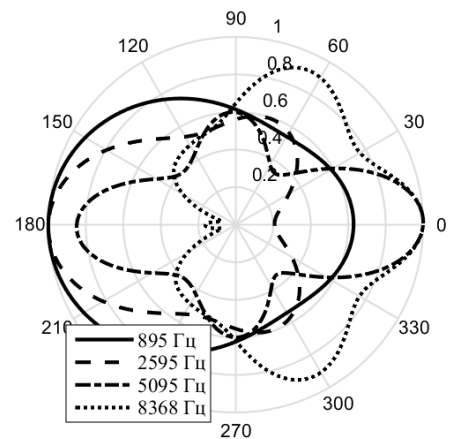
(б)



(д)



(в)



(е)

Рис. 3.35. Діаграми направленості випромінювачів з екранами на частотах додаткових викидів для ТБК-3 (а, б, в) та ЦТС-19 (г, д, е) з $\varphi_0 = 30^\circ$ (а, г), $\varphi_0 = 90^\circ$ (б, д) та $\varphi_0 = 150^\circ$ (в, е).

До цього часу розглядалися випромінювачі, які мають різний склад п'єзокераміки циліндричної оболонки, проте ця оболонка мала окружну поляризацію і складалася з набору призм (рис. 1.2 б). Дослідимо випромінювачі, циліндричні п'єзокерамічні оболонки яких мають радіальну поляризацію і представляють собою суцільний п'єзокерамічний циліндр (рис. 1.2 а). На рис. 3.36 наведені криві частотних залежностей для випромінювача на основі п'єзокераміки ЦТБС-3. Для початку зауважимо, що внесення екрану до складу конструкції випромінювача з п'єзокерамічною оболонкою із радіальною поляризацією призводить до вже вказаних змін: порушення радіальної симетрії випромінювача та появи у зв'язку з цим додаткових викидів, що обумовлені системою «п'єзокерамічна оболонка – акустично м'який незамкнений кільцевий шар кінцевої товщини – зовнішнє середовище». З порівняння кривих для радіальної та окружної поляризації (рис. 3.16) видно, що зміна поляризації призводить до ряду змін. По-перше, зміна типу поляризації обумовила зменшення амплітуд у випромінювачів із радіальною поляризацією, що не є несподіваним і пов'язано з тим, що п'єзомодуль поперечного п'єзоефекту при радіальній поляризації має менше значення ніж п'єзомодуль при поздовжньому п'єзоефекті. Тому поперечний п'єзоефект менш ефективний ніж поздовжній. Але це зменшення не є пропорційним, оскільки при цьому має місце ще вплив напруженості електричного поля, яке при закладених товщинах призм та оболонок є менші значення, а частота резонансу п'єзокерамічної оболонки має більше значення порівняно з оболонкою із окружною поляризацією. За рахунок цього четвертий додатковий викид попадає на межу між низькочастотною та резонансною областями. В той же час п'ятий додатковий викид з високочастотної області попадає на межу між резонансною та високочастотною областями, за рахунок чого його амплітуда має більші значення. По-третє, фазові характеристики (рис. 3.36 б) говорять про те, що до частоти основного резонансу п'єзокерамічної оболонки тиск, створюваний

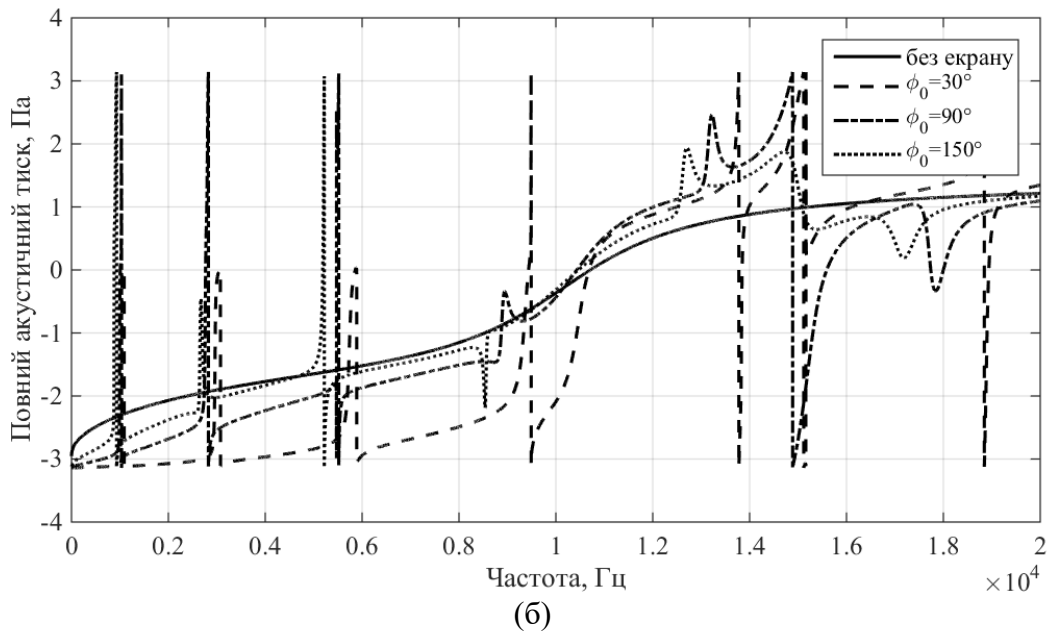
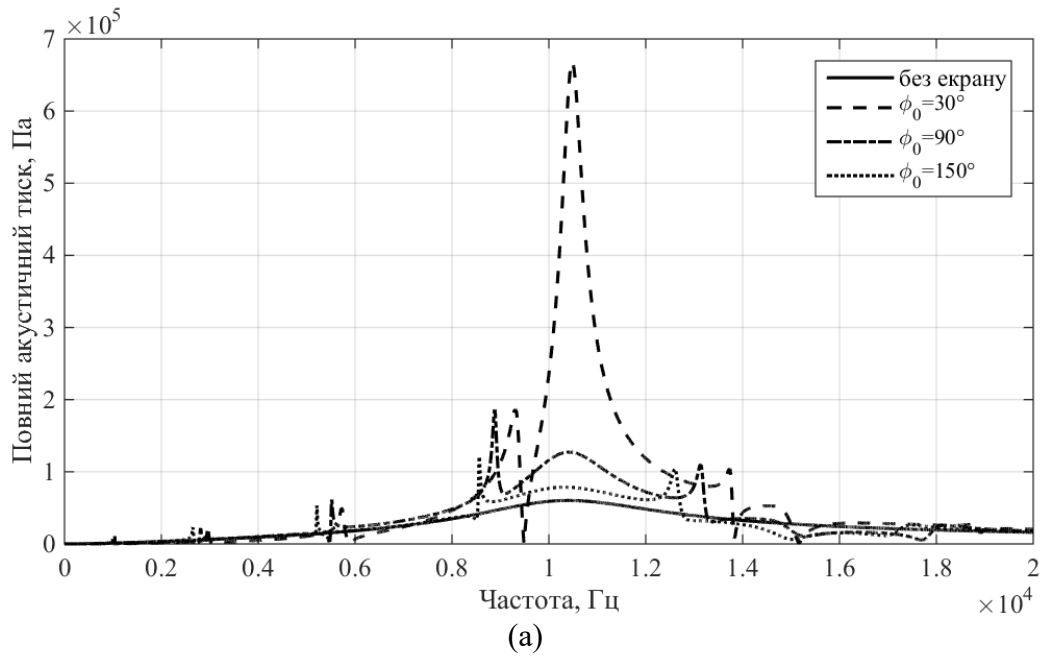


Рис. 3.36. Частотні залежності амплітуд (а) та фаз (б) звукового тиску в центрі неекранованої поверхні випромінювача з екраном силової конструкції та радіальною поляризацією п'єзокерамічної оболонки на основі ЦТБС-3.

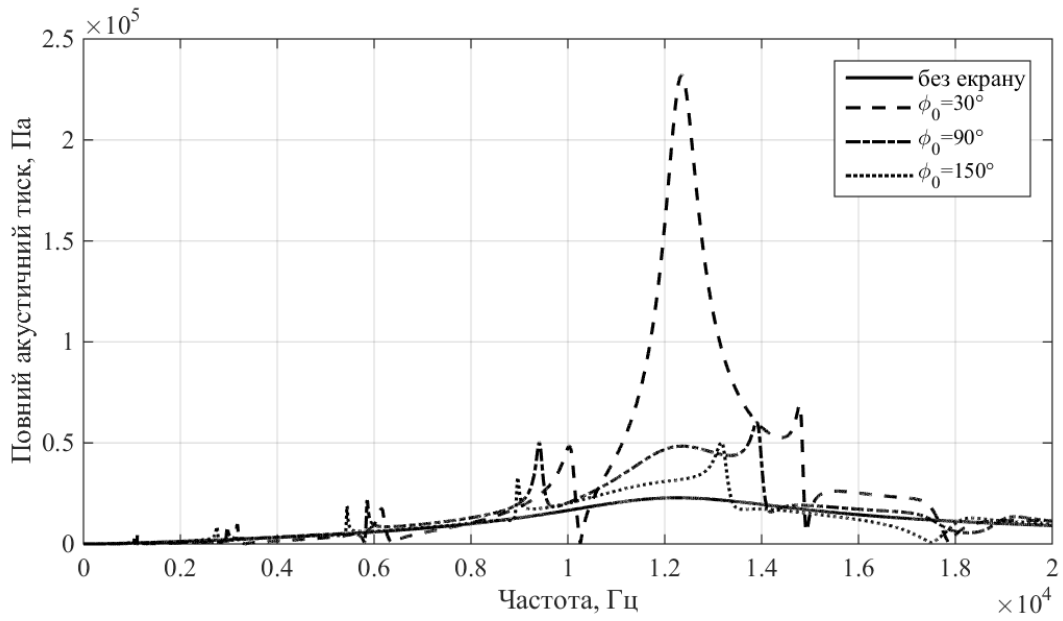
випромінювачем із окружною поляризацією, випереджає по фазі тиск випромінювача із радіальною поляризацією на π радіан. Після резонансу оболонки ситуація змінюється на протилежну.

З аналізу рис. 3.37 кривих видно, що загальна поведінка змін частотних характеристик тиску, створюваного випромінювачами із різним складом п'єзокераміки та радіальною поляризацією не змінює свого характеру і вони проявляються у зменшенні значень амплітуд тиску по всій частотній області

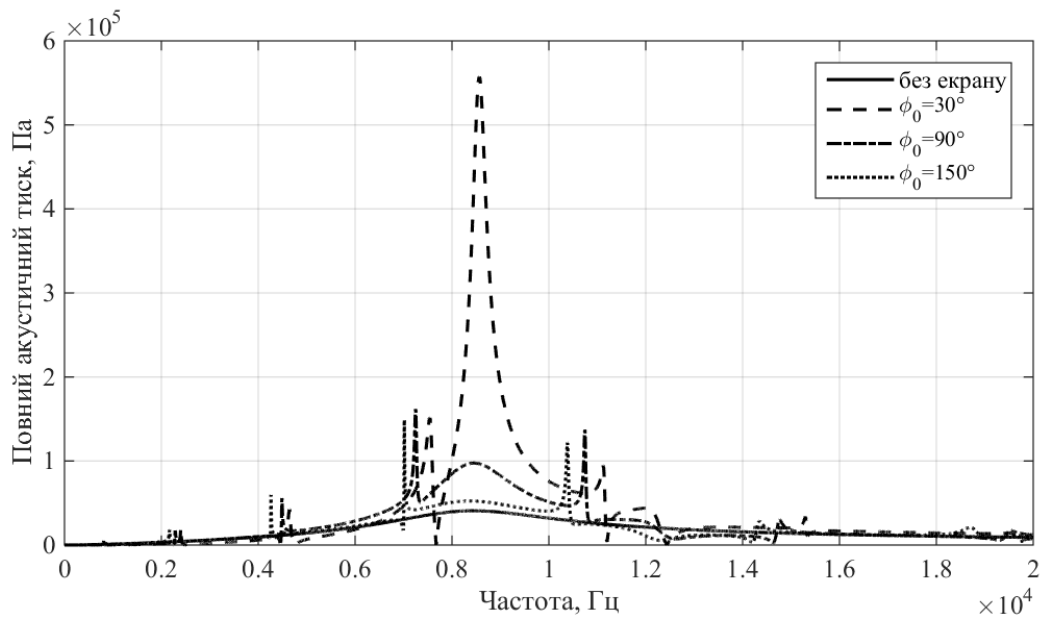
порівняно із окружною поляризацією і більш вираженому п'ятому додатковому викиді.

Аналіз частотних залежностей амплітуд складових звукового тиску випромінювачів із різним складом п'езокераміки (рис. 3.38) показує, що вплив зміни типу поляризації п'езокераміки проявляється тільки у зміні значень амплітуд та частот резонансів і додаткових викидів. Проте слід зауважити, що за рахунок того, що значення частот додаткових викидів тиску зменшились в досліджуваному частотному діапазоні з'явилися шості додаткові викиди, причому при всіх типах п'езокераміки його формує третя складова звукового тиску. Це говорить про те, що кількість додаткових викидів при збільшенні досліджуваного частотного діапазону може бути більшою і формуватися вони будуть за рахунок складових більш високого порядку. З іншої сторони ясно, що по мірі збільшення порядку складових, а також по мірі віддалення частот додаткових викидів від частоти резонансу оболонки амплітуди як складових, так і формованих ними додаткових викидів будуть сильно зменшуватися, а тому і великої ролі в роботі випромінювача з екраном вони не відіграють.

Дослідимо кутові залежності звукового тиску випромінювачів із радіальною поляризацією. Аналіз кутового розподілення тиску на неекранованій поверхні (на рис. 3.39) проводився для частот додаткових резонансів. Знову спостерігаємо аналогічну до окружної поляризації (рис. 3.3) поведінку кутових характеристик тиску на не закритій екраном поверхні випромінювача. Так, із зростом частоти кількість мінімумів та максимумів на частотах додаткових викидів зростає; чим ближче частота викиду до частоти резонансу, тим амплітуди викиду більші і глибші її нулі. Аналіз рис. 3.40 б говорить про те, що при зміні поляризації п'езокерамічної оболонки з окружної на радіальну не призводить до змін направлених

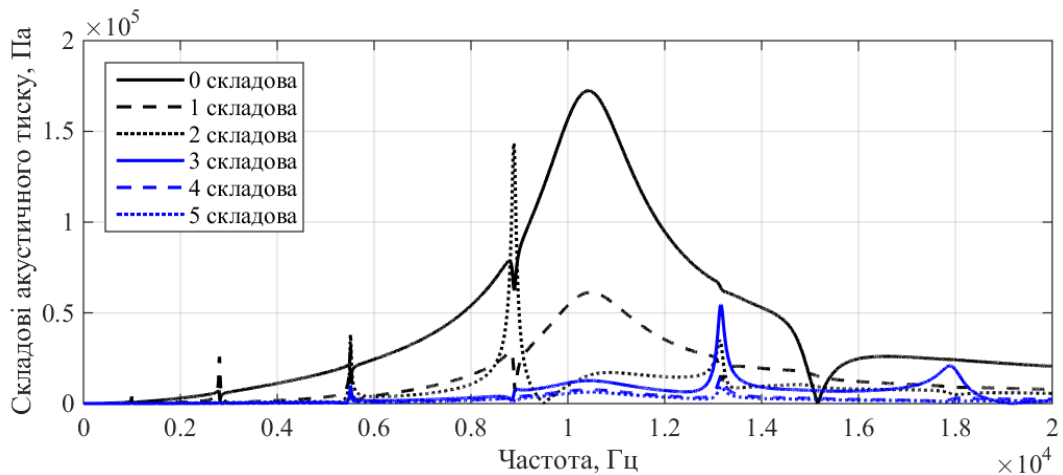


(a)



(б)

Рис. 3.37. Частотні залежності амплітуд звукового тиску в центрі неекранованої поверхні випромінювача з екраном силової конструкції та радіальною поляризацією п'єзокерамічної оболонки на основі ТБК-3 (а) та ЦТС-19 (б).



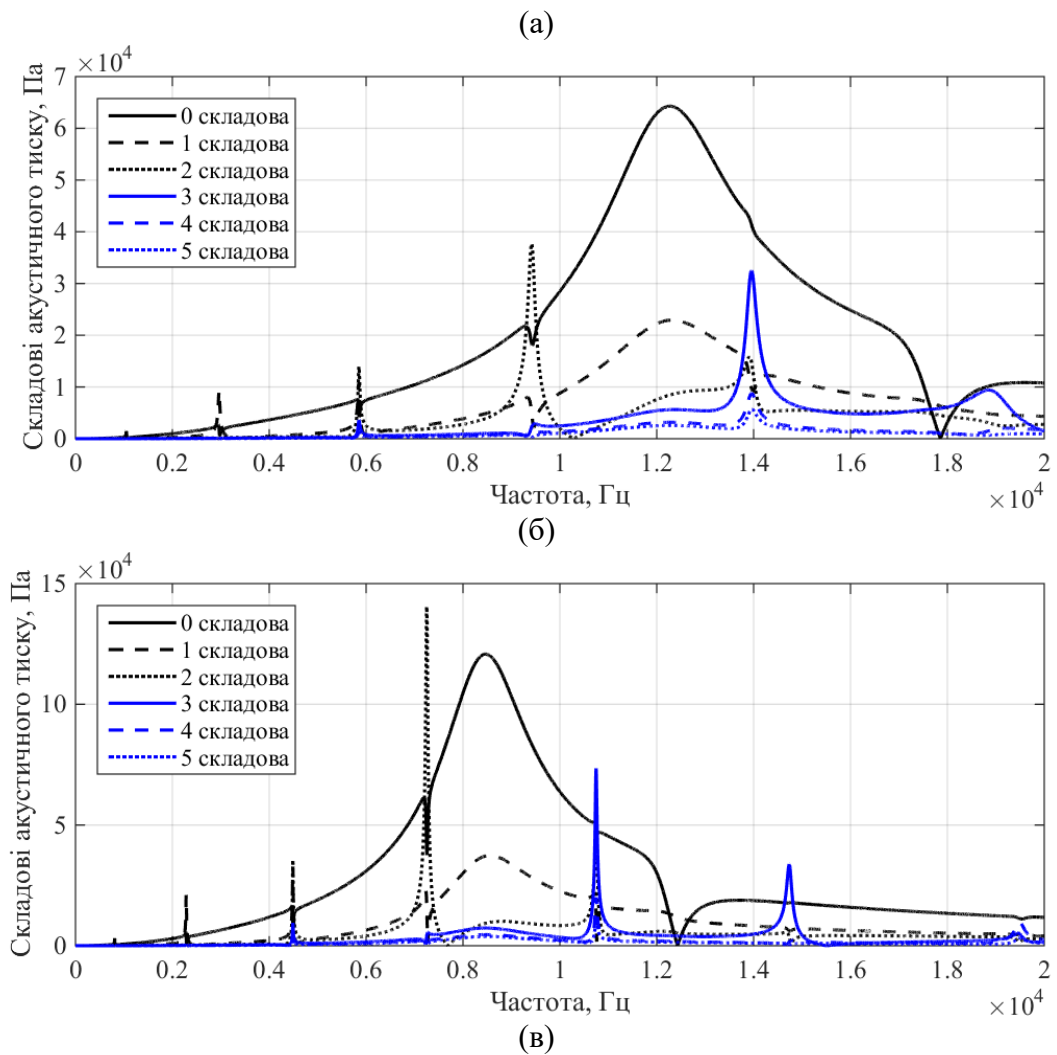


Рис. 3.38. Частотні залежності амплітуд тиску в центрі неекранованої поверхні випромінювача з екраном $\varphi_0 = 90^\circ$ та радіальною поляризацією п'єзокерамічної оболонки, виконаної з ЦТБС-3 (а), ТБК-3 (б), ЦТС-19 (в).

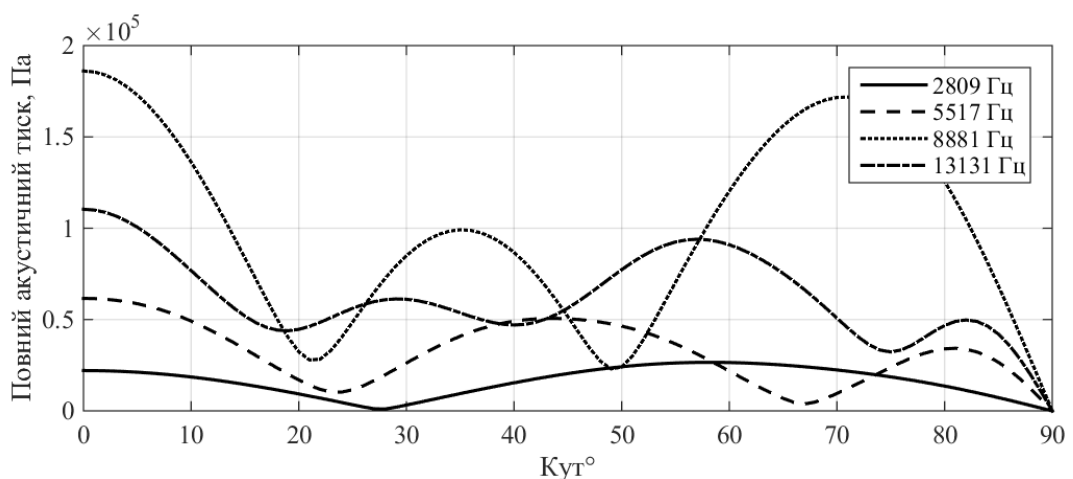


Рис. 3.39. Кутове розподілення амплітуд тиску на неекранованій поверхні випромінювача з екраном $\varphi_0 = 90^\circ$ із радіальною поляризацією п'єзокераміки марки ЦТБС-3.

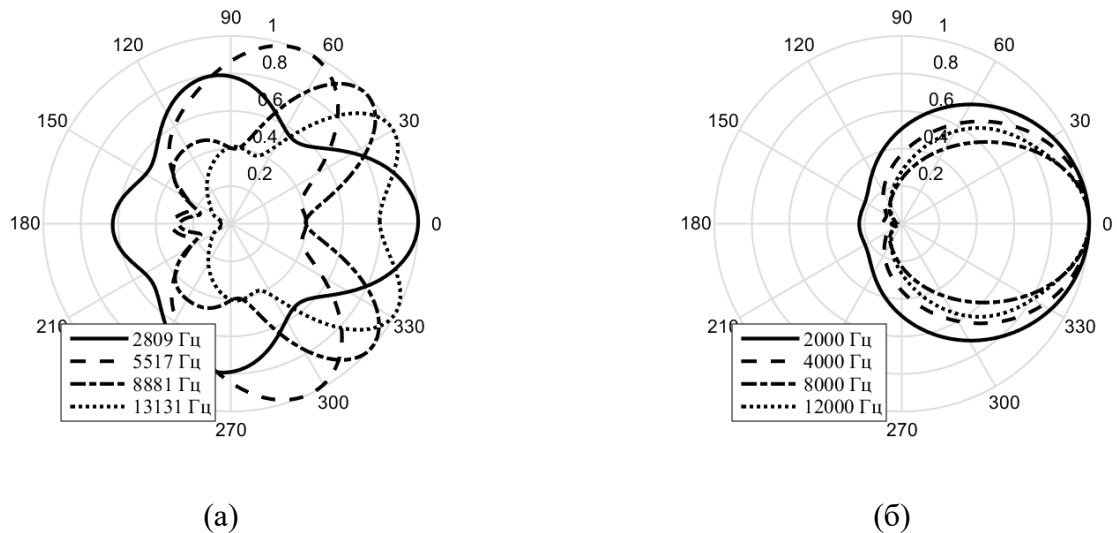
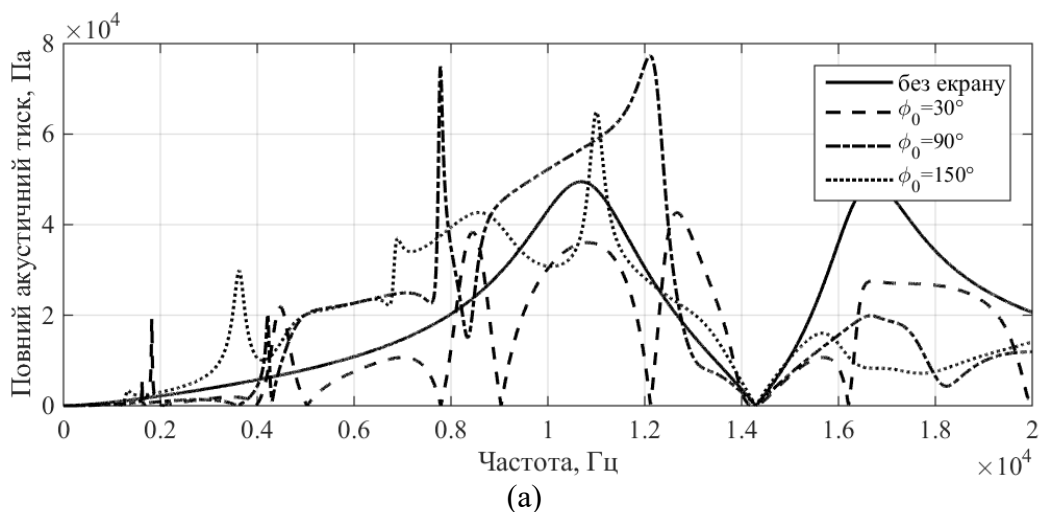


Рис. 3.40. Діаграми направленості випромінювача силової конструкції з екраном $\varphi_0 = 90^\circ$ та п'єзокерамічною оболонкою з ЦТБС-3 та радіальною поляризацією на частотах додаткових викидів (а) та поза них (б).

властивостей випромінювача, описаних для окружної поляризації. Невеликих відмінностей набули діаграми направленості на частотах додаткових викидів: на частоті другого викиду рівень нульового випромінювання приймає максимальне значення, в той час як бокове випромінювання зменшується; на частоті третього додаткового викиду спостерігається суттєвий провал в головному нульовому напрямі порівняно із окружною поляризацією, а також збільшення тильного випромінювання; на частоті четвертого викиду діаграма також має глибший провал в нульовому напрямі випромінювання звуку; п'ятий додатковий викид характеризується збільшенням рівня випромінювання в нульовому напрямку після четвертого викиду.

Перейдемо до дослідження частотних характеристик звукового тиску випромінювачів з екранами компенсованої конструкції, графіки яких наведені на рис. 3.41. Проаналізуємо спочатку характеристики випромінювачів із окружною поляризацією. При використанні ТБК-3 в якості матеріалу активного елементу з кривих рис. 3.41 а видно, що при великих кутах екранування ($\varphi_0 = 30^\circ$) амплітуда тиску менша порівняно із тиском, створюваним аналогічним випромінювачем без екрану. Аналогічну поведінку мали і механічні поля при таких самих умовах. Частотна характеристика такого випромінювача дуже нерівномірна і наявна велика

кількість близьких до нуля мінімумів звукового тиску на частотах, що відповідають частотам мінімумів коливальної швидкості такого ж випромінювача (рис. 2.31 а). Із зменшенням кута екранування частотна характеристика вирівнюється і нерівномірність вносять лише частоти з додатковими викидами. Амплітуда звукового тиску при цьому із збільшенням кута φ_0 зростає ($\varphi_0 = 90^\circ$) і резонансна область стає більш явною. При подальшому збільшенні кута φ_0 амплітуда частотної характеристики спадає ($\varphi_0 = 150^\circ$), проте залишається більшою ніж амплітуда тиску випромінювача без екрану. В той же час, у високочастотній області спостерігається зменшення амплітуд тиску для всіх кутів розкриття екрана порівняно із випромінювачем без нього. Випромінювач із активним матеріалом п'єзокераміки складу ЦТС-19 має іншу поведінку. Використання ЦТС-19 призводить до суттєвого збільшення амплітуд звукового тиску порівняно як з амплітудами випромінювача, побудованого на основі ТБК-3, так і з амплітудами випромінювача, побудованого на основі ЦТС-19 але без екрану. Найбільше збільшення амплітуди відбувається в резонансній області. Так при великому куті екранування наявні максимуми, амплітуда тиску яких більша за амплітуду тиску, створюваним випромінювачем без екрану майже на 2 порядки (рис. 3.41 б). Також в центральній частині резонансної області спостерігається збільшення амплітуд незалежно від кута розкриття екрану.



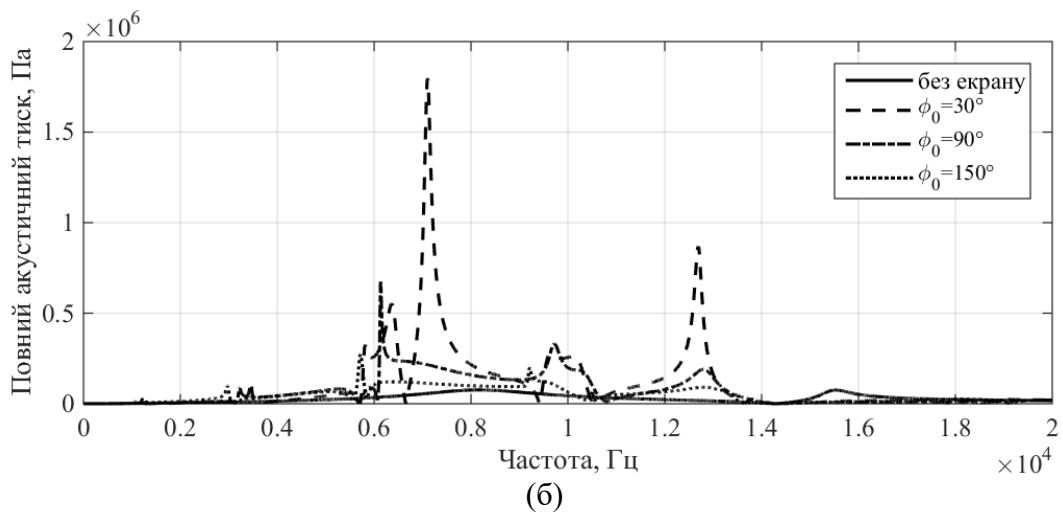


Рис. 3.41. Частотні залежності амплітуд звукового тиску в центрі неекранованої поверхні випромінювача компенсованої конструкції з окружною поляризацією та з екраном товщиною $r_3 - r_2 = 0,005$ м для складів п'єзокераміки: ТБК-3 (а) та ЦТС-19 (б).

Проаналізуємо частотні залежності амплітуд складових звукового тиску, створюваного випромінювачем із екраном компенсованої конструкції та двома складами п'єзокераміки. Аналіз кривих з графіків рис. 3.42 та 3.43 говорить про те, що вплив конфігурації екрану випромінювача не залежить від типу використаної п'єзокераміки і зберігає свою поведінку, яка проявляється в тому, що із збільшенням кута розкриття екрану значення амплітуд нульової складової тиску падають, а амплітуди наступних складових зростають і вони стають визначальними у формуванні додаткових викидів тиску. При дослідженні складових тиску випромінювача, побудованого на основі ТБК-3, видно, що при великому куті екранування випромінювача нульова складова, як вже було сказано вище, превалює над іншими і визначає загальну поведінку повного тиску. Така ж поведінка спостерігається при використанні ЦТС-19. При збільшенні кута розкриття екрану до значень $\varphi_0 = 90^\circ$ та 150° амплітуда нульової складової зменшується, а її характер стає більш рівномірним для всіх типів п'єзокераміки. Загальна поведінка наступних складових тиску для п'єзокераміки ТБК-3 та ЦТС-19 має мало відмінностей із поведінкою складових тиску випромінювача на основі ЦТБС-3. Розбіжності є тільки у

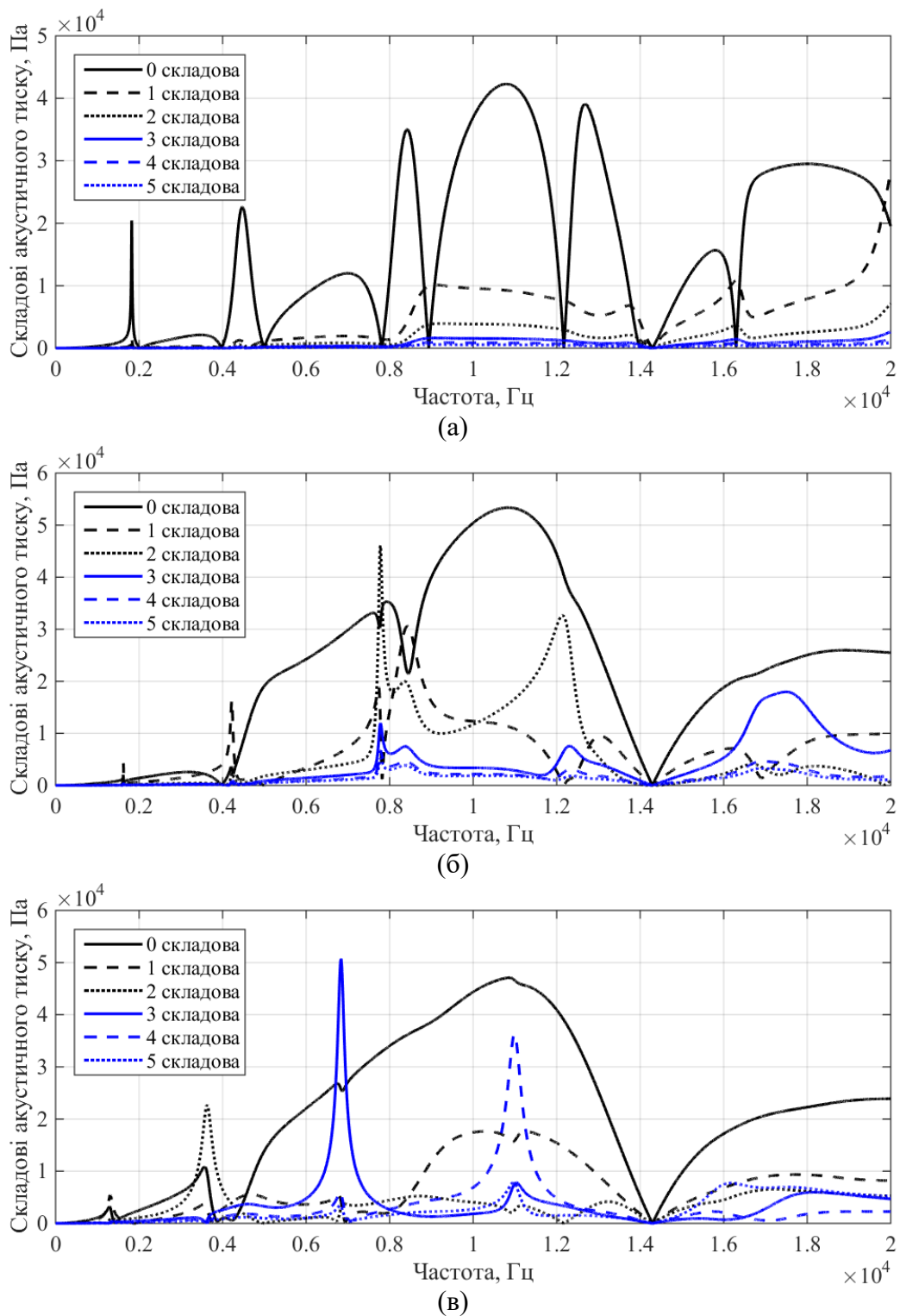
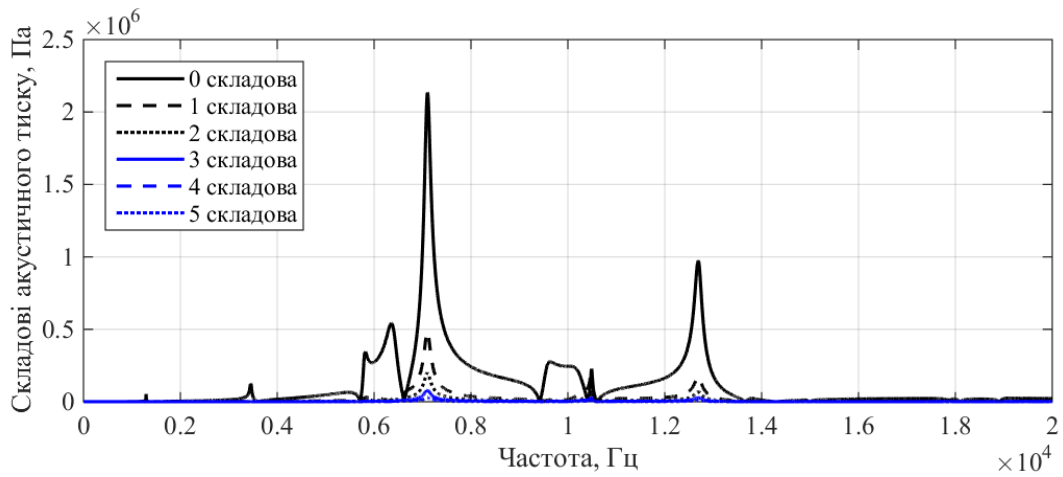
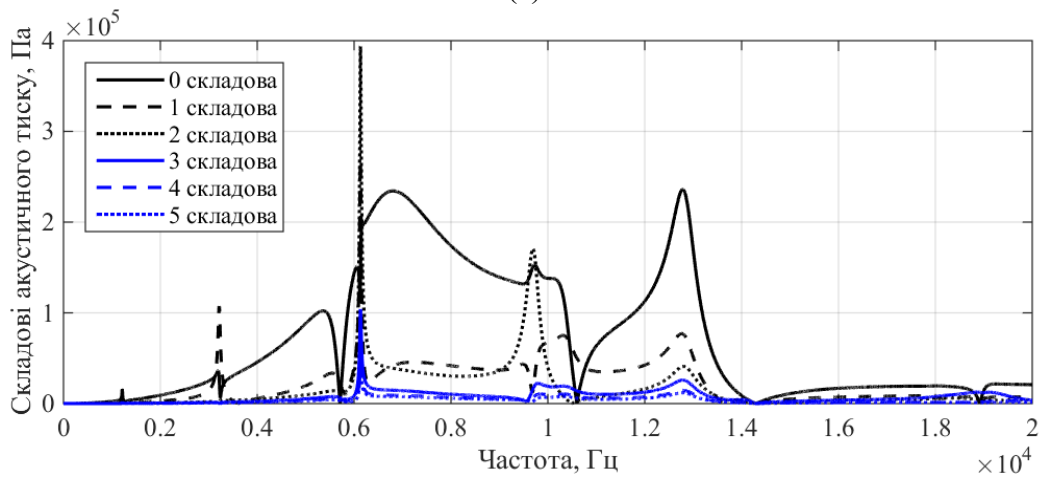


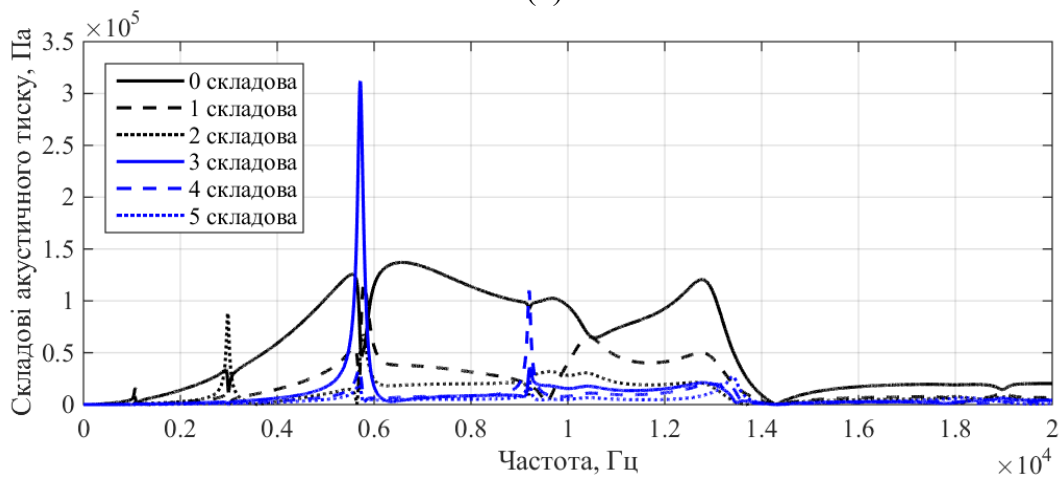
Рис. 3.42. Частотні залежності складових звукового тиску в центрі неекранованої поверхні випромінювача компенсованої конструкції з окружною поляризацією та з екранами $\varphi_0 = 30^\circ$ (а); 90° (б); 150° (в) та активним елементом зі складу ТБК-3.



(а)



(б)



(в)

Рис. 3.43. Частотні залежності складових звукового тиску в центрі неекранованої поверхні випромінювача компенсованої конструкції з окружною поляризацією та з екранами $\varphi_0 = 30^\circ$ (а); 90° (б); 150° (в) та активним елементом зі складу ЦТС-19.

числових значеннях амплітуд та частот тисків, що пов'язано із зміною значень електропружних параметрів використаного типу п'єзокераміки. Так частоти додаткових викидів випромінювачів з ТБК-3 і ЦТБС-3 близькі за рахунок того, що модулі пружності цих марок п'єзокераміки мають близькі значення, проте амплітудні значення характеристик відрізняються між собою від ~ 12 раз при великому куті екранування до ~ 3 разів при малому куті екранування. Це пояснюється тим, що п'єзомодуль ЦТБС-3 має більше значення ніж п'єзомодуль ТБК-3. Більших відмінностей порівняно із ЦТБС-3 набуває випромінювач з ЦТС-19. Так видно, що за рахунок малого модуля пружності у ЦТС-19 значення резонансних частот набагато нижчі. Проте п'єзомодуль ЦТС-19 має більше значення ніж ЦТБС-3 і, відповідно, амплітуда тиску у випромінювача з ЦТС-19 має більші значення. На цьому розбіжності закінчуються і можна спостерігати, що поведінка складових із зміною кута розкриття екрану залишається незмінною: найбільш активними, після нульової складової, є перші чотири-п'ять складових; по мірі збільшення кута розкриття відповідальними за формування додаткових викидів стають складові із більш високим порядком.

Перейдемо до розгляду кутових залежностей випромінювачів компенсованої конструкції з окружною поляризацією із різними складами п'єзокераміки. Як видно з кривих рис. 3.44, по мірі наближення частот викидів до частоти резонансу оболонки амплітуда тиску та його нерівномірність на поверхні випромінювача зростають при всіх типах використаної п'єзокераміки. На частотах поза викидами видно, що кутове розподілення також зростає із наближенням до частоти резонансу п'єзокерамічної оболонки, проте воно є майже повністю рівномірне по поверхні і тільки біля екранів починає спадати до нуля.

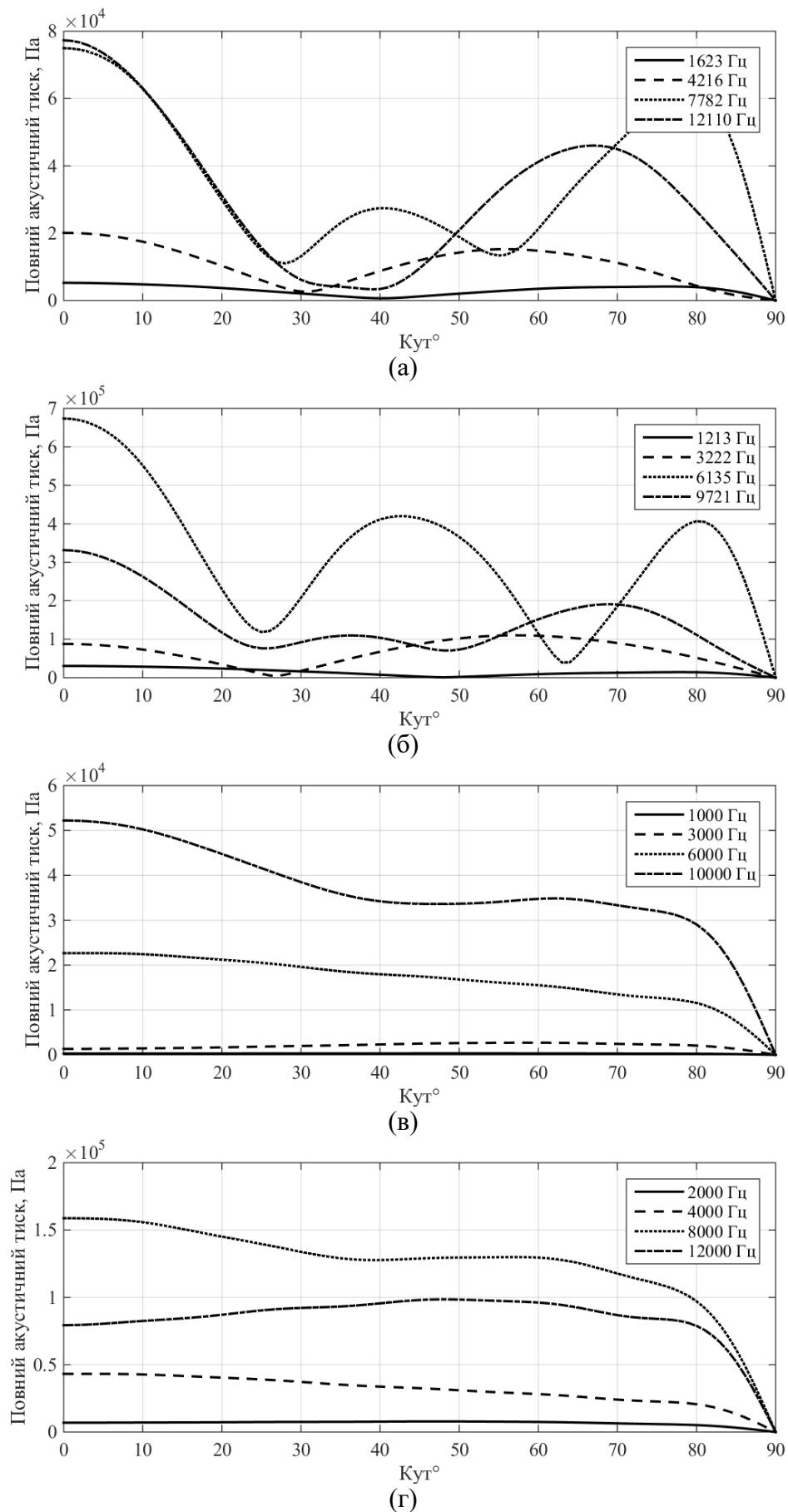


Рис. 3.44. Кутові залежності амплітуд тиску на неекранованій поверхні компенсованих випромінювачів з екраном $\varphi_0 = 90^\circ$ на частотах додаткових викидів (а, б) та поза ними (в, г) для ТБК-3 (а, в) та ЦТС-19 (б, г)

Розглянемо характеристики направленості відповідних випромінювачів компенсованої конструкції з окружною поляризацією (рис. 3.45). Як можна побачити найбільших змін характеристики направленості набув випромінювач на основі ТБК-3. Особливо це видно на діаграмі направленості для частоти першого додаткового викиду. Порівняно із діаграмами направленості для ЦТС-19 та ЦТБС-3 (рис. 3.15 а) пелюстка має менше значення ширини на рівні 0,7. Змін набула і діаграма направленості для частоти другого додаткового викиду, рівень бічного та тильного випромінювання якого має значно менші значення. Діаграми направленості третього та четвертого додаткового викиду мають аналогічну форму до діаграм направленостей випромінювачів із іншими типами п'єзокераміки із деякими змінами значень провалу в основному напрямі випромінювання та напрямі бічного випромінювання. Поза частот додаткових викидів видно, що характеристики направленості випромінювачів мають направлений вигляд. Поведінка діаграм направленості випромінювача з ТБК-3 повторює характер поведінки діаграм випромінювача з ЦТБС-3: із збільшенням частоти пелюстка має більш гострий вигляд. Діаграми направленості випромінювача з ЦТС-19 теж має направлений вигляд, проте на відміну від попередніх двох випадків видно, що по мірі наближення до частоти резонансу оболонки діаграма має більш гострий вигляд, але на частотах вище нього значення ширини основної пелюстки $\varphi_{0,7}$ починає зростати.

Перейдемо до дослідження випромінювачів компенсованої конструкції з радіальною поляризацією та різними складами п'єзокераміки (рис. 3.46). Порівнюючи графіки компенсованих випромінювачів з радіальною та окружною (рис. 3.32 а та 3.42) поляризаціями видно, що вони мають подібні характери. Наявні відмінності знову проявляються у зміні значень частот додаткових викидів тиску на більш нижчі. Також відбулися зміни значень амплітуд тиску, причому для кожного складу п'єзокераміки вони мають різні значення. Так для ЦТБС-3 амплітуда тиску зменшилась у більш ніж 2 рази в той час як для ЦТС-19 амплітуда майже не змінюється окрім двох викидів, на

яких амплітуда збільшилась на один порядок порівняно із окружною поляризацією. ТБК-3 показав невелике зниження ($\sim 1,5$ рази) амплітуди тиску на всьому частотному діапазоні. Цікаво також те, що при великому куті екранування випромінювача з ТБК-3 значення амплітуд майже співпадають із амплітудами випромінювача без екрану. У високочастотній області амплітуди тиску екранованих випромінювачів залишаються меншими ніж амплітуда тиску випромінювача без екрану незалежно від типу поляризації та складу п'єзокераміки.

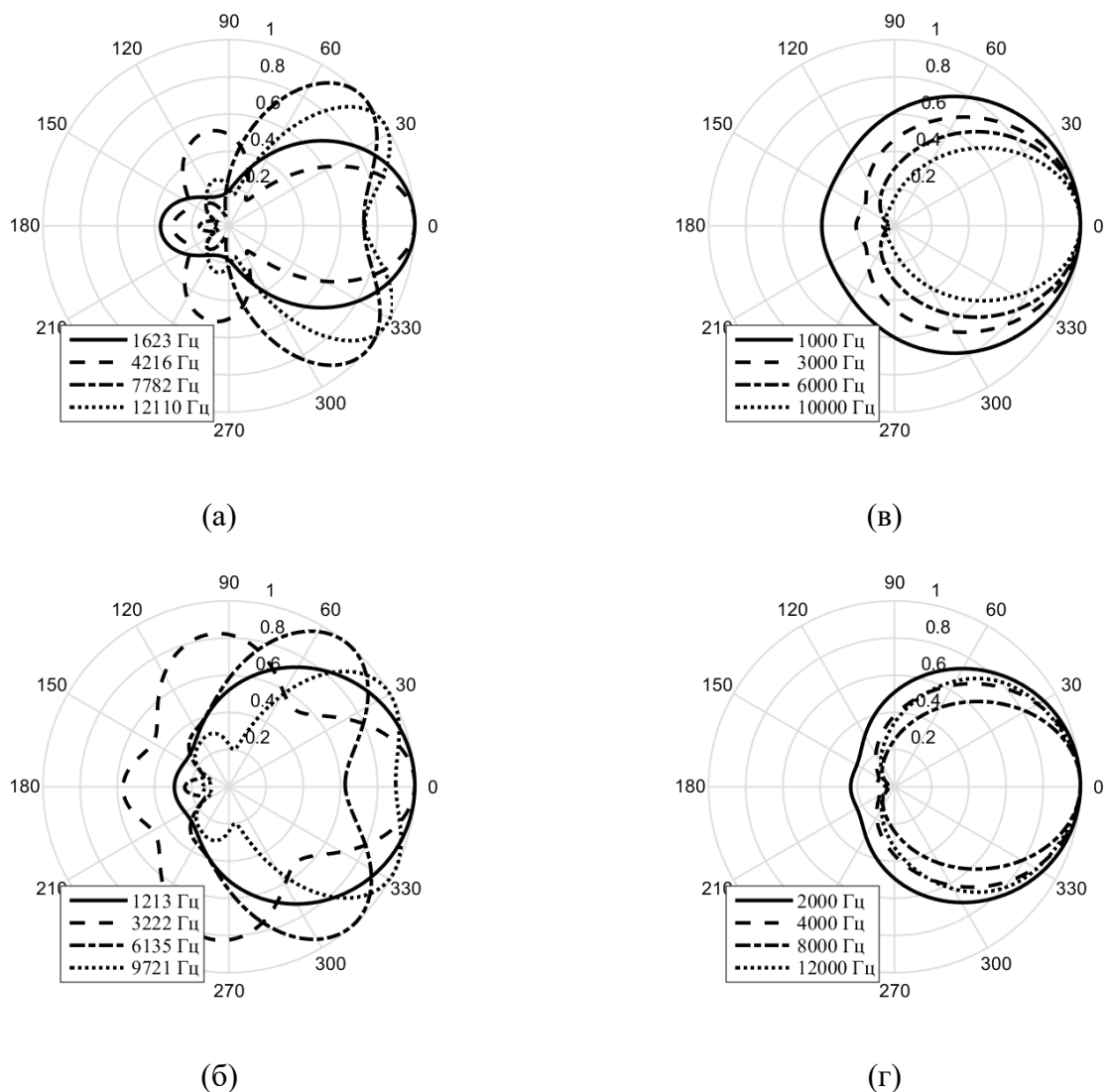


Рис. 3.45. Діаграми направленості компенсованих випромінювачів з екраном $\varphi_0 = 90^\circ$ на частотах додаткових викидів (а, б) та поза ними (в, г) для ТБК-3 (а, в) та ЦТС-19 (б, г).

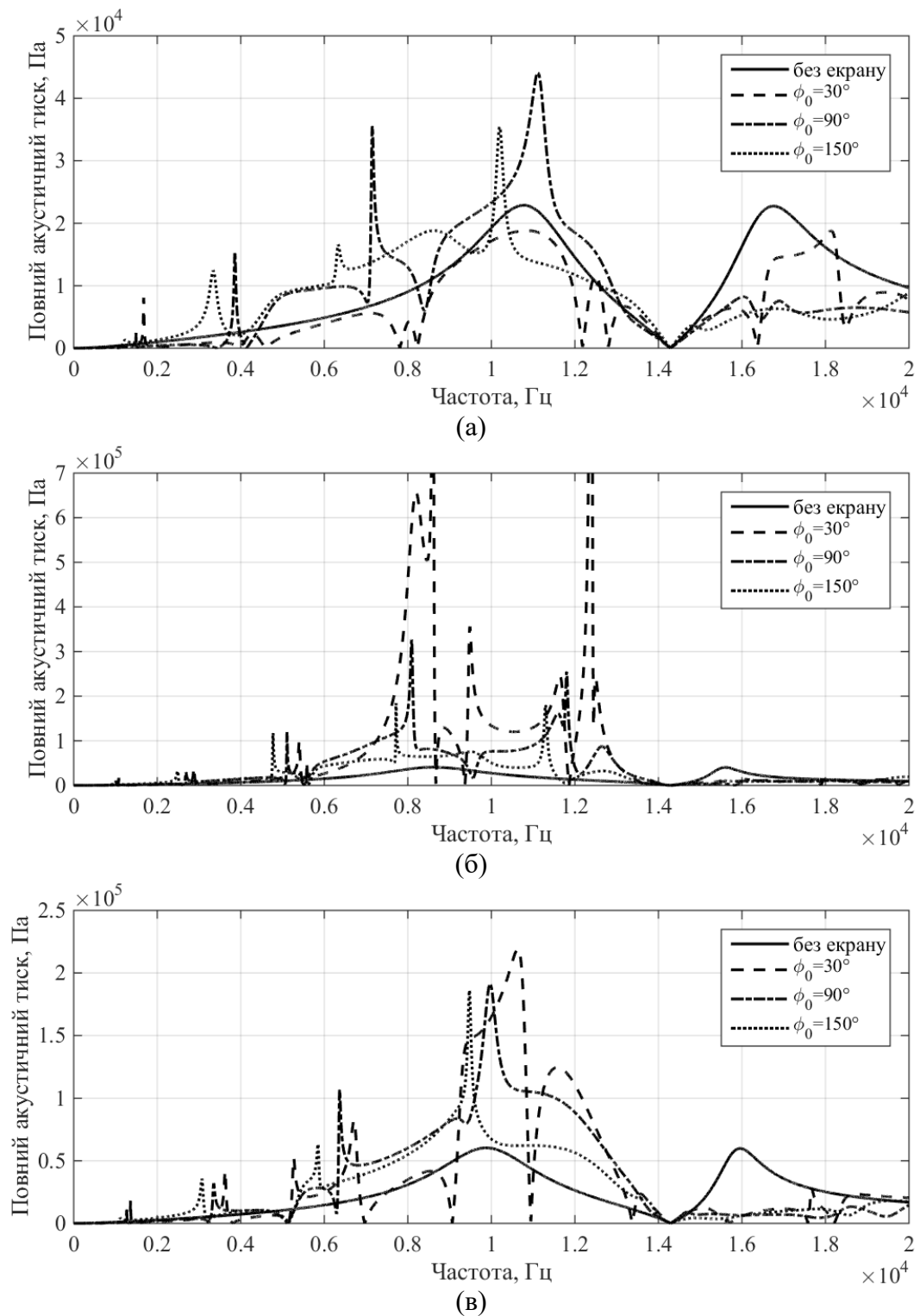
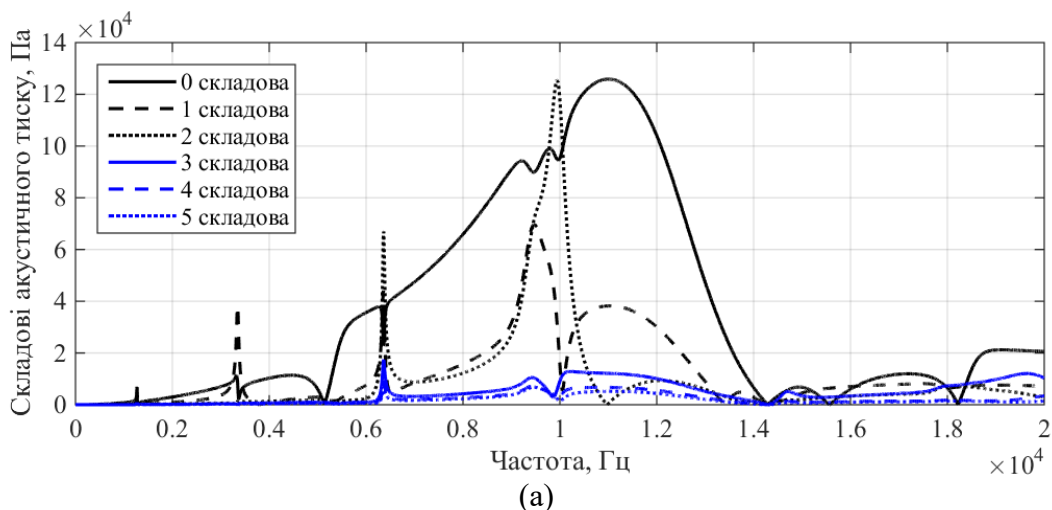


Рис. 3.46. Частотні залежності амплітуд звукового тиску в центрі неекранованої поверхні компенсованого випромінювача з екраном $\phi_0 = 90^\circ$ та активним елементом з радіальною поляризацією зі складу ТБК-3 (а), ЦТС-19 (б) та ЦТБС-3 (в).

Частотні залежності складових звукового тиску на поверхні випромінювача також говорять про збереження поведінки впливу складу п'єзокераміки на формування акустичних полів. З рис. 3.42, 3.43 та 3.47 видно, що додаткові викиди формуються одними і тими ж складовими звукового тиску. Порівняно із частотними залежностями випромінювачів силової конструкції з радіальною поляризацією видно, що із зміною типу конструкції шості додаткові викиди знаходяться на верхній межі досліджуваного діапазону або вище та мають малу амплітуду і тому слабо виражені (рис. 3.47 а, в).

Аналіз кутового розподілення амплітуд звукового тиску (рис. 3.48) свідчить про те, що із зміною типу поляризації кутове розподілення амплітуд тисків на частотах додаткових викидів мало відрізняється між собою окрім значень частот цих викидів.

Діаграми направленості, зображені на рис. 3.49, повторюють зміни, що описані для випадку компенсованого випромінювача ЦТС-19 з окружною поляризацією. Єдиною розбіжністю між ними є більше зменшення рівня випромінювання в головному напрямку у ЦТБС-3 порівняно із ЦТС-19.



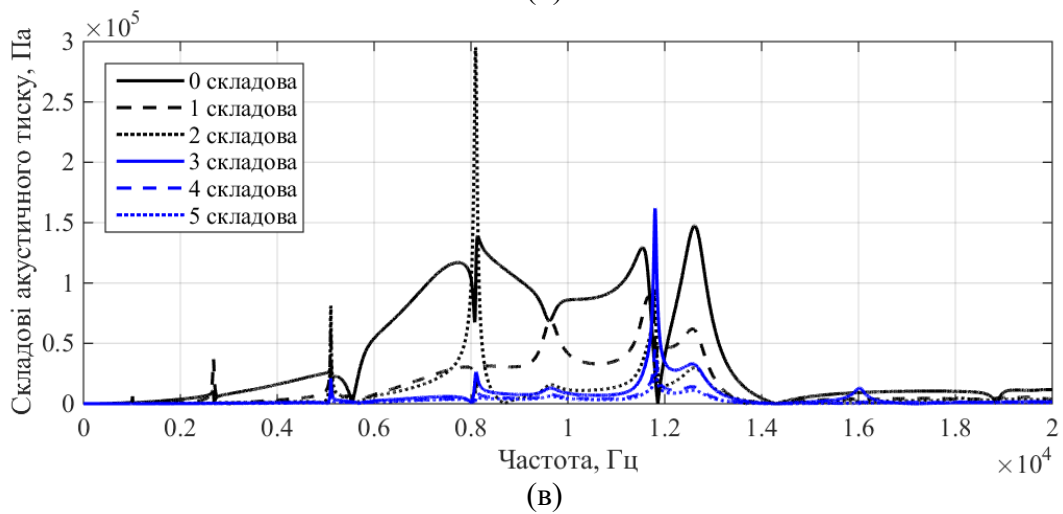
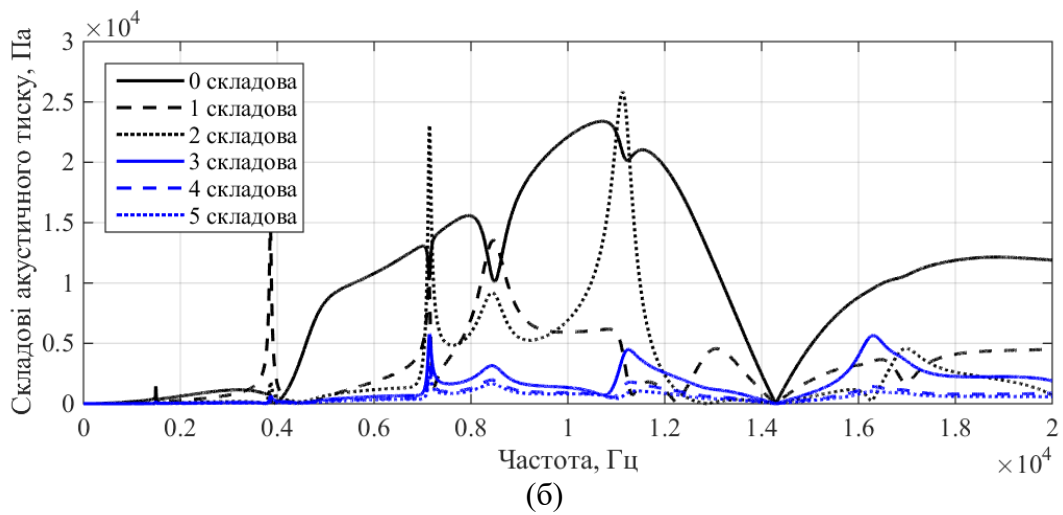


Рис. 3.47. Частотні залежності амплітуд тиску в центрі неекранованої поверхні компенсованого випромінювача з екраном $\varphi_0 = 90^\circ$ та радіальною поляризацією п'єзокерамічної оболонки, виконаної з ЦТБС-3 (а), ТКБ-3 (б), ЦТС-19 (в).

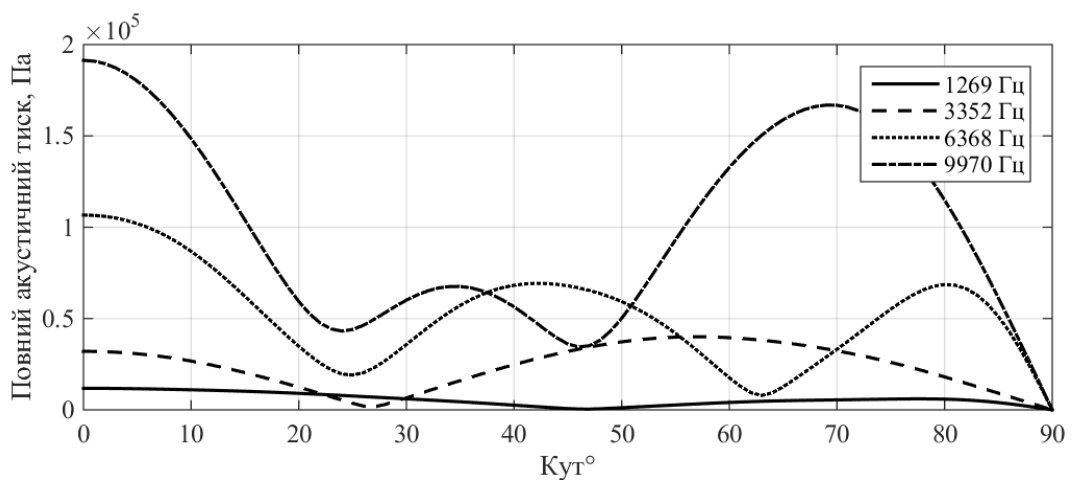


Рис. 3.48. Кутове розподілення амплітуд тиску на неекранованій поверхні компенсованого випромінювача з екраном $\varphi_0 = 90^\circ$ із радіальною поляризацією п'єзокераміки марки ЦТБС-3.

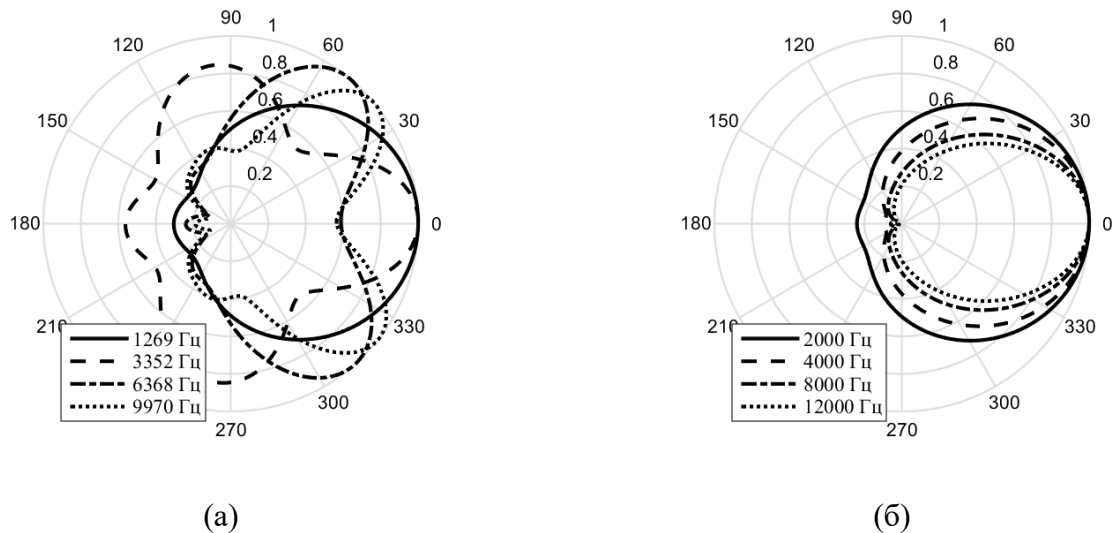


Рис. 3.49. Діаграми направленості випромінювача компенсованої конструкції з екраном $\varphi_0 = 90^\circ$ та п'єзокерамічною оболонкою з ЦТБС-3 та радіальною поляризацією на частотах додаткових викидів (а) та поза них (б).

3.5. Властивості акустичних полів випромінювачів з екраном в залежності від розмірів діаметру та товщини п'єзокерамічної оболонки випромінювачів.

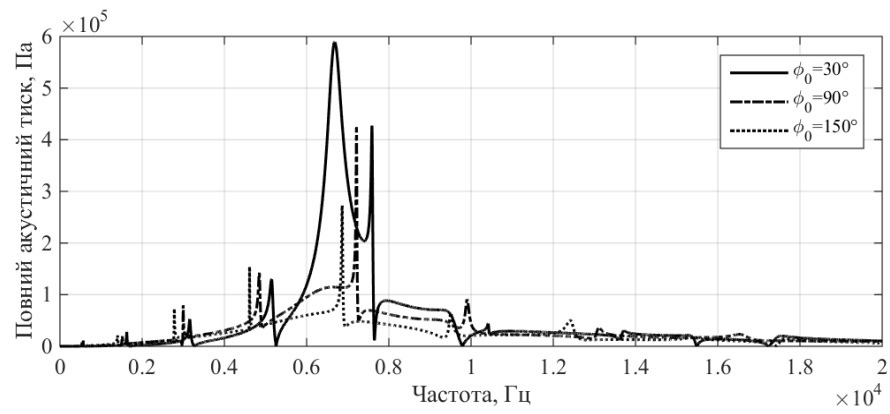
Завершуючи дослідження впливу елементів конструкцій екранованих циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів на формування їх акустичних полів розглянемо залежності акустичних полів від розмірів та товщини п'єзокерамічного циліндру.

Для визначення кількісних характеристик шуканого впливу проведемо числові експерименти для наступних значень параметрів та характеристик екранованих випромінювачів: п'єзокераміка складу ЦТБС-3; $r_0 = 0,1 \text{ м}$, $0,12 \text{ м}$; $h = 0,01 \text{ м}$, $0,012 \text{ м}$; $r_3 - r_2 = 0,005 \text{ м}$; $\varphi_0 = 30^\circ$, 90° , 150° ; $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0$; $1,0$; $\psi_0 = 200 \text{ В}$; поляризація окружна.

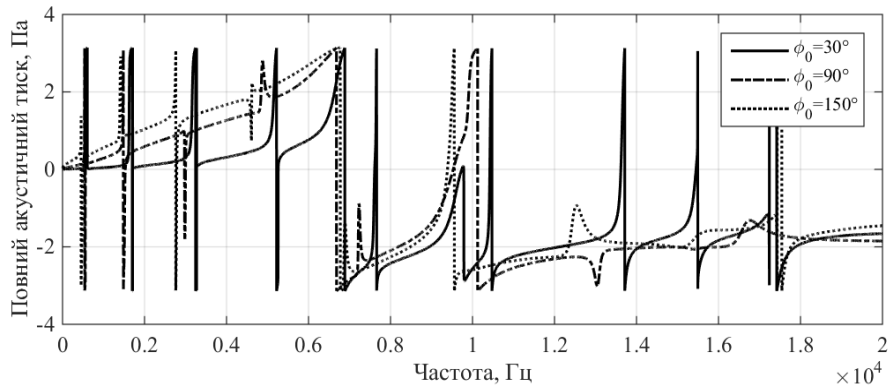
Аналіз частотних залежностей тиску екранованого випромінювача силової конструкції із різними середніми радіусами циліндричної п'єзокерамічної оболонки (рис. 3.50) говорить про наступне. Як вже відомо, у довжину середньої окружності циліндра для випромінювачів такого типу має вкладатися довжина хвилі. Як наслідок збільшення середнього радіусу

призводить до зменшення частоти резонансу п'єзокерамічної оболонки, що і можна побачити з кривих на рис. 3.50 а, в. Наступна особливість полягає в тому, що кількість додаткових викидів тиску із збільшенням середнього радіусу теж збільшилась і ще більше збагатила низькочастотну область. Про появу додаткових викидів свідчить також велика кількість перетинів фази тиску вісі абсцис (рис. 3.50 б, г). Амплітуда тиску, як можна побачити, зменшилась більш ніж в двічі, що не є несподіваним і пов'язано із збільшенням середнього радіусу. Оскільки кількість призм, з яких складається активний елемент випромінювача, не змінювалась, то їх розміри збільшились, а при незмінній підведеній збуджуючій напрузі це призводить до зменшення напруженості електричного поля в матеріалі призм. Таким чином зменшення напруженості електричного поля в свою чергу призводить до зменшення амплітуди коливань, що показано у розділі 2.5, і відповідно зменшення значення створюваного тиску на поверхні випромінювача. У високочастотній області спостерігається вирівнювання амплітуд тисків для різних конфігурацій екрану.

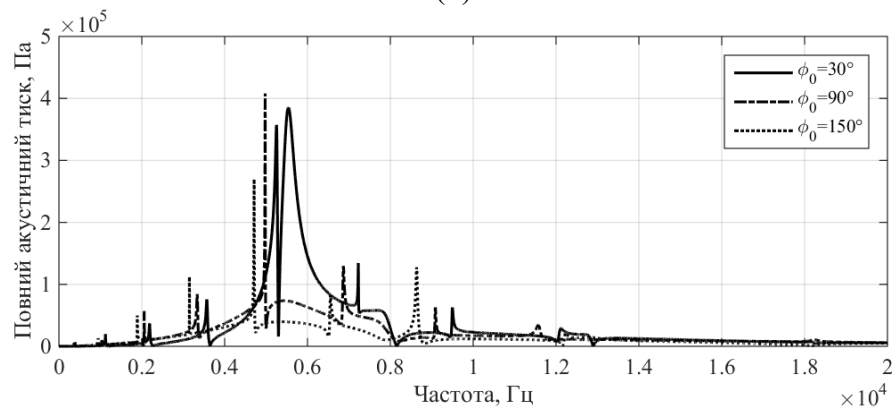
На рис. 3.51 зображені криві для випромінювачів компенсованої конструкції. На відміну від випромінювачів такої ж конструкції проте із середнім радіусом $r_0 = 0,068 м$ спостерігається поява у високочастотній області зростання тиску, а також ще одного викиду співрозмірного із викидами у низькочастотній області. Дане підвищення тиску пов'язане із другим резонансом п'єзокерамічної оболонки, в область якого потрапляє додатковий викид. Враховуючи той факт, що цей викид спостерігається при більших значеннях середнього радіусу можна зробити висновок, що він існує і у випромінювача із меншим радіусом, але він поза межами досліджуваної області частот.



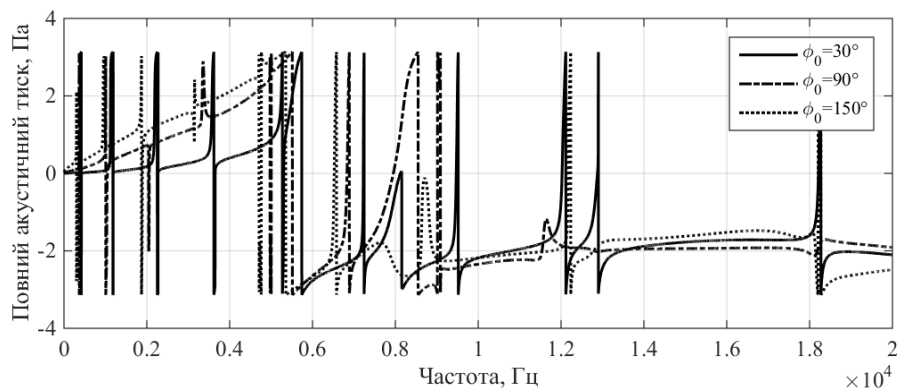
(а)



(б)



(в)



(г)

Рис. 3.50. Частотні залежності амплітуд (а, в) та фаз (б, г) тиску в центрі неекранованої поверхні вакуумованого випромінювача з п'єзокерамічною оболонкою з ЦТБС-3 та середнім радіусом оболонки $r_0 = 0,1$ м (а, б), $0,12$ м (в, г), товщиною $h = 0,008$ м.

Розглянемо залежності звукового тиску від товщини п'єзокерамічної циліндричної оболонки випромінювача із різною конфігурацією екрана. Аналіз кривих рис. 3.52. і 3.16 та рис. 3.53 і 3.22 свідчить про наступне. По-перше, зміни тиску в залежності від товщини екрану проявляються у збільшенні амплітуд звукового тиску в резонансній області. По-друге, значення частот додаткових викидів суттєво збільшились і за рахунок цього третій додатковий викид потрапляє до резонансної області, а четвертий та п'ятий зміщуються у високочастотну область. Збільшення амплітуд тиску пов'язане із тим, що при збільшенні товщини оболонки збільшується маса активного матеріалу – п'єзокераміки. При цьому також збільшується площа електродів, нанесених на поверхні призми. За рахунок цього збільшується напруженість електричного поля в матеріалі призми і створюваний акустичний тиск збільшується. По-третє, на відміну від випромінювачів силової конструкції амплітуда тиску створюваного випромінювачами компенсованої конструкції збільшується більше ніж в двічі. Також в області резонансу характеристики випромінювачів компенсованої конструкції набувають більш суттєвих змін порівняно із випромінювачами силової конструкції.

Дослідимо характеристики направленості випромінювачів в залежності від геометричних розмірів їх активного елемента (рис. 3.54). Наведені криві демонструють діаграми направленості на частотах додаткових викидів.

Діаграми направленості випромінювачів силової конструкції набули більш направлених властивостей на частотах додаткових викидів порівняно із діаграмами направленості, наведеними на рис. 3.9. На частотах після четвертого додаткового викиду діаграма направленості майже не змінюється і має вигляд пелюстки з максимумом в нульовому напрямку та шириною на рівні 0,7: $\varphi_{0,7} \approx 90^\circ$. На нижчих частотах направлені властивості спостерігаються вже після першого викиду. Діаграми на частотах другого, третього та четвертого викидів (рис. 3.9) або взагалі не мають виражених

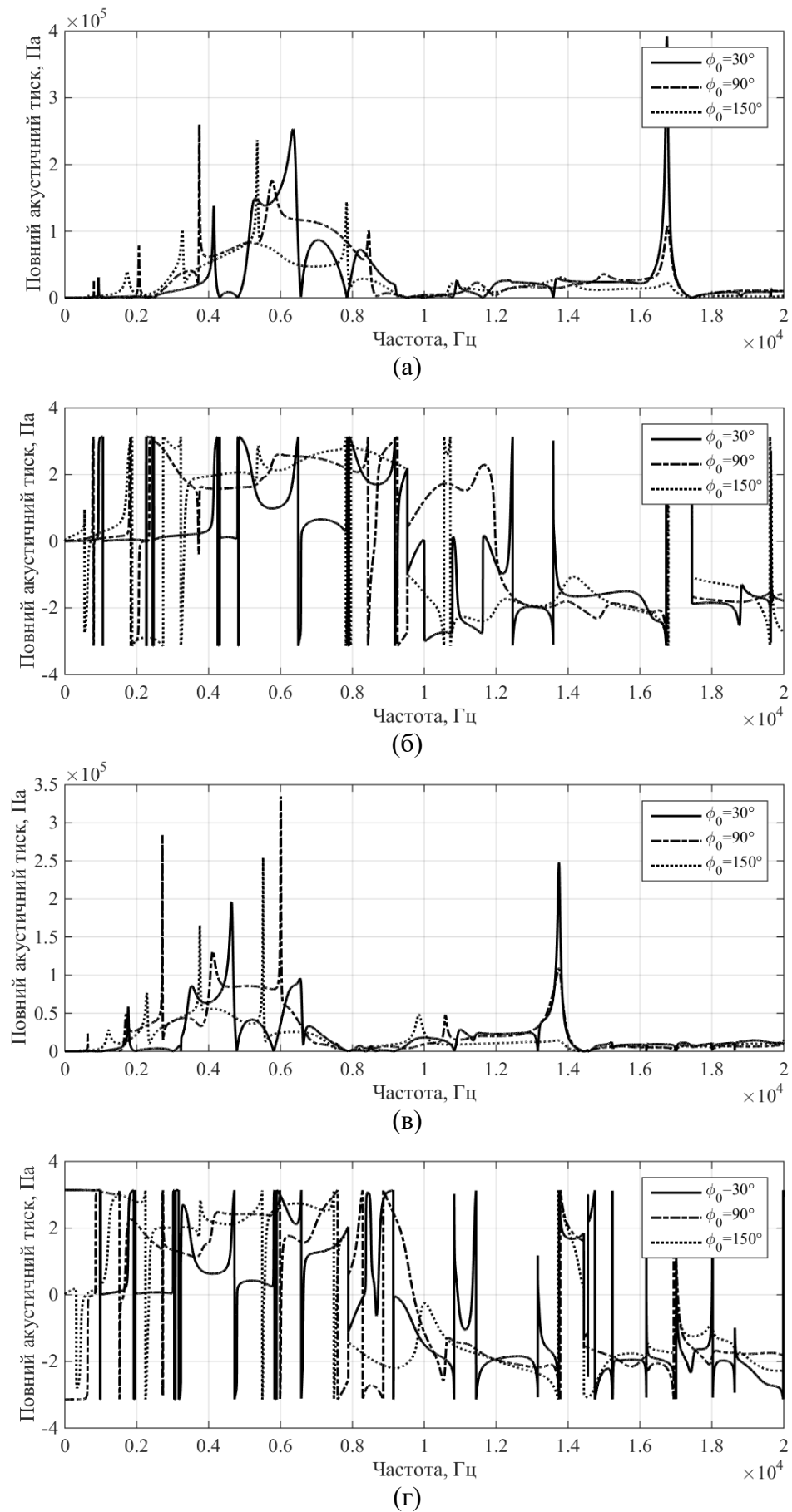


Рис. 3.51. Частотні залежності амплітуд (а, в) та фаз (б, г) тиску в центрі неекранованої поверхні компенсованого випромінювача з п'єзокерамічною оболонкою з ЦТБС-3 та середнім радіусом оболонки $r_0 = 0,1$ м (а, б), $0,12$ м (в, г), товщиною $h = 0,008$ м.

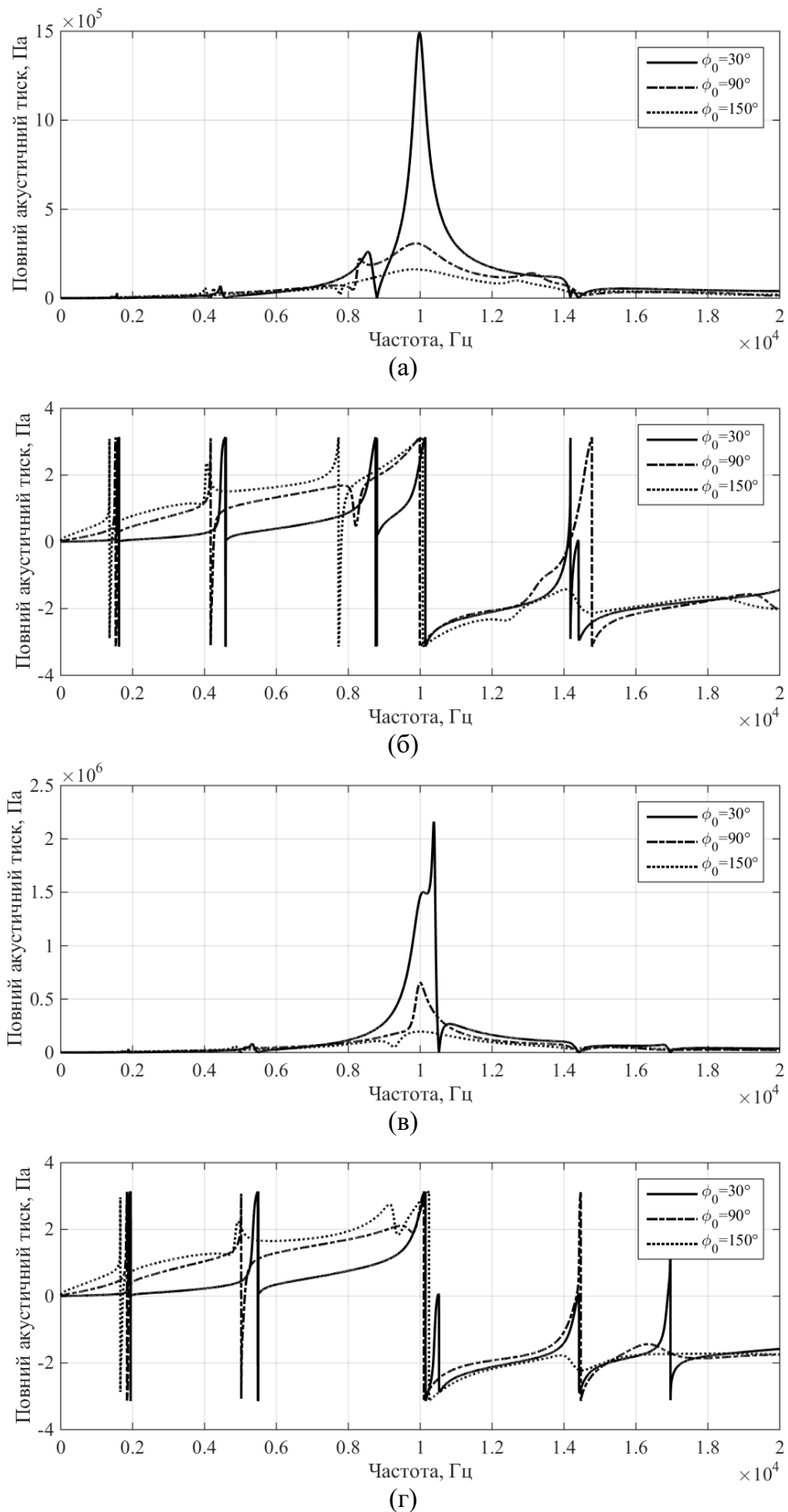


Рис. 3.52. Частотні залежності амплітуд (а, в) та фаз (б, г) тиску в центрі неекранованої поверхні вакуумованого випромінювача з п'єзокерамічною оболонкою з ЦТБС-3, радіусом $r_0 = 0,068\text{ м}$ та товщиною оболонки $h = 0,01\text{ м}$ (а, б), $0,012\text{ м}$ (в, г).

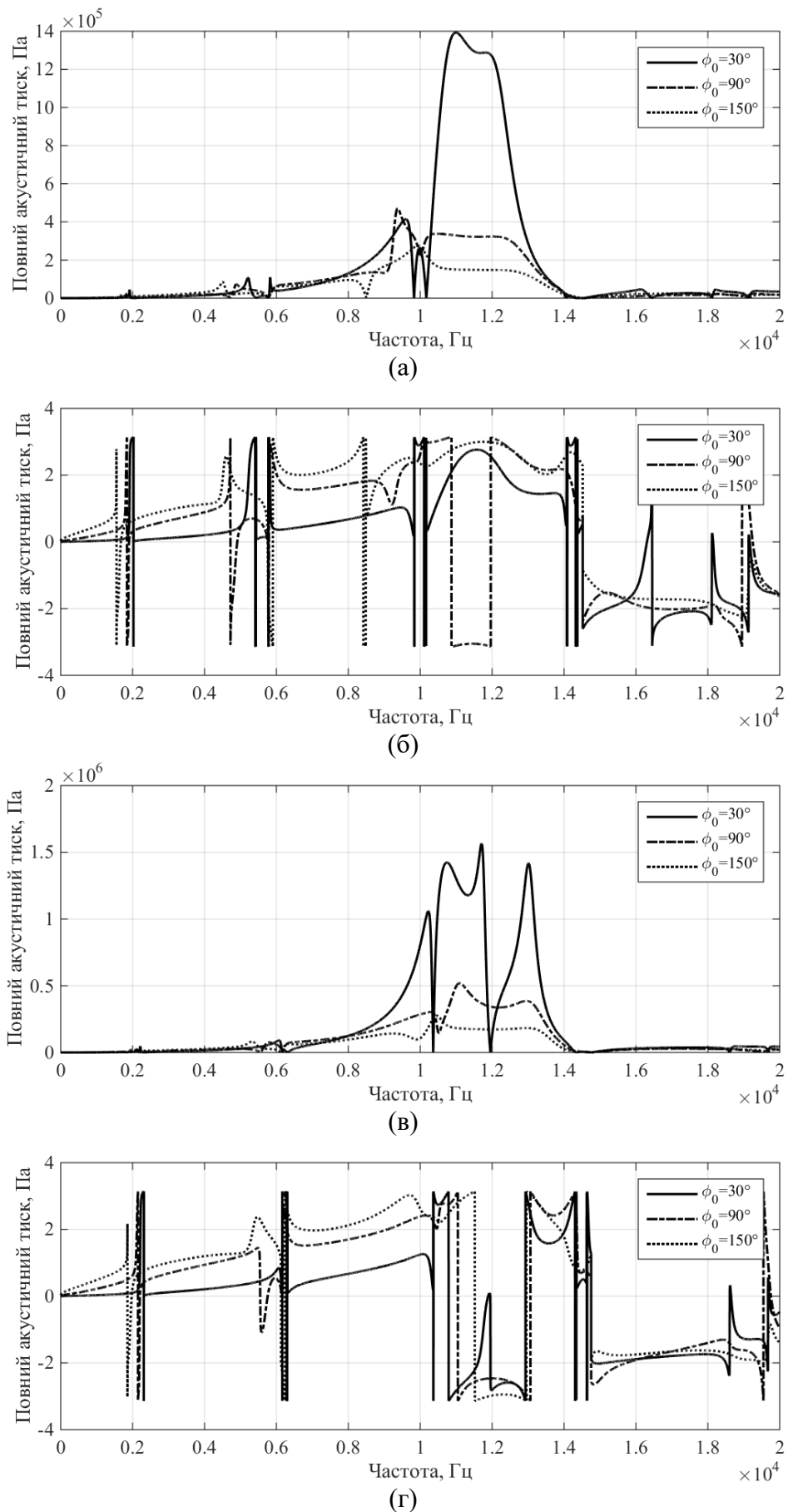


Рис. 3.53. Частотні залежності амплітуд (а, в) та фаз (б, г) тиску в центрі неекранованої поверхні випромінювача компенсованої конструкції з п'єзокерамічною оболонкою з ЦТБС-3, радіусом $r_0 = 0,068\text{ м}$ та товщиною оболонки $h = 0,01\text{ м}$ (а, б), $0,012\text{ м}$ (в, г).

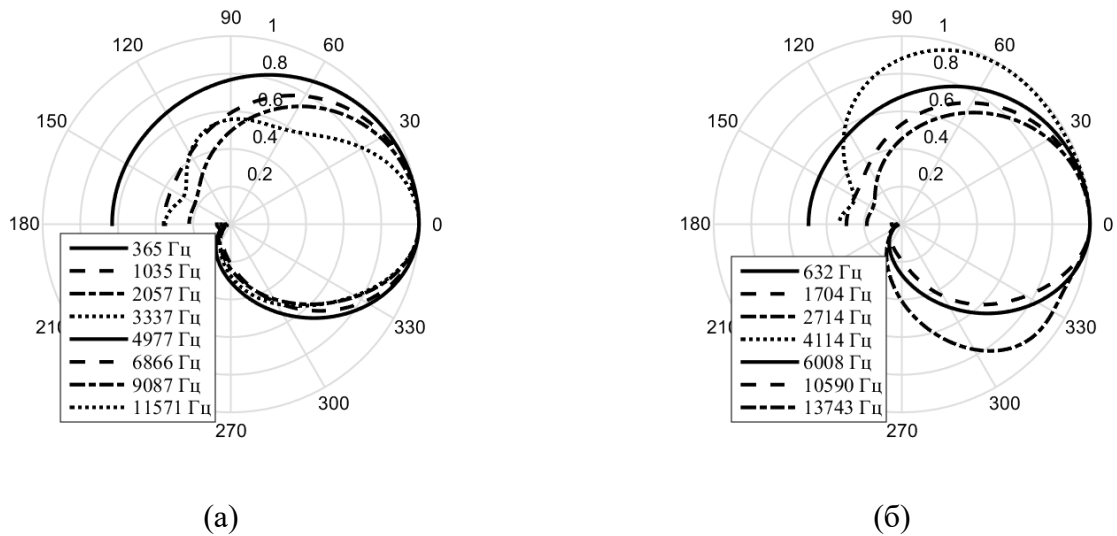


Рис. 3.54. Діаграми направленості випромінювачів силової (а) та компенсованої (б) конструкцій з екраном із $\varphi_0 = 90^\circ$ та середнім радіусом п'єзокерамічної оболонки $r_0 = 0,12$ м та товщиною $h = 0,008$ м.

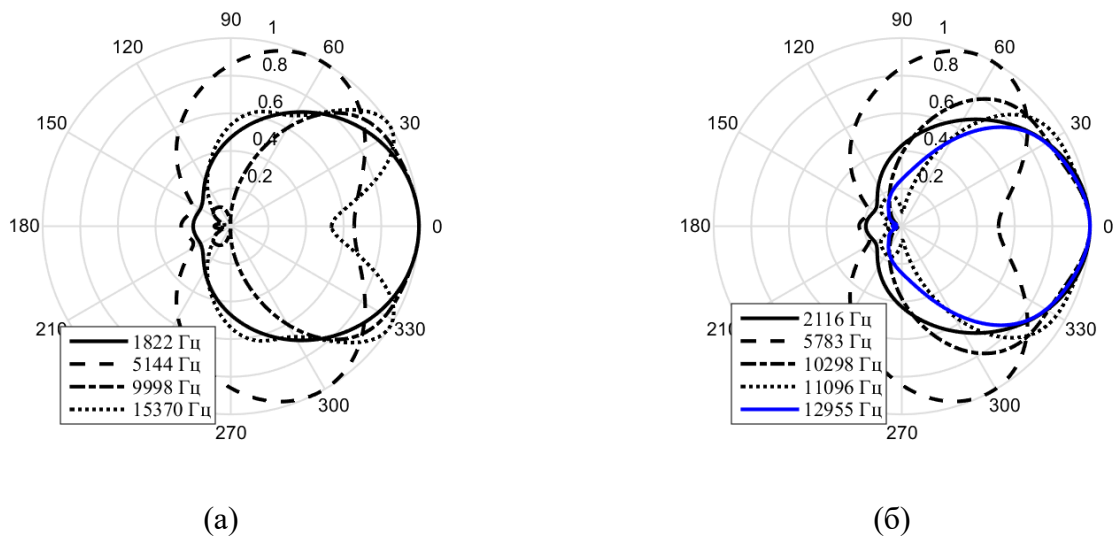


Рис. 3.55. Діаграми направленості випромінювачів силової (а) та компенсованої (б) конструкцій з екраном із $\varphi_0 = 90^\circ$ та середнім радіусом п'єзокерамічної оболонки $r_0 = 0,068$ м та товщиною $h = 0,012$ м.

бічних пелюсток, або їх рівень набагато нижчий порівняно із максимумом (четверта крива рис. 3.9 а). У випадку випромінювачів компенсованої конструкції спостерігається поступове зменшення тильного випромінювання на перших трьох частотах. На частоті четвертого викиду чітко видно, що бічний рівень випромінювання набагато більший порівняно із діаграмою направленості на частоті четвертого викиду на рис. 3.15 а. Після цього

викиду характеристика направленості представляє собою одну пелюстку із максимумом в нульовому напрямку аналогічну до випадку характеристики направленості для випромінювача силової конструкції. Цікавим є те, що на частоті додаткового резонансу у високочастотній області пелюстка має більшу ширину, що складає $\varphi_{0,7} \approx 130^\circ$. При зміні товщини оболонки випромінювача діаграми направленості набувають вигляду, як показано на рис. 3.55. При зміні товщини екрану характеристика направленості випромінювача силової конструкції набуває наступних змін: на частоті другого викиду спостерігається провал в нульовому та тильному напрямках випромінювання, залишаючи великі бічні рівні випромінювання; частота третього викиду характеризується появою максимуму в нульовому напрямку; викид на четвертій частоті має більший провал в нульовому напрямі та більш рівномірне бічне випромінювання.

3.6. Результати експериментальних досліджень гідроакустичних циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з екранами.

В ході проведення математичного експерименту було введено ряд допущень: розгляд нескінченного циліндру; представлення активного п'єзокерамічного елемента у вигляді тонкої оболонки; матеріал, з якого виготовлено акустичний екран, був прийнятий ідеально м'яким; для виршення нескінченної системи лінійних алгебраїчних рівнянь було введено обмеження системи скінченим числом невідомих. З метою перевірки адекватності введених допущень реальним конструкціям екранованих випромінювачів було виконано експериментальне дослідження акустичних полів екранованого циліндричного випромінювача, зокрема їх кутових розподілень в дальньому полі. В якості підтверджуючого параметру було прийнято діаграму направленості (ДН) на довільній частоті.

В якості екранованого випромінювача було обрано макет перетворювача (рис. 3.56), що складається з шести співвісно розташованих та

стягнутих стяжкою п'езокерамічних кілець. Кожне кільце складається з 30 секцій. Склад п'езокераміки – ЦТБС-3. Висота кільця $H = 40$ мм, внутрішній діаметр $d = 53.5$ мм, зовнішній діаметр $D = 64.5$ мм. Висота робочої поверхні випромінювача складає $L = 265$ мм. Екран має кут розкриву $2\varphi_0 = 190^\circ$ і середню товщину $h = 10$ мм. Матеріал, з якого виготовлено екран, представляє собою спінений поліетилен.

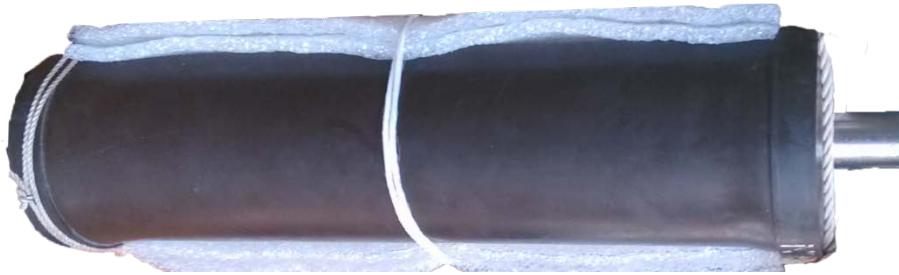


Рис. 3.56. Макет випромінювача.

Вимірювання проводились на території ГП «КНДІ гідропріладів» у заглушеному вимірювальному басейні. Дослідження проводились у відповідності до вимог, регламентованих ОСТ5.8361-86 [79]. Частота, на якій проводились вимірювання, складає $f = 11000$ Гц. Положення екранованого випромінювача відносно стінок басейну показано на рис. 3.57, глибина проведення вимірювань складала 2 м. Розташування випромінювача та приймача вказаним чином задовільняє умову роздільного прийому прямого сигналу від можливих відбитих від поверхні води, стінок басейну та його дна сигналів.

Вимірювальний стенд зображено на рис. 3.58. Сигнал формується за допомогою задаючого генератора ГЗ-110. Сигнал з генератора подається на вхід формувача імпульсу, який формує імпульс тривалістю $\tau = 0,9$ мс. З виходу формувача імпульсу сигнал поступає на вхід підсилювача LV-103. З виходу підсилювача сигнал поступає в двох напрямках: безпосередньо на випромінювач та на один з двох входів осцилографа. Рівень діючої напруги на виході підсилювача випромінювача складав 28 В. Випромінювач встановлюється на поворотній пристрій і направляється центром вільної від

екрану поверхні на гідрофон УЩЗ.837.030. Гідрофон через свій підсилювач подає на вхід часового фільтру прийнятий сигнал. Часовий фільтр вирізає перший прийнятий імпульс. Після часового фільтру сигнал подається на осцилограф С1-83 та на самописець рівня 2307. На екрані осцилографа відбувається візуальний контроль поданого на випромінювач і прийнятого від гідрофону сигналів. Самописець рівня синхронізовано із поворотним пристроєм і при повороті випромінювача із постійною швидкістю самописець фіксує рівень напруги прийнятого сигналу.

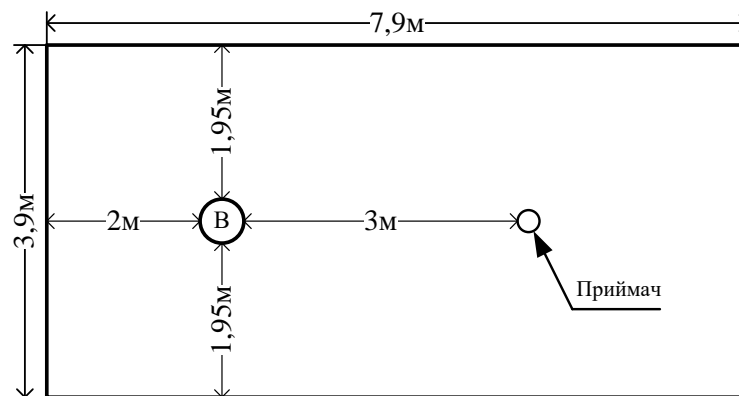


Рис. 3.57.

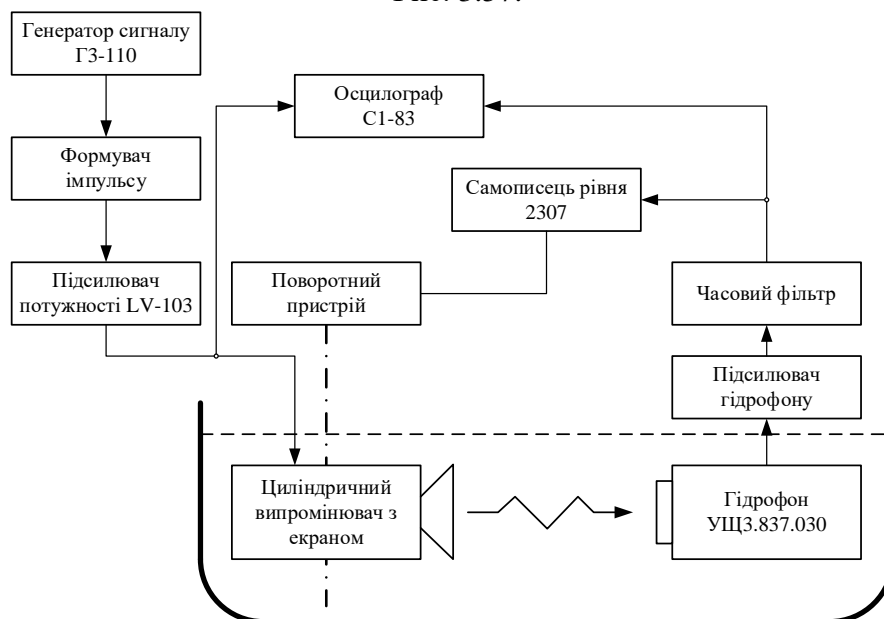


Рис. 3.58.

Результати вимірювань, усереднених за 10-ма вимірами, що забезпечують похибку вимірювань не більше 0,07 при довірчій ймовірності 0,97, наведені на рис. 3.59. Співставлення їх із розрахунковими даними дозволяє зробити висновок, що результат теоретичного розрахунку і

результат фізичних вимірювань відповідають одне одному. Відповідно до цього можна зробити висновок, що представлена математична модель екранованого випромінювача із введеними допущеннями може бути використана для розрахунку циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів, розміщених в незамкненому кільцевому екрані з акустично м'якого матеріалу.

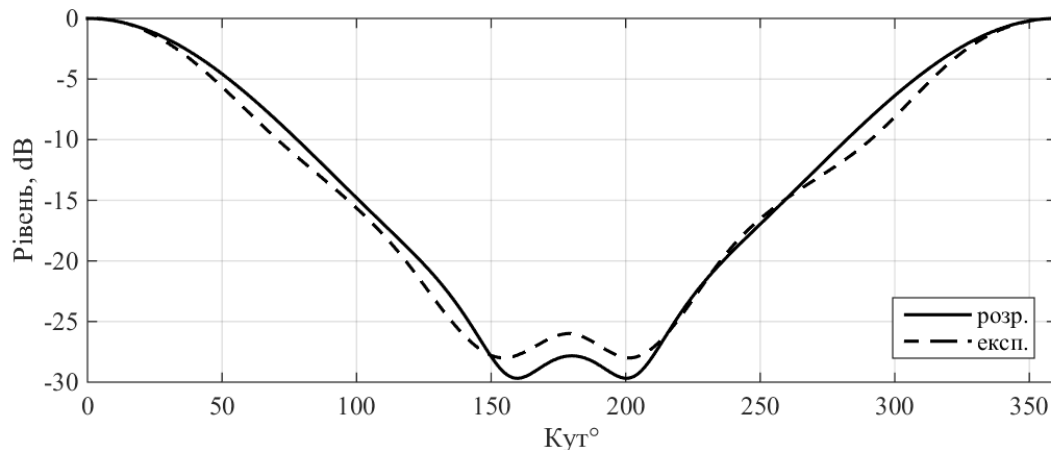


Рис. 3.59.

Висновки до розділу 3

Встановлені закономірності впливу особливостей конструктивного виконання циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з екраном на такі важливі характеристики їх акустичних полів – частотні та кутові залежності амплітуд та фаз звукового тиску як на поверхні випромінювачів, так і в дальньому полі. Параметри елементів конструктивного виконання випромінювачів, в залежності від яких були отримані залежності акустичних полів, обрані такі ж, як і при дослідженні механічних полів.

Фізичними причинами змін характеристик акустичних полів циліндричних випромінювачів з зовнішнім екраном є результат змін механічних полів. Встановлено, що порушення радіальної симетрії екранованого випромінювача призвело до порушення радіальної симетрії його радіаційного акустичного навантаження. Наслідком цього є збагачення і

розширення спектра власних частот екранованих випромінювачів. Особливістю цього збагачення є стеве розширення власних резонансних частот в області низьких, в 3-5 раз менших від частоти нульової моди випромінювача, частот. Встановлено, що нові власні резонансні частоти відповідають частотам додаткових мод механічних коливань. В результаті системного аналізу чисельних розрахунків визначені закономірності поведінки частотних залежностей акустичного тиску від особливостей конструктивного виконання екранованих випромінювачів.

Показано, що в залежності від геометричних та фізичних характеристик конструктивних елементів випромінювачів з екраном можливо досягти більших кількісних значень звукового тиску, порівняно із випромінювачем без нього. Необхідно звернути увагу на великі кількісні значення амплітуд тиску на частотах додаткових вузькосмугових викидів, особливо в низькочастотній області, що можна використати при необхідності випромінювання на низьких частотах. З іншого боку, це також призводить до необхідності стеження за можливою появою явища кавітації на робочій поверхні випромінювача, що може призвести до його виходу з ладу.

Внесення екрану до складу випромінювача обумовлює появу направлених властивостей п'єзокерамічних випромінювачів майже у всій смузі частот. Особливий інтерес представляють характеристики направленості на частотах додаткових вузькосмугових викидів, оскільки, як вже було показано, вони суттєво відрізняються від характеристик поза цих частот і можуть мати великий рівень тильного випромінювання.

Експериментальні дослідження показали, що теретичні розрахунки та результати фізичних вимірювань відповідають одне одному і що дана математична модель екранованого випромінювача може бути використана для розрахунку циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з екраном.

РОЗДІЛ 4

Властивості електричних полів гідроакустичних циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів в залежності від особливостей конструктивного виконання випромінювачів

4.1. Параметри електричних полів, що досліджуються.

Дослідженням електричних полів п'єзокерамічних випромінювачів присвячено значно менше робіт [3-5, 10, 11, 18, 42, 43, 99].

Як вже відмічалось, між підходами до описів механічних та акустичних полів з одної сторони і електричними полями з другої сторони для одного і того ж випромінювача у хвильовому плані існують певні принципові відмінності. Пов'язані вони з різною довжиною хвиль для цих полів для одної і тої ж частоти, оскільки швидкість поширення механічних хвиль в матеріалі випромінювача та середовищах у внутрішній порожнині та зовні випромінювача відрізняються між собою на декілька порядків. Оскільки розміри випромінювача по відношенню до електромагнітних хвиль на його робочих частотах є малими, то електричне поле випромінювача слід віднести до зосередженого на відміну від механічного та акустичного його полів, які є розподіленими в просторі. Наслідком цього є, по-перше, використання простих електричних схем заміщення і, по-друге, вибір інших, ніж раніше, параметрів досліджуваних електричних полів [3]. Обґрунтуємо їх вибір. В випромінюючих трактах гідроакустичної апаратури різного призначення збуджуючий електричний генератор та гідроакустичний випромінювач пов'язані між собою і взаємно впливають один на одного. Для випромінюючого тракту суттєво важливими є ті характеристики випромінювача, які визначаються електричною схемою заміщення випромінювача. Такі схеми вельми складні, багатоконтурні та включають в

себе змінні параметри, якщо потрібно враховувати поведінку випромінювача точніше і в різних умовах використання.

Однак для фізичного опису досліджуваних питань та орієнтувальних інженерних розрахунків можливо використати спрощені одноконтурні схеми. Для п'єзокерамічних випромінювачів характерна наявність значної електричної ємності C_n . Цій ємності відповідає реактивна потужність P_p , яку випромінювач споживає при своїй роботі в середовищі. При цьому споживана активна потужність P_a відображується в схемі активним опором R_n . Ємність C_n та опір R_n складають основу схем заміщення. Ці компоненти можливо з'єднати паралельно або послідовно, створюючи паралельну (рис. 4.1 а) або послідовну (рис. 4.1 б) схеми заміщення. На вхід цих схем подається потрібна для випромінювача електрична напруга ψ .

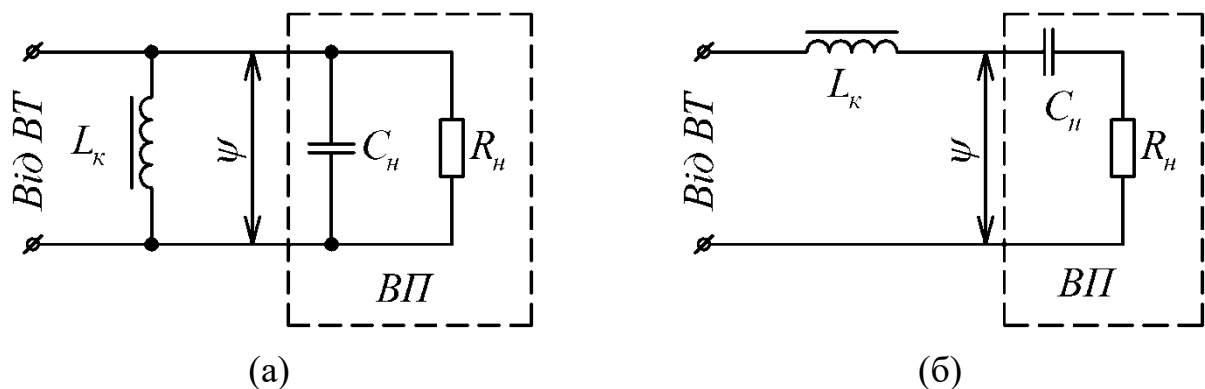


Рис. 4.1. Електричні схеми заміщення випромінювача.

Наявність ємності C_n приводить до споживання від випромінюючого тракту значного ємнісного струму, який перевантажує випромінюючий тракт та всі лінії комунікацій. Для усунення цього недоліку або зменшення його впливу ємність C_n компенсують штучно створеною компенсуючою індуктивністю L_k .

Активний опір R_n має дві складові. Одна з них відповідає акустичній потужності P_{aa} , яка випромінюється в оточуюче випромінювач середовище. Друга складова відображає неминучі втрати потужності, які мають місце в

випромінювачі в процесі електромеханоакустичного перетворення енергії. Оскільки нас цікавить вплив випромінювача на випромінюючий тракт, в подальшому не будемо виділяти із величини R_n ці дві складові.

Відомо, що в системі «електричний генератор – випромінювач» максимальна потужність на навантаженні виділяється в тому випадку, коли внутрішній опір генератора і опір навантаження мають рівні значення. Тому для того, щоб забезпечити умови узгодження генератора з випромінювачем, потрібно перш за все знати вхідний електричний опір випромінювача.

Виходячи із результатів досліджень, наведених в розділах 2 і 3, еквівалентну схему випромінювача (рис. 4.1) слід уточнити, розглядаючи ємність C_n та опір R_n як ємність та опір діелектричних втрат в статичному (загальмованому) стані п'єзокерамічного випромінювача. До їх паралельного з'єднання (рис. 4.1 а) слід додати паралельно включений динамічний опір Z_n , який відображує вплив уявної механічної частини випромінювача на його уявну електричну частину. Цей динамічний опір також складається із активної і реактивної частин. До того ж, як свідчать результати досліджень, наведених в попередніх розділах, характер реактивної складової динамічного навантаження може принципово змінюватись в залежності від частотного діапазону роботи та конструктивного виконання випромінювача.

Виходячи із наведеного, в якості досліджуваних характеристик електричного поля приймемо наступні: активну і реактивну складові електричного струму, який подається від генератора на випромінювач при його збудженні; активну і реактивну складові вхідного електричного опору випромінювача. Зауважимо, що перші характеризують ефективність збудження коливань п'єзокерамічної оболонки випромінювача [37, 76], другі є важливими для забезпечення можливості узгодження роботи генератора з випромінювачем у випромінюючому тракті гідроакустичної апаратури [69].

Визначимо аналітичні вирази, згідно з якими будуть виконуватись числові розрахунки частотних залежностей наведених характеристик. Перш за все до цих виразів відносяться базові вирази, наведені в розділі 1. Далі

вони повинні бути доповнені новими співвідношеннями, пов'язаними з особливостями технічної реалізації окружної та радіальної поляризацій в випромінювачі.

Розглянемо варіант окружної поляризації. В цьому випадку п'єзокерамічна оболонка випромінювача утворюється шляхом жорсткого з'єднання між собою N п'єзокерамічних призм (рис. 1.2 б), електрично включених паралельно. Останнє забезпечує збудження кожної призми однаковою електричною напругою ψ , завдяки чому повний електричний струм I , який надходить від генератора до випромінювача, дорівнює сумі струмів I_j , що діють у зовнішньому ланцюзі j -тої п'єзокерамічної призми:

$$I = \sum_{j=1}^N I_j, \quad (4.1)$$

При цьому слід враховувати два фактори. По-перше, напруженість електричного поля $E_\varphi = -\frac{\psi_0 N}{2\pi r_0}$ буде однаковою для всіх призм. По-друге, як

було встановлено в попередніх розділах, введення до складу випромінювача крім п'єзокерамічної оболонки акустичного екрану у вигляді незамкнутого кільцевого шару кінцевої товщини зруйнувало радіальну симетрію випромінювача. Наслідком цього стала поява, крім нульової, наступних мод радіальних коливань, які на окремих частотах стали порівняними по величині з нульовою модою. Це привело до того, що кутовий розподіл коливань по поверхні випромінювача став неоднорідним, а відтак, з'явилася необхідність у відповідній прив'язці величини струму, який забезпечує коливання кожної призми, до кутового положення цих призм в циліндричній оболонці випромінювача.

У зв'язку з викладеним вираз (4.1) для електричного струму I приймає вигляд:

$$I = S_{el} \sum_{j=1}^N \frac{\partial D_\varphi^{(j)}}{\partial t}, \quad (4.2)$$

де S_{el} – площа електрода на одиницю висоти випромінювача, нанесеного на пласку поверхню призми; $D_\varphi^{(j)}$ – електрична індукція j -тої призми. Згідно з роботою [Грінченко, Улітко, Шульга] при окружній поляризації в циліндричній сегментованій оболонці для j -тої призми нескінченної довжини радіальна $D_r^{(j)}$, осьова $D_z^{(j)}$ та окружна $D_\varphi^{(j)}$ складові електричної індукції визначаються виразами:

$$D_r^{(j)} = 0; D_z^{(j)} = 0; D_\varphi^{(j)} = \varepsilon_{33}^{S(j)} E_\varphi^{(j)} + e_{31}^{(j)} (\varepsilon_{rr}^{(j)} + \varepsilon_{zz}^{(j)}) + e_{33}^{(j)} \varepsilon_{\varphi\varphi}^{(j)},$$

де $\varepsilon_{rr}^{(j)} = \frac{\partial w}{\partial r}$; $\varepsilon_{zz}^{(j)} = 0$; $\varepsilon_{\varphi\varphi}^{(j)} = \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \varphi} + \frac{w}{r}$. Тоді:

$$\frac{\partial D_\varphi^{(j)}}{\partial t} = -i\omega \left\{ -\varepsilon_{33}^{S(j)} \frac{\psi_0 N}{2\pi r_0} + \frac{e_{33}^{(j)}}{r_0} \left[\sum_{n=1}^{\infty} n u_n \cos\left(n \frac{2\pi j}{N}\right) + \sum_{n=0}^{\infty} w_n \cos\left(n \frac{2\pi j}{N}\right) \right] \right\} \quad (4.3)$$

З урахуванням (4.3) повний струм в ланцюгу збудження випромінювача може бути розрахований згідно із співвідношеннями:

$$I = -i\omega S_{el} \left\{ -\varepsilon_{33}^S \frac{\psi_0 N^2}{2\pi r_0} + \frac{e_{33}}{r_0} \sum_{j=1}^N \left[\sum_{n=1}^{\infty} n u_n \cos\left(n \frac{2\pi j}{N}\right) + \sum_{n=0}^{\infty} w_n \cos\left(n \frac{2\pi j}{N}\right) \right] \right\}, \quad (4.4)$$

оскільки всі призми, що утворюють оболонку, однакові по своїм електричним параметрам $\varepsilon_{33}^{S(j)} = \varepsilon_{33}^S$; $e_{33}^{(j)} = e_{33}$.

Вхідний електричний імпеданс Z_{el} екранованого випромінювача визначається за законом Ома:

$$Z_{el} = \frac{\psi_0}{I}, \quad (4.5)$$

Аналіз одержаного виразу (4.4) підтверджує раніше зроблений висновок про те, що струм збудження випромінювача включає дві складові – ємнісну, якій відповідає перший доданок, та динамічну, яка описується другим доданком. Саме відсутність розрахункового виразу для динамічного струму екранованого випромінювача не дозволяла раніше при проектуванні одержати розрахункові дані, адекватні реальній ситуації, необхідні для узгодження генератора з випромінювачем в заданому діапазоні робочих частот. Нагадаємо, що необхідні для розрахунків коефіцієнти u_n та w_n

визначаються для екранованих випромінювачів з окружною поляризацією в результаті розв'язку нескінчених систем лінійних алгебраїчних рівнянь виду (1.31).

У варіанті виконання екранованого випромінювача з радіальною поляризацією він складається із суцільної п'єзокерамічної оболонки, на циліндричні поверхні якої наносяться електроди, та незамкнутого акустичного екрана. В цьому випадку електричний струм збудження випромінювача згідно з рівнянням вимушеної електростатики визначається виразом:

$$I = \int_{S_{el}} \frac{\partial D_r}{\partial t} dS_{el}, \quad (4.6)$$

де $dS_{el} = r_0 d\varphi$ – елемент площі електрода, обрахованого по середньому радіусу r_0 п'єзокерамічної оболонки випромінювача на одиницю висоти, D_r – електрична індукція циліндричної п'єзокерамічної оболонки з радіальною поляризацією. Згідно з роботою [75] при радіальній поляризації в циліндричній п'єзокерамічній оболонці нескінченої довжини радіальна D_r , осьова D_z та окружна D_φ складові електричної індукції будуть визначатися виразами:

$$\begin{aligned} D_r &= \varepsilon_{33}^S E_r + e_{31} (\varepsilon_{\varphi\varphi} + \varepsilon_{zz}) + e_{33} \varepsilon_{rr}; D_\varphi = 0; D_z = 0; \\ \varepsilon_{rr} &= \frac{\partial w}{\partial r}; \varepsilon_{zz} = 0; \varepsilon_{\varphi\varphi} = \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \varphi} + \frac{w}{r}; \end{aligned} \quad (4.7)$$

При цьому напруженість електричного поля становить $E_r = -\frac{\Psi_0}{h}$. Тоді повний струм збудження випромінювача з радіальною поляризацією його п'єзокерамічної оболонки може бути обрахований згідно з виразом:

$$I = -i\omega \int_0^{2\pi} \left[-\varepsilon_{33}^S \frac{\Psi_0}{h} + \frac{e_{31}}{r_0} \left(\sum_{n=1}^{\infty} n u_n \cos(n\varphi) + \sum_{n=0}^{\infty} w_n \cos(n\varphi) \right) \right] r_0 d\varphi \quad (4.8)$$

Як і раніше, вхідний електричний імпеданс екранованого випромінювача незалежно від його поляризації визначається законом Ома. Аналіз виразу (4.8) свідчить про те, що і в цьому випадку струм збудження

випромінювача складається із ємнісної та динамічної, обумовленої п'єзострикцією, складових. Саме відсутність виразів для останньої і обумовлювала невідповідність розрахункових даних в схемах заміщення при виборі елементів узгодження вихідного опору генератора з вхідним опором випромінювача в реальних технічних системах. Необхідні для розрахунків величини струму I коефіцієнти u_n та w_n в співвідношенні (4.8) для екранованих випромінювачів з радіальною поляризацією є результатами розв'язку нескінченних систем лінійних алгебраїчних рівнянь виду (1.43).

Для встановлення закономірностей поведінки властивостей електричних полів екранованого випромінювача від особливостей його конструктивного виконання досліджувались частотні залежності активних та реактивних складових електричного струму та вхідного електричного опору від:

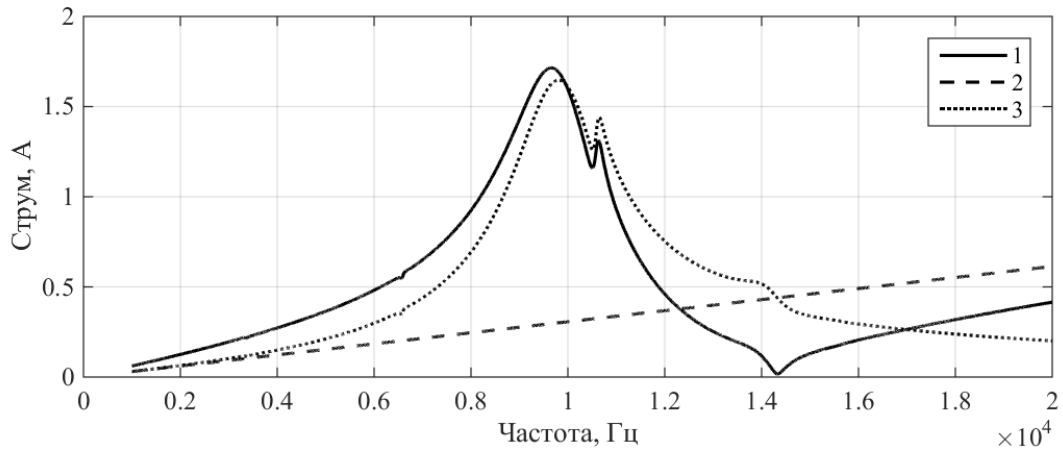
- типу виконання конструкцій екранованих випромінювачів – силової чи компенсованої та фізичних характеристик середовищ, що заповнюють внутрішню порожнину випромінювачів;
- конфігурації та розмірів акустичного екрану;
- складу застосованої в конструкції п'єзокераміки та характеру її поляризації;
- розмірів – діаметру та товщини п'єзокерамічної оболонки випромінювача.

Для досягнення поставлених завдань та забезпечення можливості подальшого фізичного осмислення одержаних результатів числові розрахунки виконувались для тих же числових значень параметрів і характеристик елементів конструкцій екранованих випромінювачів, що наведені в розділі 2.

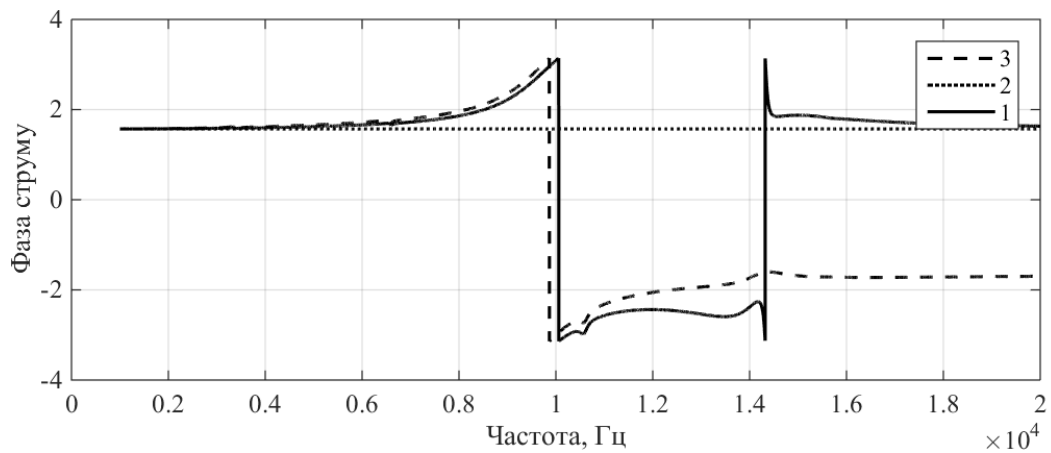
4.2. Властивості електричних полів випромінювачів з екраном в залежності від типу виконання їх конструкції – силової та компенсованої.

В попередніх розділах були детально охарактеризовані ті відмінності, які мають місце в конструкціях силового та компенсованого типу. Визначимо тепер кількісні дані по впливу типу виконання конструкції випромінювача з екраном та особливостям цього впливу на електричні поля екранованого випромінювача. Як і раніше, при дослідженні цих питань розрахунки частотних залежностей електричного струму та вхідного електричного опору випромінювачів з екраном виконувались для наступних значень параметрів: $r_0 = 0,068$ м, $h = 0,008$ м, $r_3 - r_2 = 0,005$ м, $\varphi_0 = 90^\circ$, та п'єзокераміка ЦТБС-3; $\rho_1 c_1 = 0$; $0,0003 \rho_2 c_2$; $\rho_2 c_2$; $0,8 \cdot \rho_2 c_2$; $0,5 \cdot \rho_2 c_2$.

Аналіз частотних залежностей амплітуд та фаз електричних струмів екранованого випромінювача силової конструкції (рис. 4.2, 4.3, 4.4) дозволяє встановити наступне. В повному струмі, як і раніше, можливо виділити три частотні області: низькочастотну ($f < 8000$ Гц), резонансну ($8000 < f < 12000$ Гц) та високочастотну ($f > 12000$ Гц). В низькочастотній області амплітуда повного струму (крива 1) із зростанням частоти поступово підвищується, а фаза (крива 1) практично не змінюється. Це обумовлено тим, що амплітуда ємнісного струму (крива 2) підвищується пропорційно частоті, а фаза (крива 2) залишається незмінною. В той же час в цій області амплітуда динамічного струму (крива 3) теж зростає, але нелінійно від частоти та маючи спочатку менші, а потім більші значення, ніж ємнісний струм. При цьому фаза динамічного струму (крива 3) практично мало відрізняється в цій області від фази ємнісного (крива 2) струму. Таким чином, в цій області зміни амплітуди повного струму в зовнішньому ланцюгу екранованого випромінювача здійснюються згідно з закономірностями змін і ємнісного, і динамічного струмів.



(а)



(б)

Рис. 4.2. Частотні залежності амплітуд (а) та фаз (б) повного (1), ємнісного (2) та динамічного (3) електричних струмів вакуумованого випромінювача з екраном.

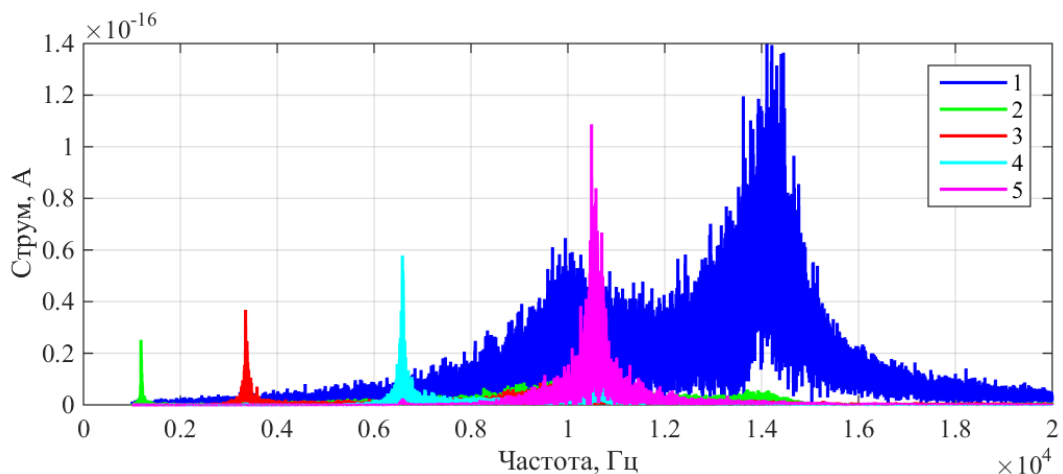


Рис. 4.3. Частотні залежності складових динамічного струму, обумовлених модами 1-5 (криві 1-5) коливань екранованого випромінювача.

В резонансній області поведінка повного струму суттєво змінюється, приймаючи резонансний характер. Він полягає в тому, що амплітуда повного струму (крива 1) спочатку зростає, досягаючи резонансного піку, а потім спадає. Фазова характеристика (крива 1) проходить через нуль, визначаючи

цим частоту резонансу і зміну характеру струму з ємнісного на індуктивний. Щоб встановити фізичні причини зміни закономірностей поведінки повного струму в цій області, звернемось до кривих 2 і 3 рис. 4.2. Їх аналіз показує, що амплітуда ємнісного струму, як і раніше, зростає в цій області пропорційно частоті, а фаза не змінюється. Але при цьому ця амплітуда суттєво (в 3÷5 разів) стає меншою порівняно з амплітудою динамічного струму (крива 3). На відміну від низькочастотної області в резонансній області амплітуда динамічного струму (крива 3) набуває резонансного характеру, значно збільшуючись порівняно з найбільшими амплітудами динамічного струму в низькочастотній області. При цьому необхідно зауважити, що встановлені в підрозділі 2.2 зміни в поведінці коливальної швидкості нульової моди коливань екранованого випромінювача (рис. 2.2), обумовлені порушенням радіальної симетрії радіаційного навантаження, знайшли своє відображення і в поведінці динамічного струму екранованого випромінювача, створивши провал в його резонансній області. Фазова характеристика динамічного струму (крива 3) в цій області теж пройшла через нуль, змінивши характер струму з ємнісного на індуктивний. Наведений аналіз свідчить про те, що в резонансній області поведінка повного струму диктується закономірностями змін динамічного струму. Власне за резонансний характер останнього в цій області вона і одержала назву резонансної області.

Поведінка повного струму в високочастотній області теж має певні особливості. Вони полягають в появі діапазону частот, де повний струм в ланцюгу електричного збудження випромінювача практично обнуляється. До речі, це обумовлено поведінкою радіальної швидкості коливань цього екранованого випромінювача в цій області (рис. 2.1). Аналіз фазочастотної характеристики нового струму (крива 3) свідчить про те, що вона на частоті обнулення повного струму проходить через нуль, що свідчить про резонансний характер цього струму. Зауважимо, що в резонансній області маємо максимум повного електричного струму, який відповідає основному

механічному резонансу електромеханічної коливальної системи екранованого випромінювача, а в високочастотній області – електромеханічний резонанс або антирезонанс цієї ж системи, якому відповідає мінімальний повний струм. Крім того аналіз кривої 3 рис. 4.2 б свідчить про те, що після частоти електромеханічного резонансу характер повного струму знову змінюється і в високочастотній області, як і в низькочастотній, стає знову ємнісним. Аналіз фізичних причин появи встановлених особливостей в поведінці повного струму в високочастотній області показує наступне. Амплітуда ємнісного струму в цій області продовжує зростати пропорційно частоті (крива 2), а фазочастотна характеристика залишається незмінною і має ємнісний характер. В той же час динамічний струм (крива 3) в високочастотній області стрімко втрачає свою амплітуду із збільшенням частоти, а його фаза (крива 3) стає незалежною від частоти і відрізняється від фази (крива 2) ємнісного струму приблизно на 180° . Коли амплітуди зростаючого ємнісного струму і спадаючого динамічного струму зрівнюються між собою, маючи при цьому протилежні значення фаз, повний струм в цьому частотному діапазоні наближається до нуля (крива 1). В подальшому поведінка повного струму визначається закономірностями зміни ємнісного струму. Таким чином, в досліджуваному частотному діапазоні зміни повного струму, який створює генератор в зовнішньому ланцюзі екранованого випромінювача, визначається закономірностями поведінки ємнісного та динамічного струмів сумісно в низькочастотній області, тільки динамічного струму – в резонансній області і тільки ємнісного струму – в високочастотній області.

Залишається цікавою відповідь на питання, куди ж поділися електричні струми, обумовлені появою додаткових резонансів в радіальних швидкостях коливань екранованого випромінювача (рис. 2.1, 2.2). Незначне проявлення деяких з них має місце на повному струмі (крива 1) та динамічному струмі (крива 3) рис. 4.2 а. Повну відповідь на це питання дають криві рис. 4.3. Вони свідчать про те, що ці резонанси в коливальних швидкостях теж вносять

певні зміни і в повний, і в динамічний струми, але їх вклад, особливо в низькочастотній області, залишається дуже малим.

Аналіз частотної залежності модуля вхідного електричного опору екранованого випромінювача силової конструкції (рис. 4.4) свідчить про те, що на низьких частотах він веде себе практично як конденсатор з втратами, оскільки із зростанням частоти ємнісний опір випромінювача зменшується і досягає мінімального значення поблизу деякої частоти f_1 , яка менше частоти механічного резонансу випромінювача з екраном. В подальшому величина опору збільшується при зростанні частоти, приймаючи на певній частоті f_2 максимальне резонансне значення. Ця частота f_2 трохи більша ніж частота електромеханічного резонансу екранованого випромінювача. Відмінність частот f_1 та f_2 від частот механічного та електромеханічного резонансів відповідно обумовлена наявністю активної частини динамічного опору.

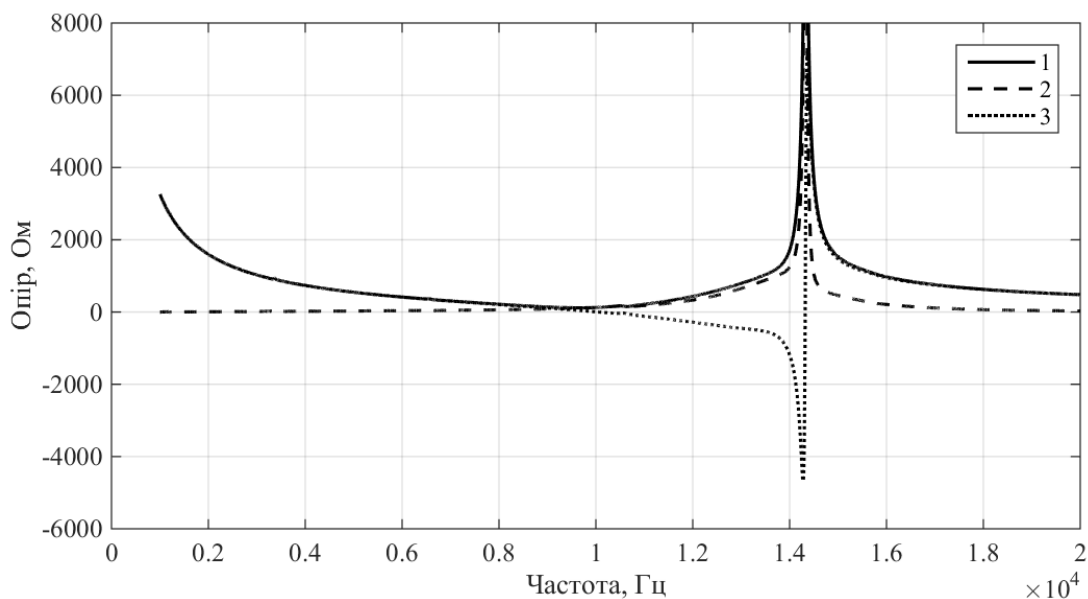


Рис. 4.4. Частотні залежності повного (1), активного (2) та реактивного (3) вхідних електричних опорів вакуумованого випромінювача з екраном.

Аналіз активної частини вхідного електричного опору (рис. 4.4, крива 2) показує, що в області частот до частоти основного механічного резонансу екранованого випромінювача він має низькі значення. Після цієї частоти активний опір різко (на кілька порядків) зростає, формуючи

резонансну область, після чого знову суттєво зменшується. Особливістю цієї резонансної області є її вузька резонансна смуга. Саме високі значення величини активного опору обумовлюють близькі до нуля значення повного струму у зовнішньому ланцюгу екранованого випромінювача в цій резонансній області (рис. 4.2 а).

Реактивна складова вхідного електричного опору екранованого випромінювача (рис. 4.4, крива 3) характеризує реактивну потужність, яка відбирається випромінювачем від генератора при випромінюванні звуку в середовище. Практично у всьому частотному діапазоні вона має ємнісний характер за виключенням невеликої ділянки в районі частоти електромеханічного резонансу, де реактивна складова вхідного опору змінює свій характер на індуктивний. Важливість одержаних результатів полягає в наступному. По-перше, вони дають повні кількісні уявлення для визначення величини компенсуючої індуктивності в схемах заміщення (рис. 4.1) екранованого випромінювача на кожній із робочих частот. По-друге, вони чітко визначають діапазони частот, в яких цей реактивний опір мало змінюється, що дозволяє однією індуктивністю компенсувати ємнісний характер цієї складової вхідного опору в широкому діапазоні робочих частот.

Заповнення повітрям внутрішньої порожнини п'єзокерамічної оболонки екранованого випромінювача силової конструкції відбивається на амплітуді і фазі (рис. 4.5, криві 1) повного струму в його зовнішньому ланцюзі появою вузькосмугових резонансних піків. Їх частоти відповідають тим значенням, які були встановлені при аналізі радіальних коливань цих випромінювачів (рис. 2.1). При цьому, як і слід було очікувати, вони знаходять своє відображення лише на частотних залежностях динамічного струму (рис. 4.5, криві 3). Природньо, що ці резонансні викиди мають місце і на частотних залежностях всіх видів вхідного електричного опору екранованого випромінювача. У зв'язку з цим певну увагу потрібно приділити тим частотам, на яких вони з'являються, оскільки, хоча і в вузьких смугах, вони змінюють ємнісний характер реактивного опору випромінювача

на індуктивний. Тим самим це унеможливорює компенсацію реактивних складових в схемах заміщення екранованого випромінювача.

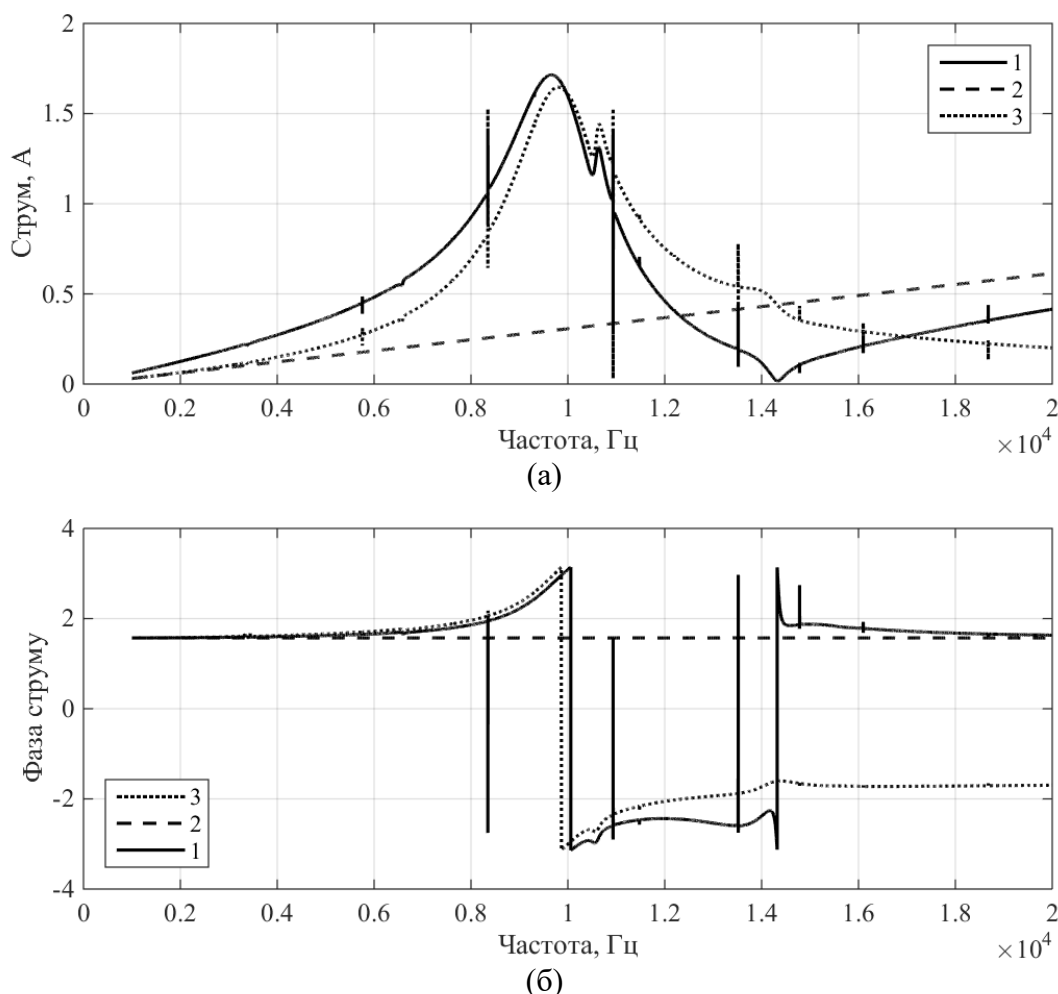


Рис. 4.5. Частотні залежності амплітуд (а) та фаз (б) повного (1), ємнісного (2) та динамічного (3) електричних струмів заповненого повітрям випромінювача з екраном.

Дослідимо тепер закономірності поведінки в залежності від частоти параметрів електричного поля екранованого випромінювача компенсованої конструкції. Аналіз частотних залежностей амплітуд і фаз повного струму (рис. 4.6, криві 1) свідчить про те, що ефективність вимушених коливань випромінювача, обумовлена повним струмом в його зовнішньому ланцюгу, суттєво залежить від співвідношення хвильових опорів пружних середовищ у внутрішній його порожнині ($\rho_1 c_1$) і ззовні ($\rho_2 c_2$). При відношеннях $0,8 < \rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 < 1$ повний струм збудження випромінювача при одній і тій же електричній напрузі більший, ніж для такого ж екранованого випромінювача силової конструкції, а смуга частот з великими амплітудами ширша. Перехід

до значень $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 \sim 0,5$ перетворює компенсований екранований випромінювач в багаторезонансну електромеханічну коливальну систему. При цьому в областях частот, що прилягають до механічного резонансу його п'єзокерамічної оболонки і нижче його, амплітуди струму суттєво менші, ніж у такого ж випромінювача силової конструкції. В той же час в області частот, більшій за частоту електромеханічного резонансу, ці амплітуди у компенсованого випромінювача більші. Це свідчить про різні ефективності електричного збудження коливань компенсованого випромінювача як в різних частотних діапазонах та при різних фізичних характеристиках внутрішнього середовища, так і порівняно з силовими конструкціями. В цілому ж в досліджуваній частотній області амплітуда повного струму при $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 < 1$ веде себе так же, як і у силової конструкції екранованого випромінювача. Зменшення величини $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2$ обумовлює суттєву різницю в частотних залежностях повного струму в випромінювачах силових та компенсованих конструкцій. Суттєво відрізняються між собою і фазочастотні залежності (рис. 4.6 б, г).

Аналіз частотної залежності ємнісної та динамічної складових повного струму екранованого випромінювача (рис. 4.6, криві 2, 3) свідчить про наступне. Ємнісний струм (криві 2) має частотну залежність і амплітуди, і фази однакової для випромінювачів з екраном і силової, і компенсованої конструкцій. Так і повинно бути, оскільки ці конструкції виконані на основі одної і тої ж п'єзокерамічної оболонки. А от частотна залежність динамічної складової повного струму (криві 3) суттєво відрізняється як для випромінювачів компенсованої конструкції з різним їх виконанням, так і від випромінювачів силової конструкції. Їх амплітуда має низькі значення в низькочастотній і високочастотній областях і приймає резонансний характер в частотній області між ними. Характер частотної залежності фази динамічного струму має суттєві відмінності для різних конструкцій екранованого випромінювача. Зауважимо при цьому, що, як свідчить аналіз

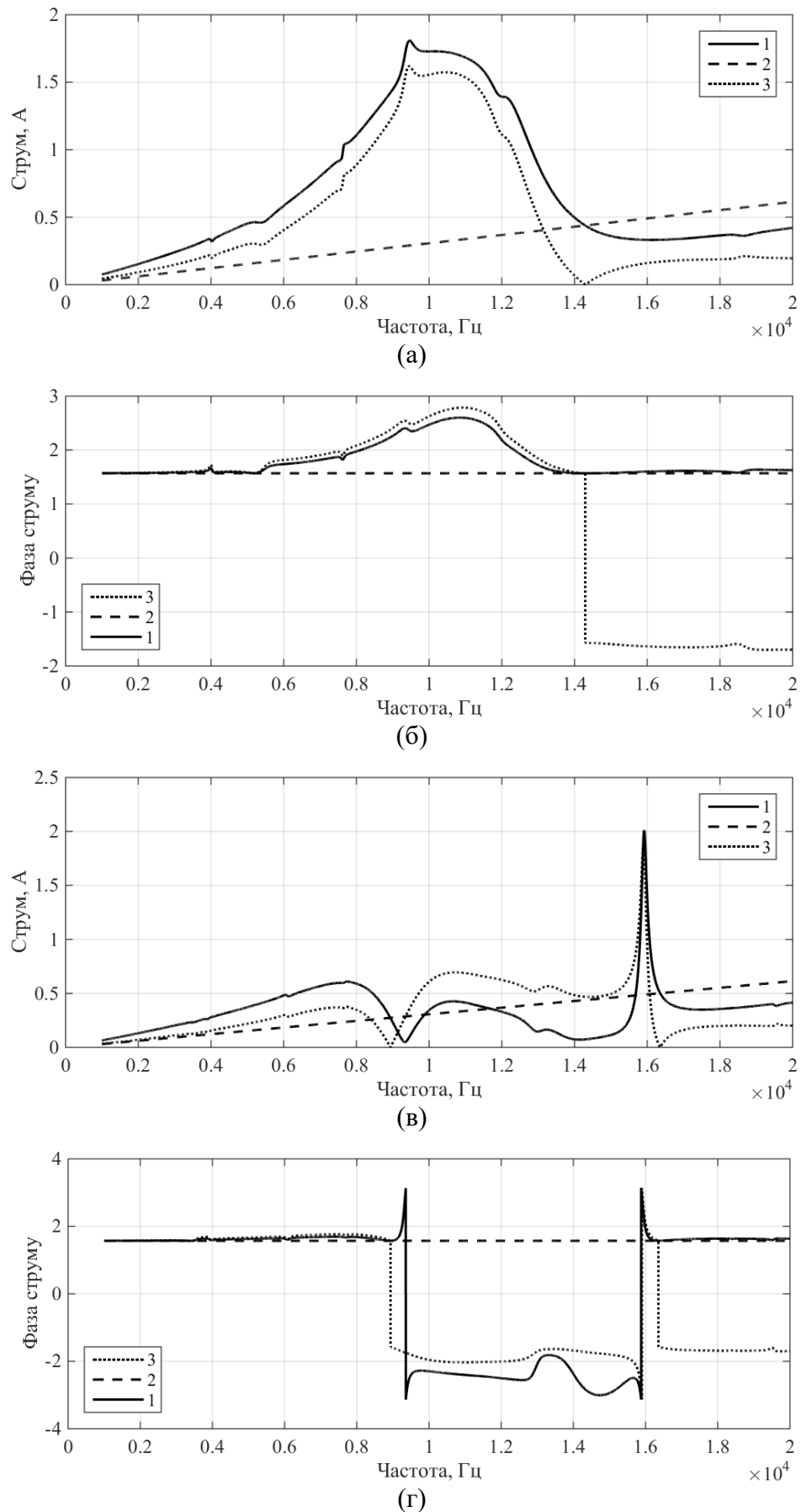


Рис. 4.6. Частотні залежності амплітуд (а, в) та фаз (б, г) повного (1), ємнісного (2) та динамічного (3) електричних струмів компенсованого з $\rho_1 c_1 = \rho_2 c_2$ (а, б) і з $\rho_1 c_1 = 0,5 \rho_2 c_2$ (в, г) випромінювача з екраном.

кривих 3 рис. 4.6, частота електромеханічного резонансу екранованого випромінювача компенсованої конструкції залежить від фізичних характеристик її внутрішнього середовища. В цілому можливо стверджувати, що в низькочастотній області зміна амплітуди і фази повного струму відповідає закономірностям поведінки обох її складових. В резонансній області закони поведінки повного струму визначає його динамічна складова, а в високочастотній області – знову обидві складові.

Аналіз кривих рис. 4.7 і співставлення їх з кривими рис. 4.3 свідчить про те, що в частотних залежностях динамічного струму екранованих випромінювачів компенсованої конструкції теж присутні викиди амплітуд струму, поява яких обумовлена модовими резонансами радіальної швидкості коливань випромінювача, і вони мають також дуже малі значення.

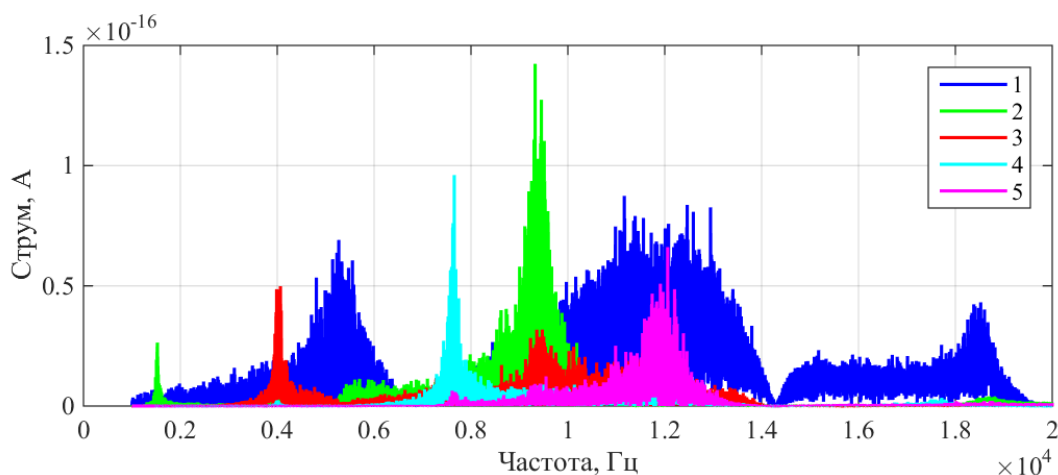
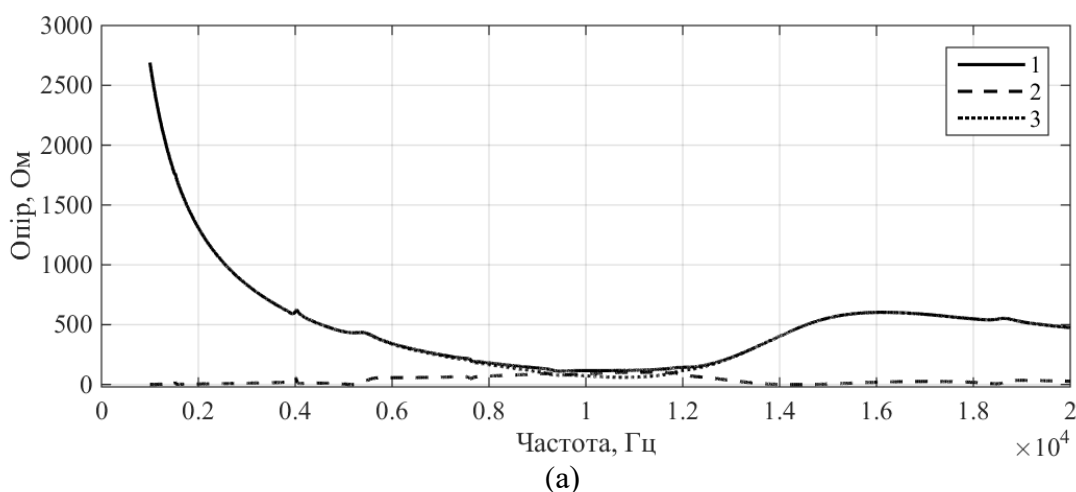


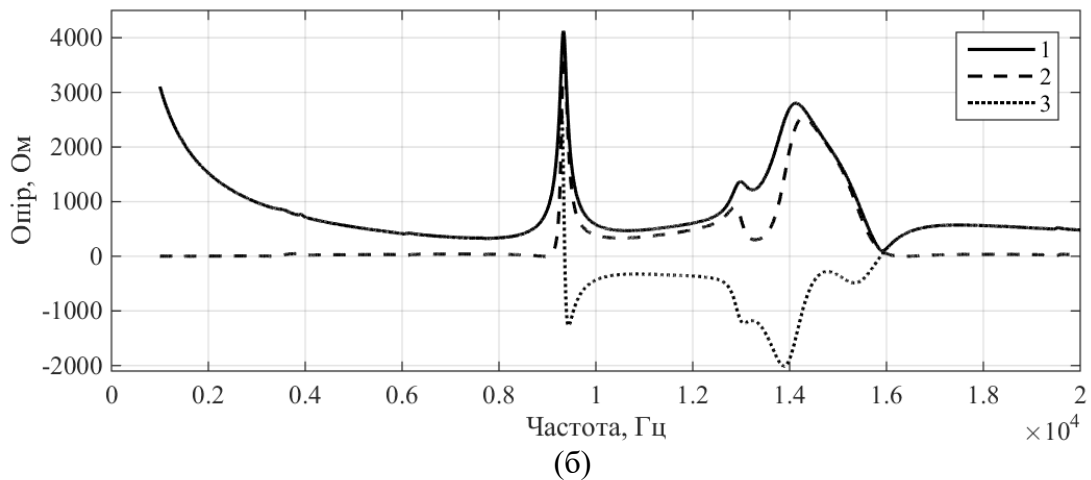
Рис. 4.7. Частотні залежності складових динамічного струму, обумовлених модами 1-5 (криві 1-5) коливань водозаповненого випромінювача з екраном.

Розглянемо тепер частотні залежності модуля вхідного електричного опору екранованого випромінювача компенсованої конструкції та його активної та реактивної складових (рис. 4.8). Їх аналіз свідчить про суттєвий вплив такого елемента конструкції як фізичні характеристики середовища, що заповнює внутрішню порожнину конструкції, на її електричний опір. При значеннях відношення хвильових опорів $0,8 < \rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 < 1$ маємо наступні закономірності його частотної поведінки. Повний вхідний опір (крива 1) являє собою плавно спадаючу криву з дуже великими значеннями в області

низьких частот, мінімальними значеннями в резонансній області і деяким підвищенням величини опору в області високих частот. Реактивна складова вхідного опору (крива 3) повністю повторює криву 1, що свідчить про те, що закономірності її зміни в повній мірі диктують поведінку повного вхідного опору. Активна складова опору (крива 2) має дуже малі значення, які збільшуються лише в резонансній області.

Зовсім інша картина має місце, коли внутрішню порожнину компенсованої конструкції екранованого випромінювача заповнює рідина з $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 \sim 0,5$. В цьому випадку закономірності поведінки повного вхідного електричного опору (крива 1) визначаються складним чином. В області низьких частот вони продиктовані характером змін в залежності від частоти реактивної складової опору, оскільки його активна складова має дуже малі значення. В резонансній області, по-перше, поведінка повного опору керується закономірностями змін його активної частини і, по-друге, реактивний опір змінює свій характер з ємнісного на індуктивний. В області високих частот реактивний опір відновлює як свій диктат над повним опором, так і свій ємнісний характер.





(б)
Рис. 4.8. Частотні залежності повного (1), активного (2) і реактивного (3) входних електричних опорів компенсованого з $\rho_1 c_1 = \rho_2 c_2$ (а) і з $\rho_1 c_1 = 0,5 \rho_2 c_2$ (б) випромінювача з екраном

4.3. Властивості електричних полів випромінювачів з екраном в залежності від форми та розмірів акустичного екрану.

Визначимо закономірності поведінки електричних полів випромінювачів з екраном в залежності від конфігурації та розмірів цих екранів.

Досліджуваними параметрами приймемо такі, що запропоновані в підрозділі 4.1. Їх розрахунки здійснювались в залежності від наступних значень конструктивних параметрів та характеристик екранованих випромінювачів: $r_0 = 0,068$ м, $h = 0,008$ м, $r_3 - r_2 = 0,005$ м, $0,025$ м, $0,05$ м, $\varphi_0 = 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ$; $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0; 0,0003; 1; 0,8; 0,5$; поляризація – окружна; п'єзокераміка – ЦТБС-3.

Систематизований аналіз широких чисельних експериментів для випромінювачів силової і компенсованої конструкції з екраном в залежності від конфігурації та розмірів екранів представлені на рис. 4.9-4.17.

Аналіз частотних залежностей повного струму в зовнішньому ланцюзі екранованого випромінювача силової конструкції (рис. 4.9 а) показує, що в областях низьких та високих частот величина струму практично не залежить від конфігурації акустичного екрану. Виключення становить невелика

область частот з малою залежністю біля частоти електромеханічного резонансу цього випромінювача. В той же час криві демонструють значну залежність повного струму від конфігурації екрана в резонансній області. Вона полягає в тому, що при збільшенні неекранованої поверхні випромінювача амплітуда повного струму зменшується, а смуга резонансних частот розширюється. Фаза повного струму мало змінюється (рис. 4.9 б) в області низьких та високих частот і набуває значних змін між частотами механічного та електромеханічного резонансів випромінювача. В цій області значення фази суттєво залежать від конфігурації екрану.

Аналіз закономірностей частотних змін амплітуд і фаз обох складових – ємнісної та динамічної повного струму показує (рис. 4.9 в, г) наступне. В областях низьких і високих частот амплітуди і фази динамічних складових струму майже не залежить від конфігурації екрану. В той же час в резонансній області частотна залежність амплітуд динамічного струму однакова з такою ж залежністю повного струму. Співставлення амплітуд (рис. 4.9 в) показує, що в діапазоні частот, який розглядається, амплітуди частот динамічного струму рівні або суттєво, в залежності від частотного діапазону, перевищують відповідні амплітуди ємнісного струму. Фази ж струмів мають однаковий характер до частоти механічного резонансу і протилежний після неї.

В цілому підтверджується раніше зроблений висновок про те, що в областях низьких та високих частот закономірностями поведінки повного струму керують обидві його складові, а в резонансній області – тільки одна складова – динамічна. При цьому слід зауважити, що встановлені раніше резонансні сплески радіальної коливальної швидкості (рис. 2.10), які мали місце при всіх конфігураціях екрану випромінювача, обумовлюють присутність таких сплесків на цих же частотах і в повному, і в динамічному струмах екранованого випромінювача силової конструкції (рис. 4.10). Але їх амплітуди на багато порядків (на 15÷16 порядків) менші амплітуд цих струмів.

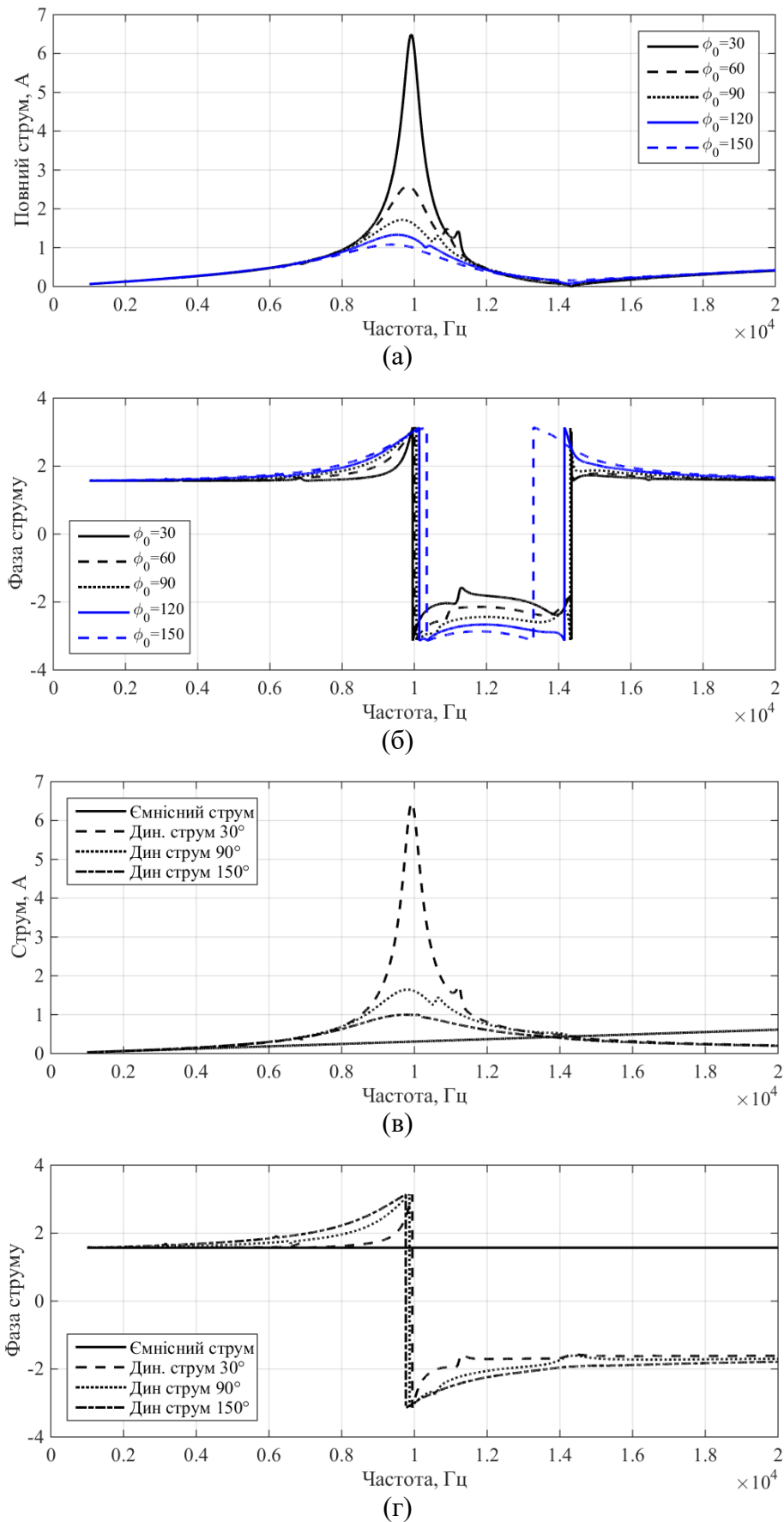


Рис. 4.9. Частотні залежності амплітуд (а, в) та фаз (б, г) повного електричного струму(а, б), ємнісного та динамічного (в, г) струмів вакуумованого ($\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0$) випромінювача з екраном $r_3 - r_2 = 0,005$ м.

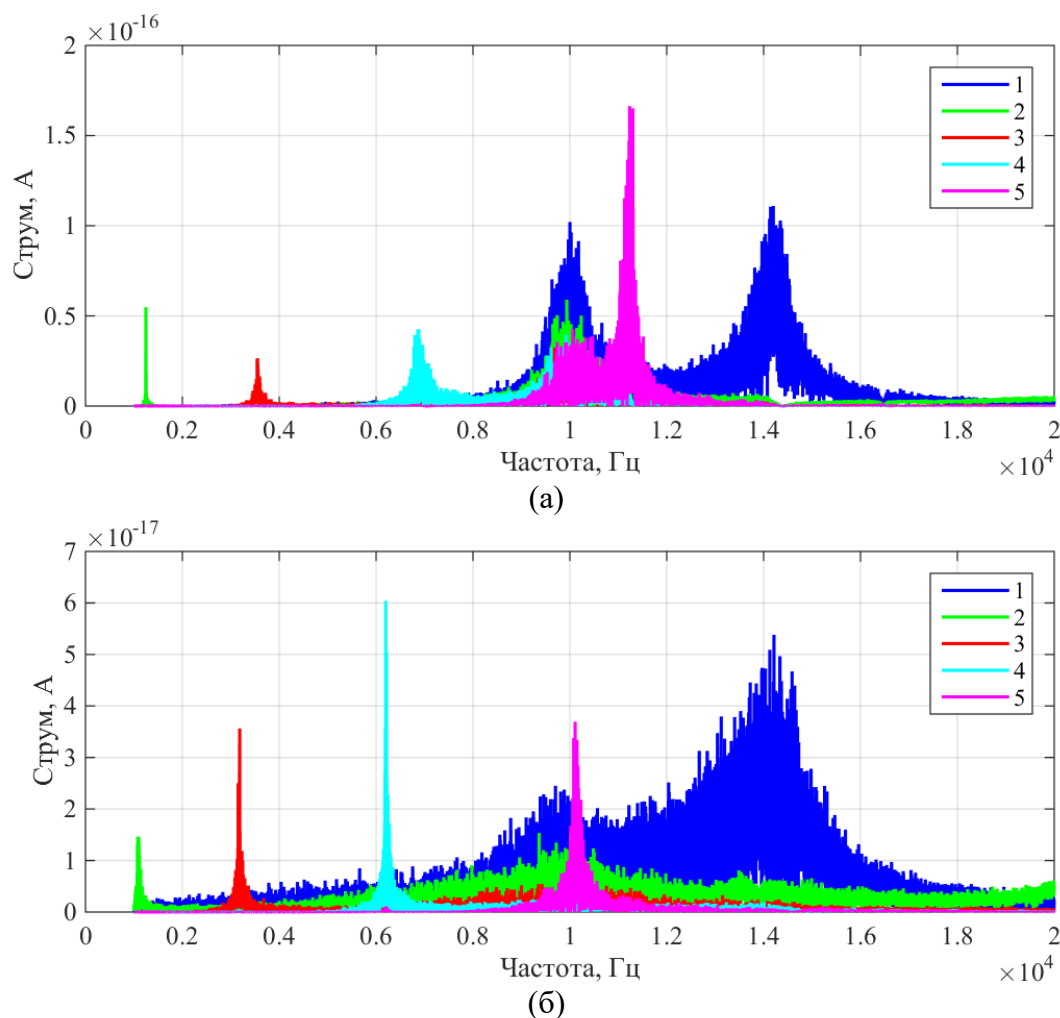
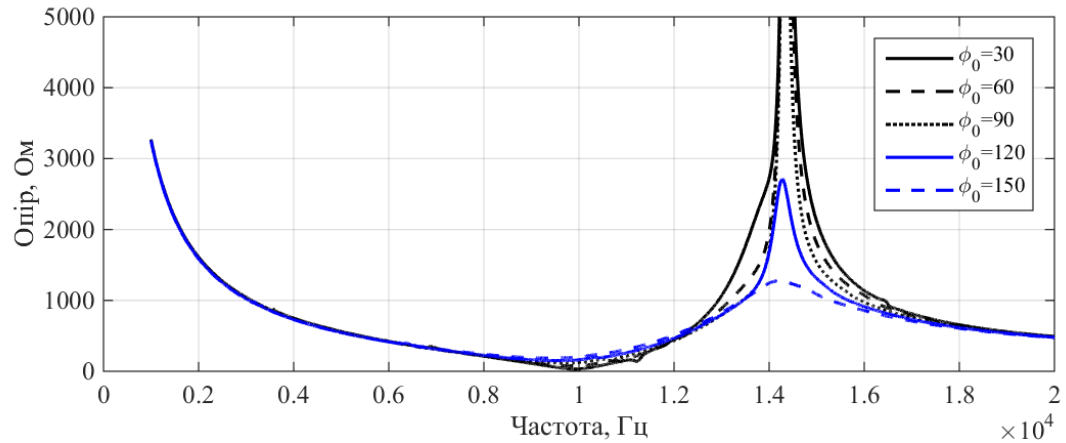


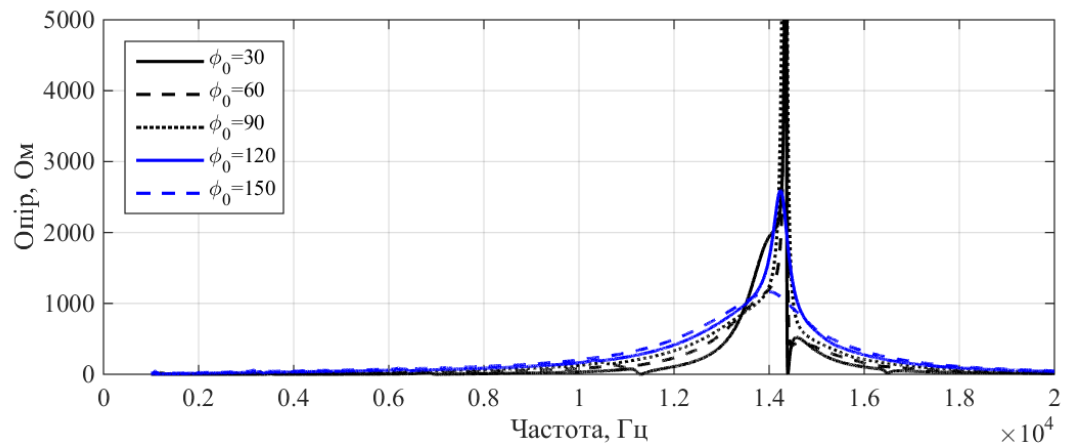
Рис. 4.10. Частотні залежності складових динамічного струму, обумовленого модами (1-5) коливань екранованого випромінювача при $\varphi_0 = 30^\circ$ (а); $\varphi_0 = 150^\circ$ (б).

Розглянемо закономірності поведінки частотних залежностей вхідного електричного опору екранованого випромінювача при зміні конфігурації екрану (рис. 4.11). В низькочастотній області характер поведінки повного вхідного опору та його складових не залежить від конфігурації екрану. При цьому активна складова (рис. 4.11 б) дуже мала і все визначається реактивним опором. В резонансній області, яка прилягає до частоти механічного резонансу екранованого випромінювача, реактивний опір (рис. 4.11 в) близький до нуля, а повний опір (рис. 4.11 а) визначається його активною складовою, яка залежить від конфігурації екрану (рис. 4.11 б) і має малі значення. В високочастотній області з'являється ще одна резонансна область, яка прилягає до частоти електромеханічного резонансу екранованого випромінювача (рис. 4.11). В цій області амплітуди повного

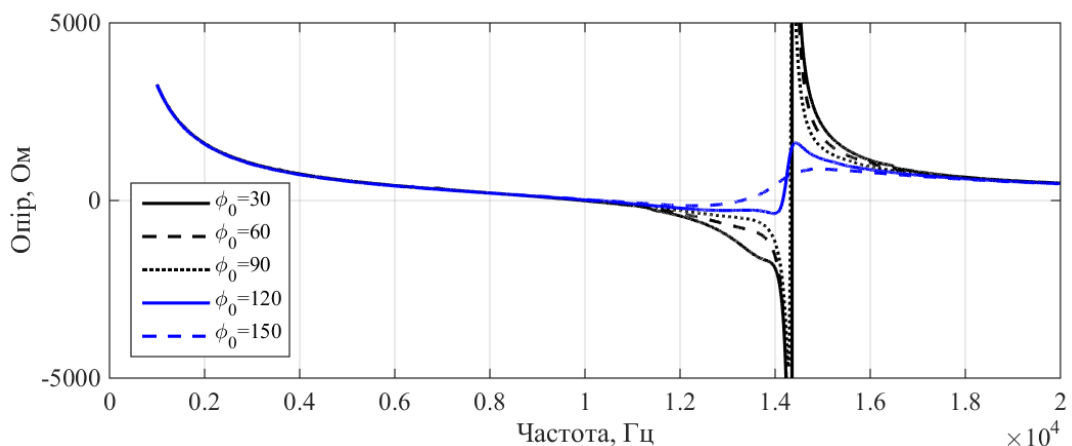
опору і всіх складових визначаються конфігурацією екрану і зменшуються при збільшенні неекранованої частини випромінювача. Після цієї резонансної області величини всіх опорів становляться незалежними від конфігурації екрану і зменшуються при збільшенні частот.



(а)



(б)



(в)

Рис. 4.11. Частотні залежності повного (а), активного (б) та реактивного (в) вхідних електричних опорів вакуумованого ($\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0$) випромінювача з екраном

$$r_3 - r_2 = 0,005 \text{ м.}$$

Аналіз впливу розмірів екрану (рис. 4.12) на параметри електричного поля екранованого випромінювача силової конструкції показує, що зміна товщини екрану на порядок практично не впливає на поведінку електричного струму в низькочастотній та високочастотній областях і демонструє малий вплив на амплітуду і фазу струму в резонансній області. Зміни ж вхідного електричного опору при цьому не проявляються у всьому частотному діапазоні.

Перехід в силовій конструкції екранованого випромінювача від вакуумованої внутрішньої порожнини до заповненої повітрям при нормальному атмосферному тиску без зміни розмірів порожнини обумовлює появу в електричному струмі та вхідному електричному опорі (рис. 4.13) вузькосмугових резонансних сплесків, обумовлених, що було встановлено раніше в розділі 2, резонансами об'єму заповненої таким пружним середовищем як повітря внутрішньої порожнини випромінювача. Природньо, що зміна конфігурації та розмірів екрану випромінювача не впливає на положення цих резонансів на вісі частот.

Встановимо тепер, як змінюються характеристики електричного поля при зміні конфігурації та розмірів екрану для екранованих випромінювачів компенсованої конструкції. Аналіз частотних залежностей повного струму компенсованого випромінювача (рис. 4.14), внутрішня порожнина якого заповнена рідиною, близькою по своїм параметрам до води, показує, що свій вплив на амплітуди струму (рис. 4.14 а) зміна конфігурації екрану випромінювача здійснює лише в області резонансних частот. При цьому чим менша екранована частина компенсованого випромінювача, тим менший струм, але в більш широкій резонансній смузі збуджує коливання випромінювача. Зовсім інший вплив має конфігурація екрану на фазочастотну залежність повного струму компенсованого випромінювача (рис. 4.14 б). По-перше, емнісний характер фази залишається незмінним при всіх значеннях φ_0 . По-друге, фаза повного струму змінюється у всьому частотному діапазоні при зміні конфігурації екрану. І, по-третє, чим менша

площа екранованої поверхні випромінювача, тим більших змін набувають кількісні значення фази повного струму в напрямі свого збільшення.

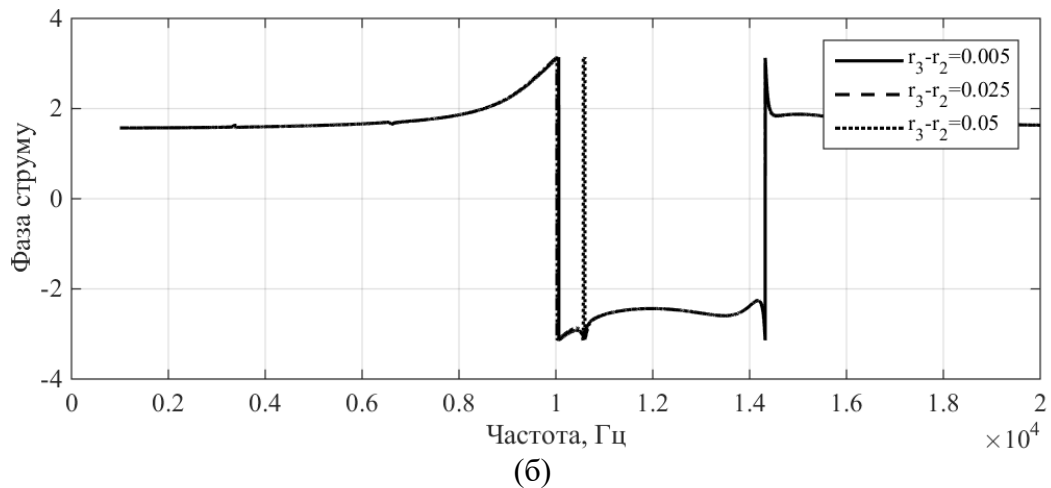
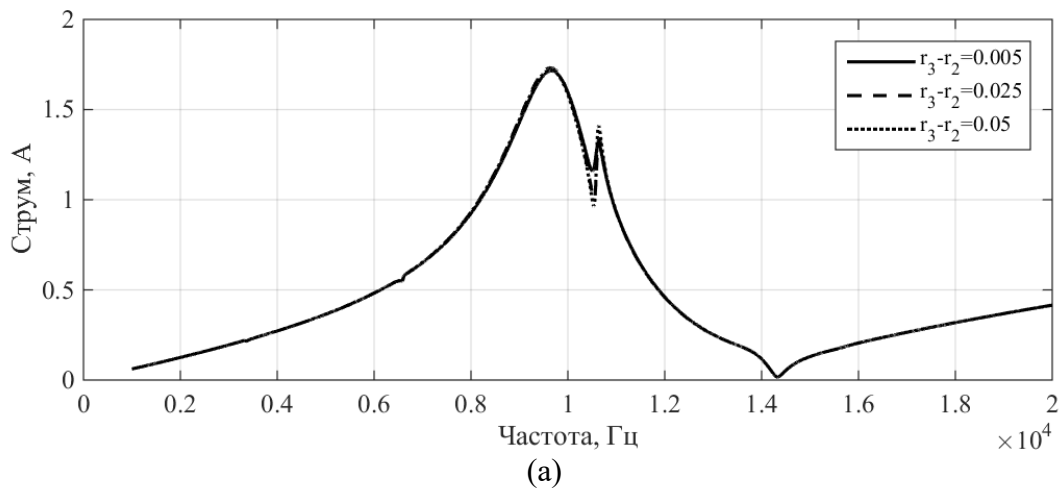
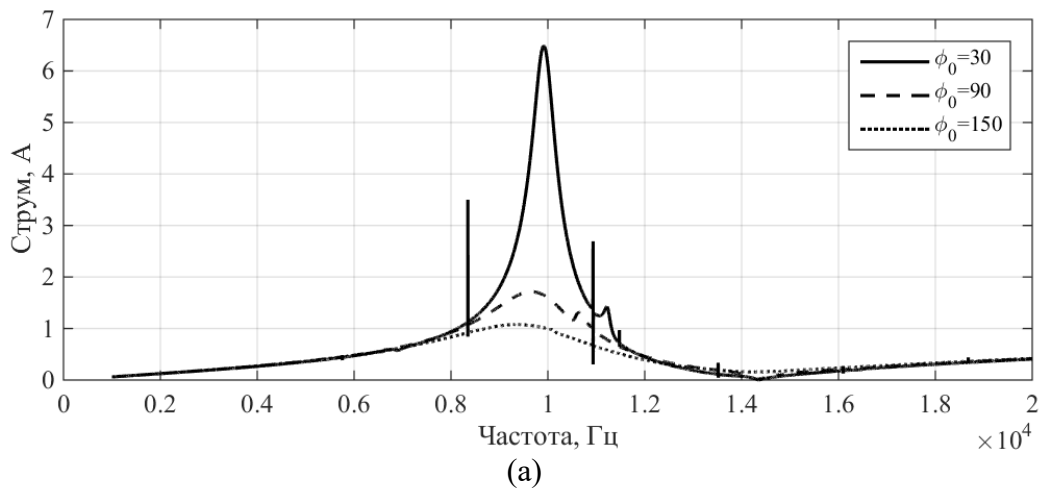


Рис. 4.12. Частотні залежності амплітуди (а) та фази (б) повного електричного струму випромінювача силової конструкції ($\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0$) з екранами $r_3 - r_2 = 0,005 \text{ м}; 0,025 \text{ м}; 0,05 \text{ м}$ і $\varphi_0 = 90^\circ$.



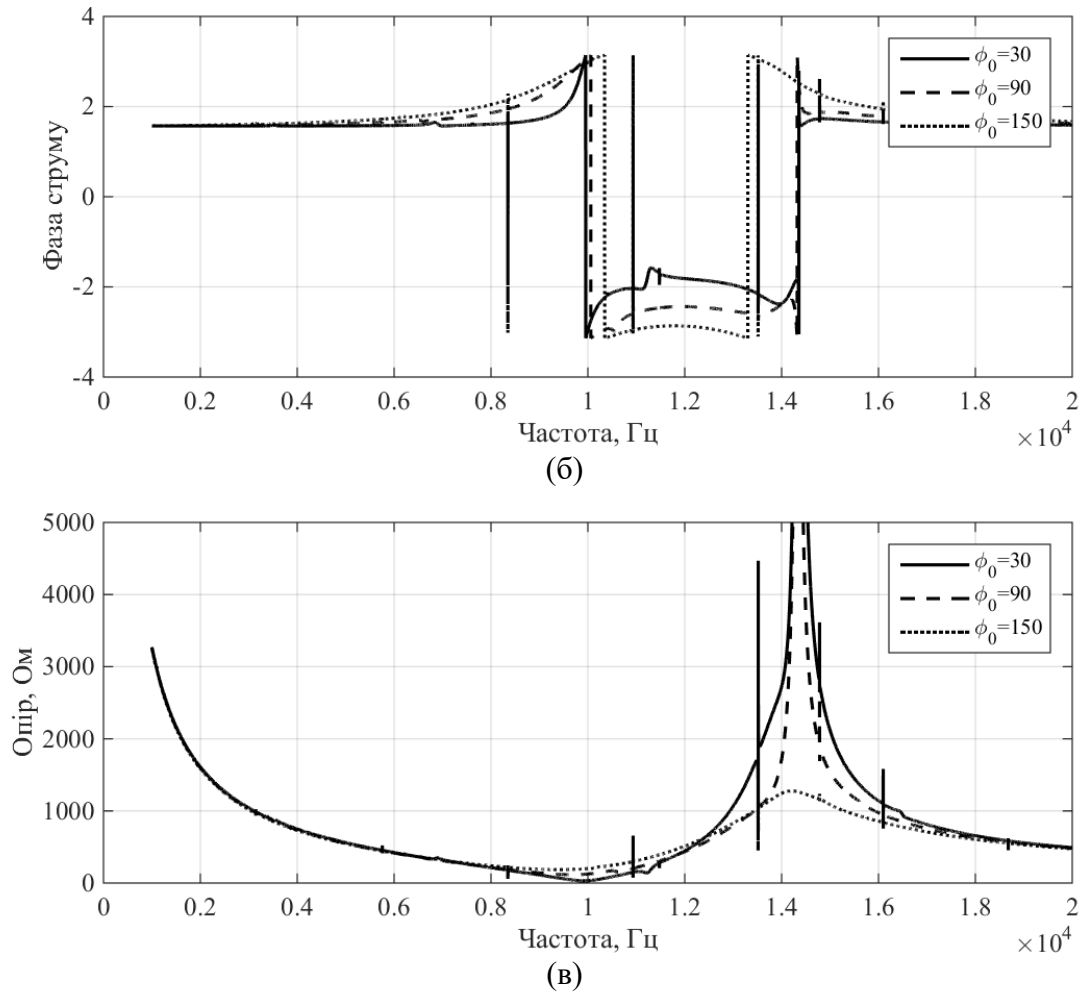


Рис. 4.13. Частотні залежності амплітуди (а) та фази (б) повного електричного струму та вхідного електричного опору (в) екранованого випромінювача силової конструкції при $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0,0003$, $\varphi_0 = 30^\circ; 90^\circ; 150^\circ$; $r_3 - r_2 = 0,005$ м.

Аналіз частотної залежності ємнісної складової повного струму (рис. 4.14 в) свідчить, як і очікувалось, про повну її незалежність від конфігурації екрану. Динамічна складова повного струму (рис. 4.14 в) демонструє вирішальний вплив конфігурації екрану на її поведінку, особливо в резонансній області. Закономірності її змін по амплітуді в цій області є закономірностями поведінки в цій області амплітуд повного струму. Таким же чином фазочастотна поведінка динамічного струму визначає залежність фази повного струму від частоти і не тільки в резонансній, а і в наближеній до неї області низьких частот. Частотна залежність вхідного електричного опору та його складових для компенсованого випромінювача із заповненням

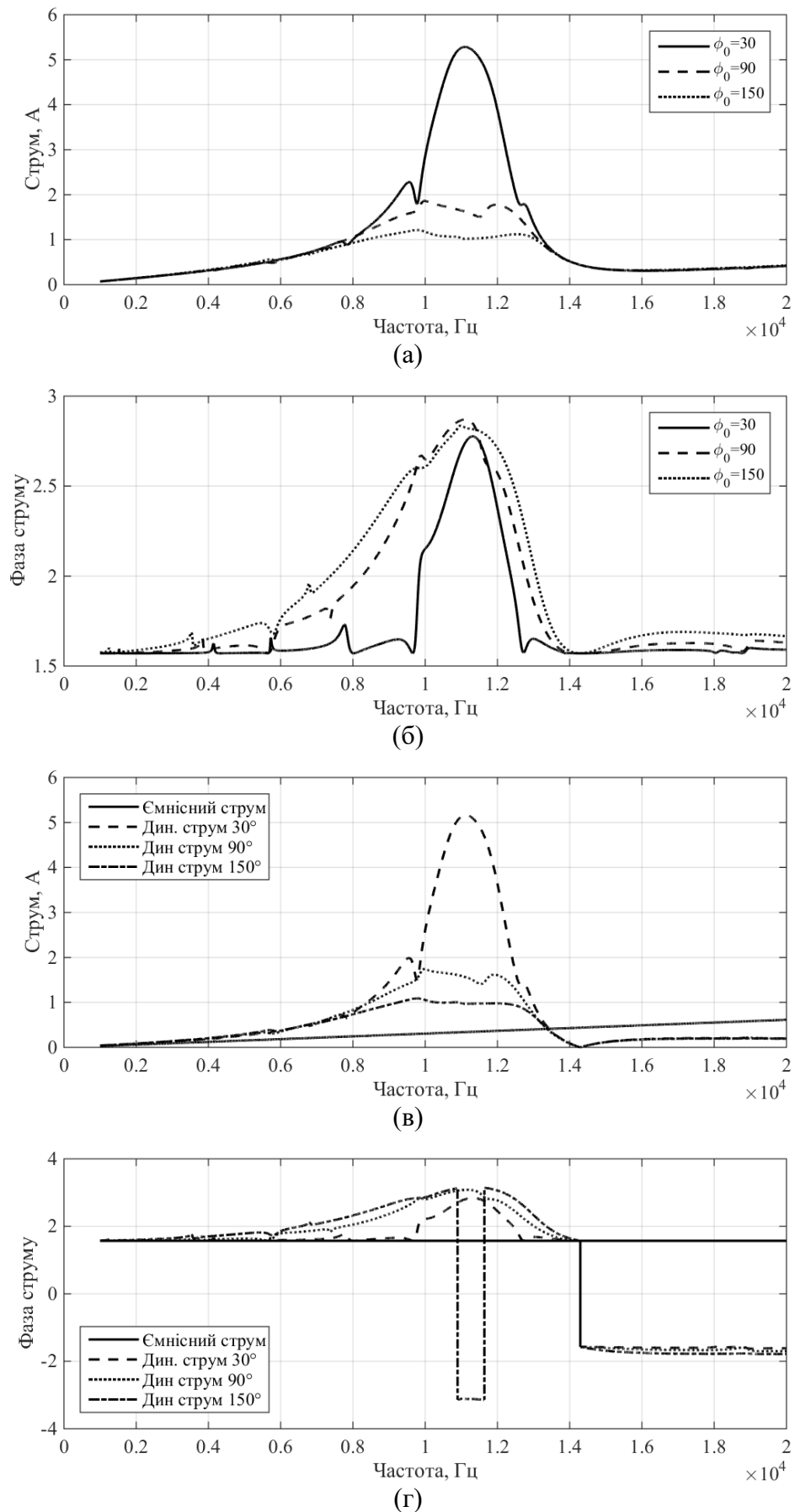
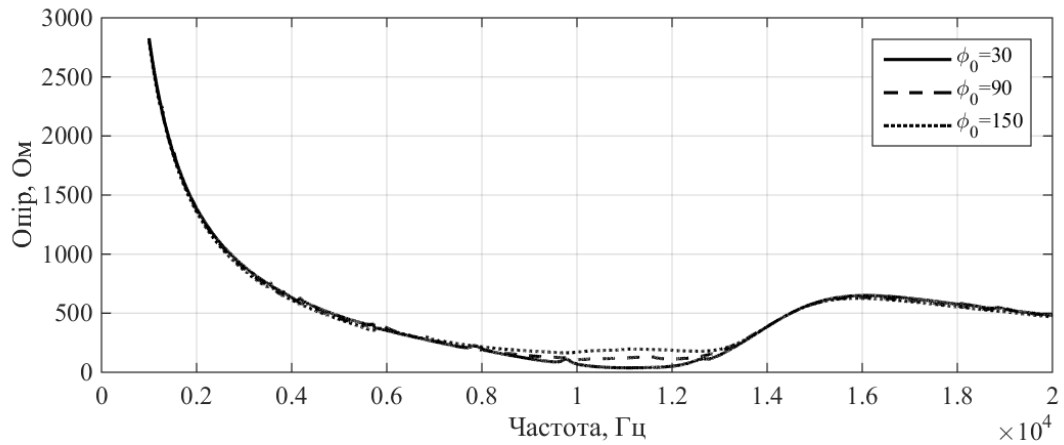


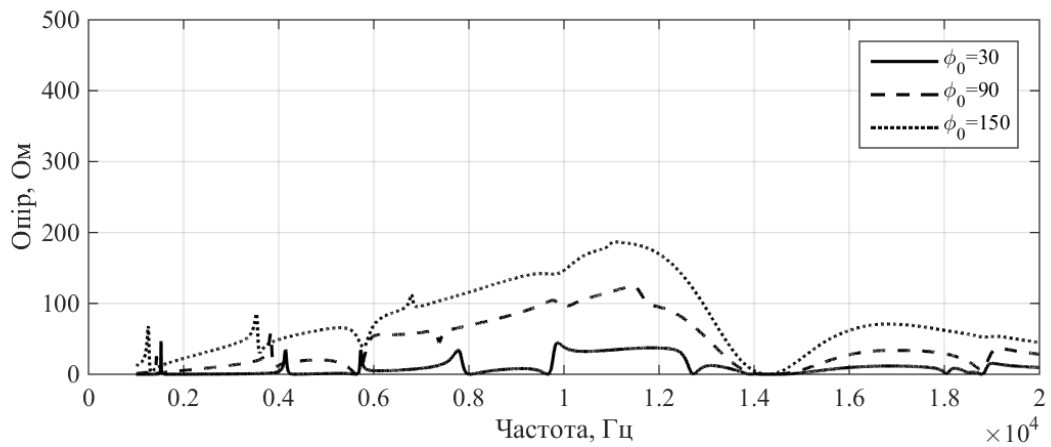
Рис. 4.14. Частотні залежності амплітуд (а, в) та фази (б) повного (а, б), ємнісного (в, г) та динамічного (в, г) електричних струмів екранованого випромінювача силової конструкції при $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0,8$, $\varphi_0 = 30^\circ; 90^\circ; 150^\circ$; $r_3 - r_2 = 0,005$ м.

його внутрішньої порожнини водоподібною рідиною та її поведінка при зміні конфігурації екрану (рис. 4.15) суттєво відрізняються від такої ж для екранованих випромінювачів силової конструкції (рис. 4.13). Зміни конфігурації екрану мають вплив лише в резонансній області, де реактивна складова електричного опору близька до нуля (рис. 4.15 в), а активна складова (рис. 4.15 б) збільшується при збільшенні значень φ_0 . При цьому реактивна складова не змінює свій ємнісний характер у всьому частотному діапазоні, що розглядається, як це мало місце для екранованого випромінювача силової конструкції.

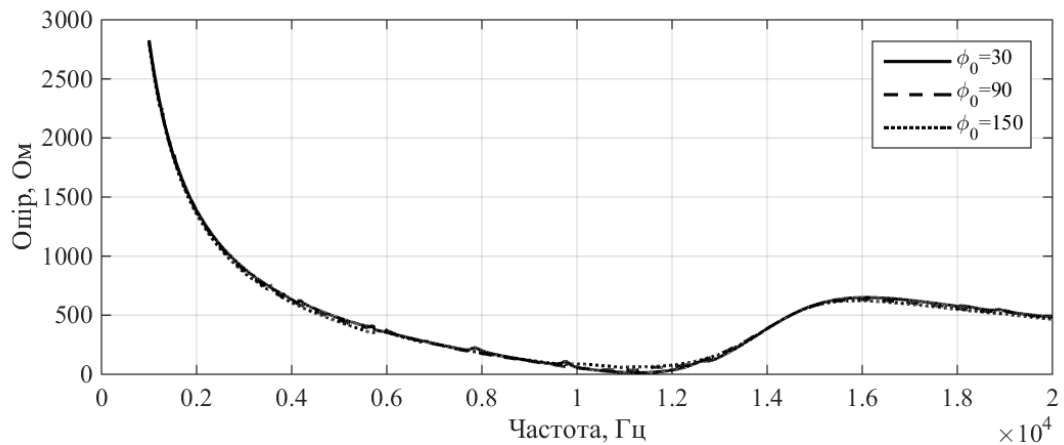
Зовсім інший характер поведінки в частині характеристик електричного поля демонструє компенсований екранований випромінювач при $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0,5$ (рис. 4.16 – 4.17). Зміна конфігурації екрана в цих випадках обумовлює ряд суттєвих відмінностей порівняно з випромінювачами з водоподібним заповненням. В частині амплітуд повного струму (рис. 4.16 а) має місце їх суттєве зниження в області низьких частот та частот в області механічного резонансу. В той же час в високочастотній області з'являється за частотою електромеханічного резонансу п'єзокерамічної оболонки резонансний викид повного струму, який на порядок перевищує струм у всьому досліджуваному частотному діапазоні. При цьому, як і раніше, збільшення неекранованої поверхні випромінювача супроводжується зменшенням сили повного струму. В частині фаз повного струму (рис. 4.16 б) з'являється широка смуга частот, яка охоплює область від частоти механічного резонансу до частоти резонансного викиду, в якій, по-перше, змінюється ємнісний характер струму на індуктивний, і, по-друге, величина фази і ширина смуги залежать від величини кута φ_0 . І в цих випадках динамічна складова повного струму (рис. 4.16 в, г) визначає закономірності змін повного струму при зміні конфігурації екрана.



(а)

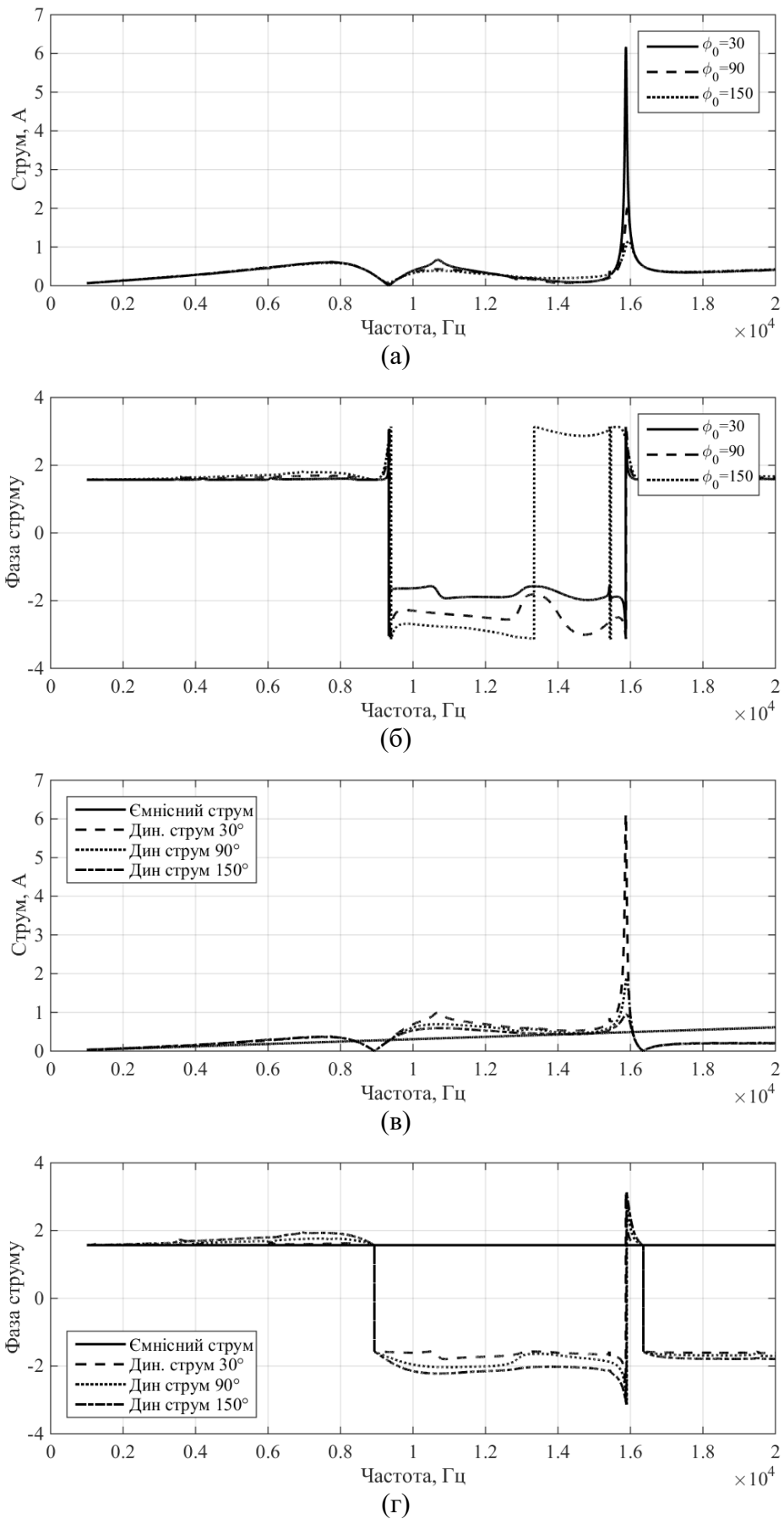


(б)



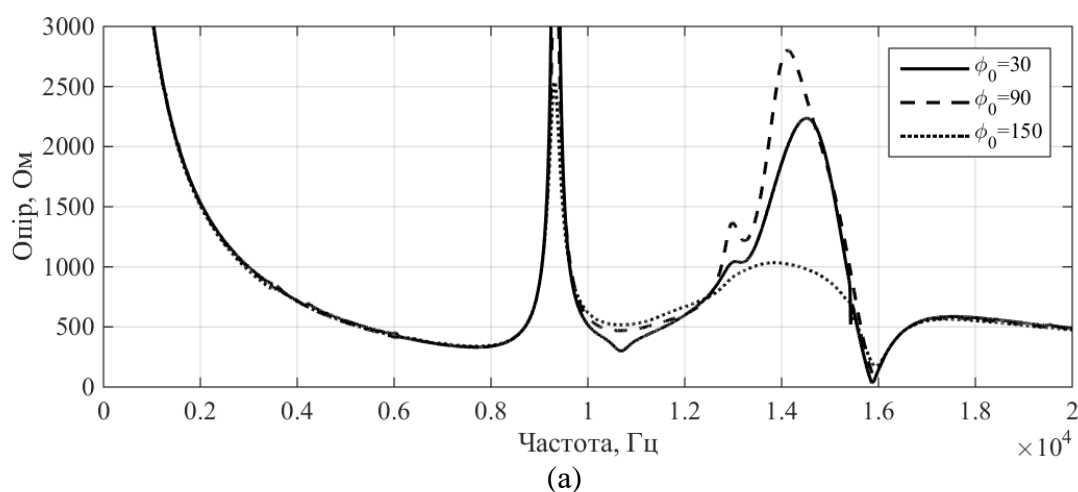
(в)

Рис. 4.15. Частотні залежності повного (а), активного (б) та реактивного (в) вхідних електричних опорів компенсованого випромінювача з екраном при $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0,8$, $\phi_0 = 30^\circ; 90^\circ; 150^\circ$; $r_3 - r_2 = 0,005$ м.



Такі ж тенденції впливу конфігурації екрана відслідковуються і при аналізі вхідного електричного опору компенсованого екранованого випромінювача з $\frac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2} > 0$ (рис. 4.17). Для такого конструктивного виконання компенсованих випромінювачів має місце суттєва зміна характеру поведінки всіх видів електричного опору. В низькочастотній області зміни опорів однакові для компенсованих випромінювачів з різним $\rho_1 c_1$. В області, прилеглої до частоти механічного резонансу п'єзокерамічної оболонки випромінювача, різко зростає активний опір (рис. 4.17 б) завдяки чому так же збільшується і повний опір (рис. 4.17 а). Реактивний опір (рис. 4.17 в) при цьому проходить через нуль і змінює свій характер з ємнісного на індуктивний. В високочастотній області активний опір спочатку зростає тим більше, чим менша екранована поверхня випромінювача, а потім різко зменшується. Реактивний опір в цій області знову змінює свій характер, повертаючись до ємнісного. В подальшому при збільшенні частоти всі види опору не залежать від конфігурації екрана.

Як і в силовій конструкції екранованого випромінювача (рис. 4.12) зміна розміру екрана з 0,005 м до 0,05 м мало впливає на досліджувані характеристики електричного поля компенсованого випромінювача і цей вплив має місце лише в резонансній області. Природньо, що він збільшується при збільшенні товщини екрана.



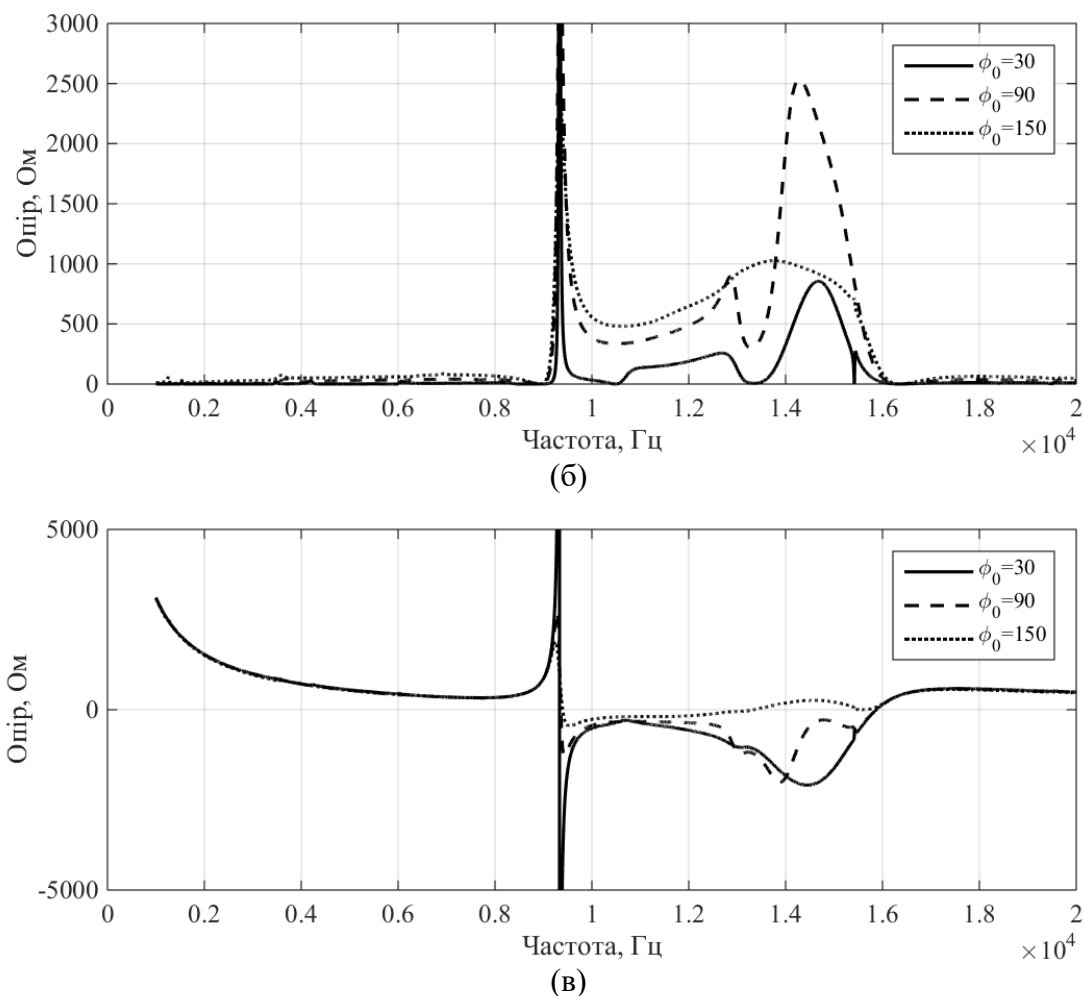


Рис. 4.17. Частотні залежності повного (а), активного (б) та реактивного (в) вхідних електричних опорів компенсованого випромінювача з екраном при $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0,5$, $\varphi_0 = 30^\circ; 90^\circ; 150^\circ$; $r_3 - r_2 = 0,005$ м.

4.4. Властивості електричних полів випромінювачів з екраном в залежності від складу застосованої в конструкції п'єзокераміки та її поляризації.

Крім розглянутих вище типів конструкцій екранованих випромінювачів – силової та компенсованої, та конфігурації та розмірів акустичних екранів до конструктивних особливостей побудови випромінювачів відноситься також склад застосованої в них п'єзокераміки та характер її поляризації. Дослідимо вплив цих особливостей конструкції на електричні поля екранованих випромінювачів. Необхідні для цього числові розрахунки раніше визначених характеристик електричних полів – струму та вхідного

електричного опору виконувались для наступних значень характеристик конструкцій випромінювачів: склади п'єзокераміки ЦТБС-3, ТБК-3, ЦТС-19; характер поляризації п'єзокераміки – окружна та радіальна; $r_0 = 0,068$ м;

$$h = 0,008 \text{ м}; r_3 - r_2 = 0,005 \text{ м}; \varphi_0 = 30^\circ, 90^\circ, 150^\circ; \frac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2} = 0, 1.$$

Систематизація результатів розрахунків та їх аналіз дозволили встановити наступні закономірності змін шуканих характеристик в залежності від складів п'єзокераміки та виду її поляризації.

Аналіз частотних залежностей повного струму та його складових при зміні складу п'єзокераміки екранованого випромінювача (рис. 4.9, 4.18, 4.19) свідчить про те, що, як і очікувалось, така заміна призведе до повної зміни всіх кількісних характеристик електричного поля. Але при цьому встановлені раніше закономірності поведінки цих полів в залежності від типу конструкції випромінювача, конфігурації та розмірів екранів зберігаються.

Аналіз частотних характеристик повного струму екранованих випромінювачів силової конструкції (рис. 4.9 а, 4.18 а, 4.19 а) показує, що заміна старих складів п'єзокераміки (ТБК-3) новими (ЦТБС-3, ЦТС-19) супроводжується збільшенням ефективності перетворення енергії. Дійсно амплітуди повного струму для складів ТБК-3 більш ніж в 3 рази менші ніж для складів системи ЦТС при інших рівних умовах. Крім того, оскільки склад п'єзокераміки ЦТБС-3 розроблювався як придатний для режимів і випромінювання, і прийому звуку, а склад п'єзокераміки ЦТС-19 – тільки для режиму прийому, то криві рис. 4.18 а і рис. 4.19 а наглядно демонструють перевагу застосування саме ЦТБС-3 для режиму випромінювання звуку. З іншого боку п'єзокераміки ЦТС-19 дозволяє при одних і тих же розмірах перетворювачів мати менші значення частот їх механічного та електромеханічного резонансів. П'єзокераміка системи ЦТС має менші механічні та діелектричні втрати, ніж п'єзокераміка титанату барію ТБК-3. Тому смуги частот механічного резонансу екранованих випромінювачів згідно з наведеними кривими у них вужчі.

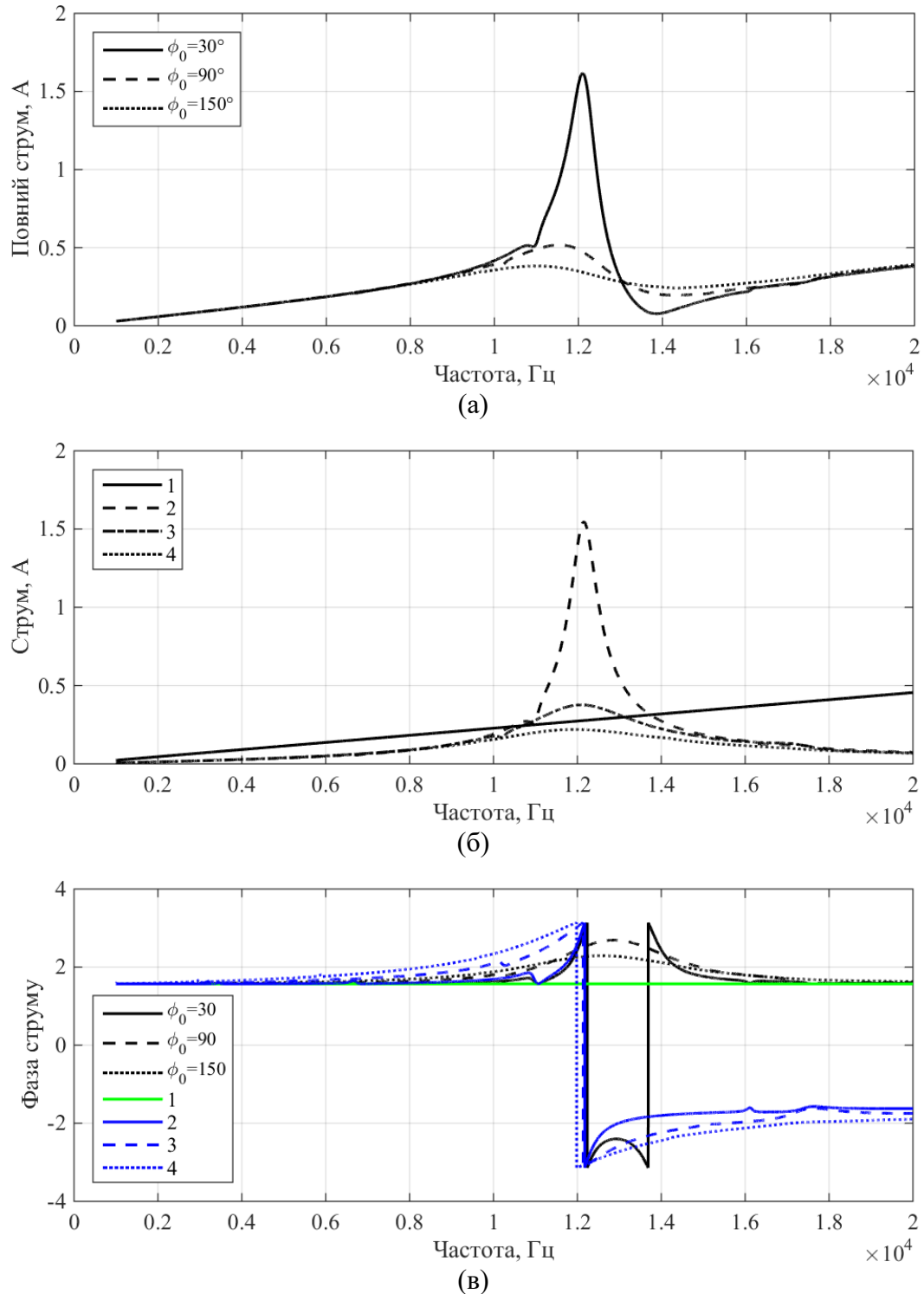


Рис. 4.18. Частотні залежності амплітуд (а,б) та фаз (в) повного (а), ємнісного (б,в кр.1) та динамічного (б,в кр.2-4) струмів випромінювача силової конструкції з $(\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0)$, з окружною поляризацією, з екраном $\phi_0 = 30^\circ$ (кр.2); 90° (кр.3); 150° (кр.4); $r_3 - r_2 = 0,005$ м, для складу п'єзокераміки ТБК-3.

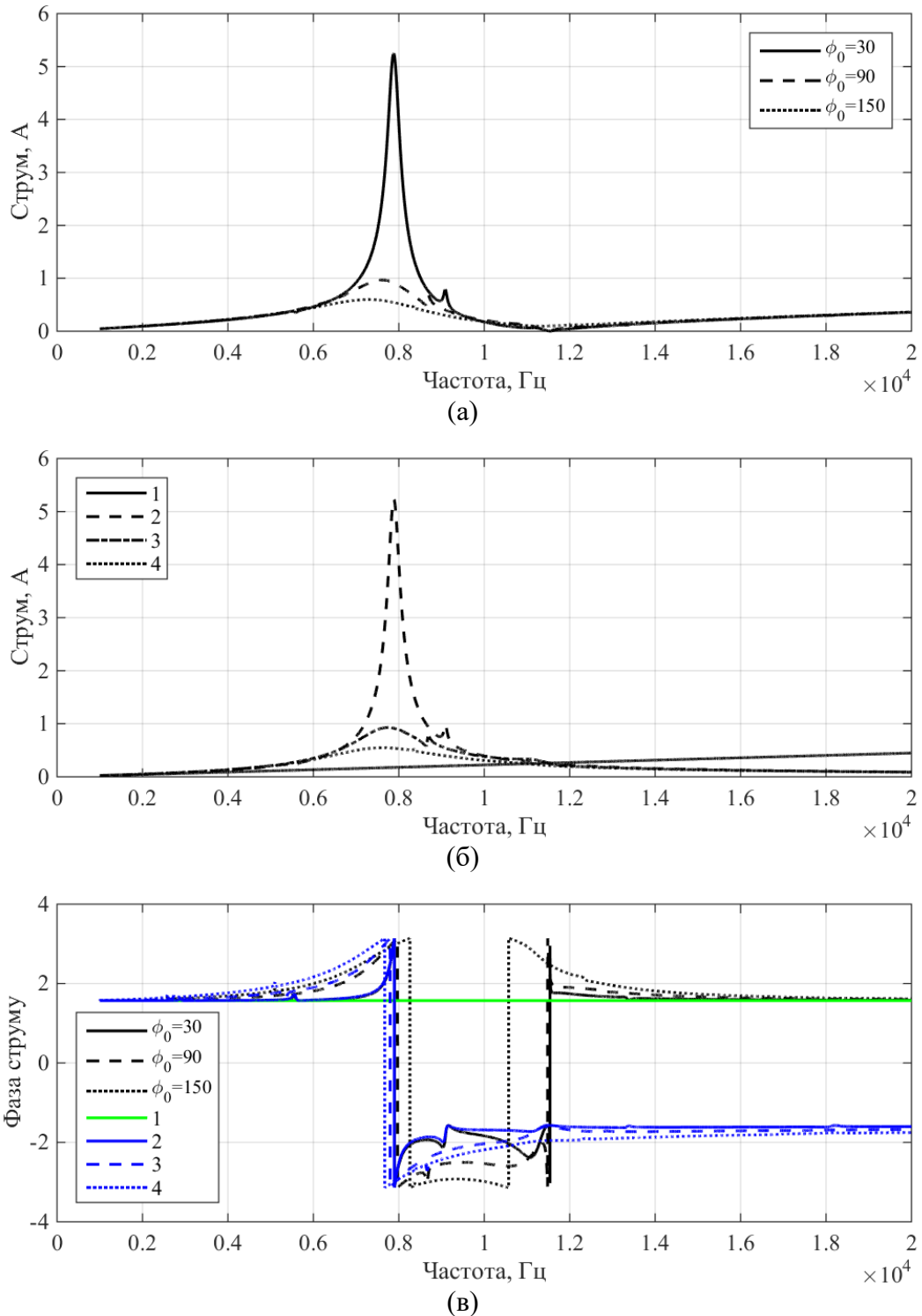


Рис. 4.19. Частотні залежності амплітуд (а,б) та фаз (в) повного (а,в), смісного (б,в кр.1) та динамічного (б,в кр.2-4) струмів випромінювача силової конструкції з $(\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0)$ з окружною поляризацією, з екраном $\phi_0 = 30^\circ$ (кр.2); 90° (кр.3); 150° (кр.4); $r_3 - r_2 = 0,005$ м, для складу п'єзокераміки ЦТС-19.

В той же час є і певні відмінності у впливі конфігурацій екранів випромінювачів на електричний струм, обумовлені складом п'єзокераміки. Аналіз фазочастотних залежностей показує, що зміна характеру повного струму з ємнісного на індуктивний для випромінювачів, в яких використовується п'єзокераміка ТБК-3, не відбувається при кутах екранування більших $\varphi_0 > 90^\circ$.

Наведені результати аналізу підтверджуються і аналізом поведінки ємнісної і динамічної складових повного струму при зміні складу п'єзокераміки.

Аналіз поведінки частотних залежностей вхідного електричного опору екранованого випромінювача силової конструкції при зміні складу п'єзокераміки його оболонки показує (рис. 4.11, 4.20, 4.21), що встановлені раніше залежності в цілому зберігаються. Зміни відбуваються в більшості випадків лише в кількісних значеннях досліджуваних параметрів. Зокрема при зміні п'єзокераміки в послідовності ТБК-3 \rightarrow ЦТБС-3 \rightarrow ЦТС-19 зменшуються частоти механічного резонансу та значення опорів в цій резонансній області, причому для випромінювачів з ЦТБС-3 останні зменшуються в більшій мірі, ніж з ЦТС-19. Але є і окремі зміни принципового характеру. Зокрема при великих кутах екранування $\varphi_0 < 90^\circ$ лише екранований випромінювач, виготовлений із п'єзокераміки ТБК-3, має реактивний опір індуктивного характеру в смузі частот від його механічного резонансу до електромеханічного.

Встановимо тепер, як впливає заміна складу п'єзокераміки на характеристики електричного поля в екранованих випромінювачах компенсованої конструкції.

Аналіз кривих рис. 4.14, 4.22 і 4.23 свідчить про суттєвий вплив цієї зміни на їх електричний струм. При цьому значні зміни відбуваються не тільки при переході до п'єзокераміки системи ЦТС, а і при зміні складів п'єзокераміки в цій системі. І в компенсованих випромінювачах заміна п'єзокераміки титанату барію на п'єзокераміку системи ЦТС суттєво (на

порядок і більше) покращує ефективність перетворення енергії у всьому досліджуваному частотному діапазоні. У випромінювачів із п'єзокераміки ТБК повний струм (рис. 4.22 а, в) поволі зростає із збільшенням частоти, демонструє невелике збільшення на частоті механічного та зменшення на частоті електромеханічного резонансів та дуже слабку залежність від величини кута екранування. При цьому фаза повного струму не змінює свого характеру в досліджуваному діапазоні частот. Така поведінка повного струму пояснюється тим, що ємнісний струм такого випромінювача компенсованої конструкції (рис. 4.22 б), на відміну від силової конструкції (рис. 4.18 б), має суттєво менші амплітуди порівняно з динамічним струмом на одних і тих же частотах.

Перехід в екранованих компенсованих випромінювачах на п'єзокераміку систем ЦТС показує суттєву залежність повного струму та його динамічної складової від конфігурації екрану (рис. 4.14 і рис. 4.23). При цьому випромінювачі із п'єзокераміки ЦТС-19 при малих значеннях кутів φ_0 мають значно більші (в 3 рази і більше) амплітуди повного та динамічного струмів на частоті механічного резонансу, але менші смуги резонансних частот. Крім названого ці перетворювачі міняють характер струму з ємнісного на індуктивний (рис. 4.23 в) в діапазоні частот від механічного до електромеханічного резонансів.

Аналіз частотних залежностей вхідного електричного опору та його складових (рис. 4.15, 4.24) показує, що в областях низьких та високих частот заміна складу п'єзокераміки практично не впливає на характер їх поведінки. Певні зміни мають місце лише в резонансній області. Вони полягають в тому, що випромінювачі із ТБК-3 та ЦТС-19 мають більший повний опір, ніж випромінювачі із ЦТБС-3. Крім того, випромінювачі на основі п'єзокераміки ЦТС-19 в області резонансних частот набувають індуктивний характер реактивної складової вхідного опору.

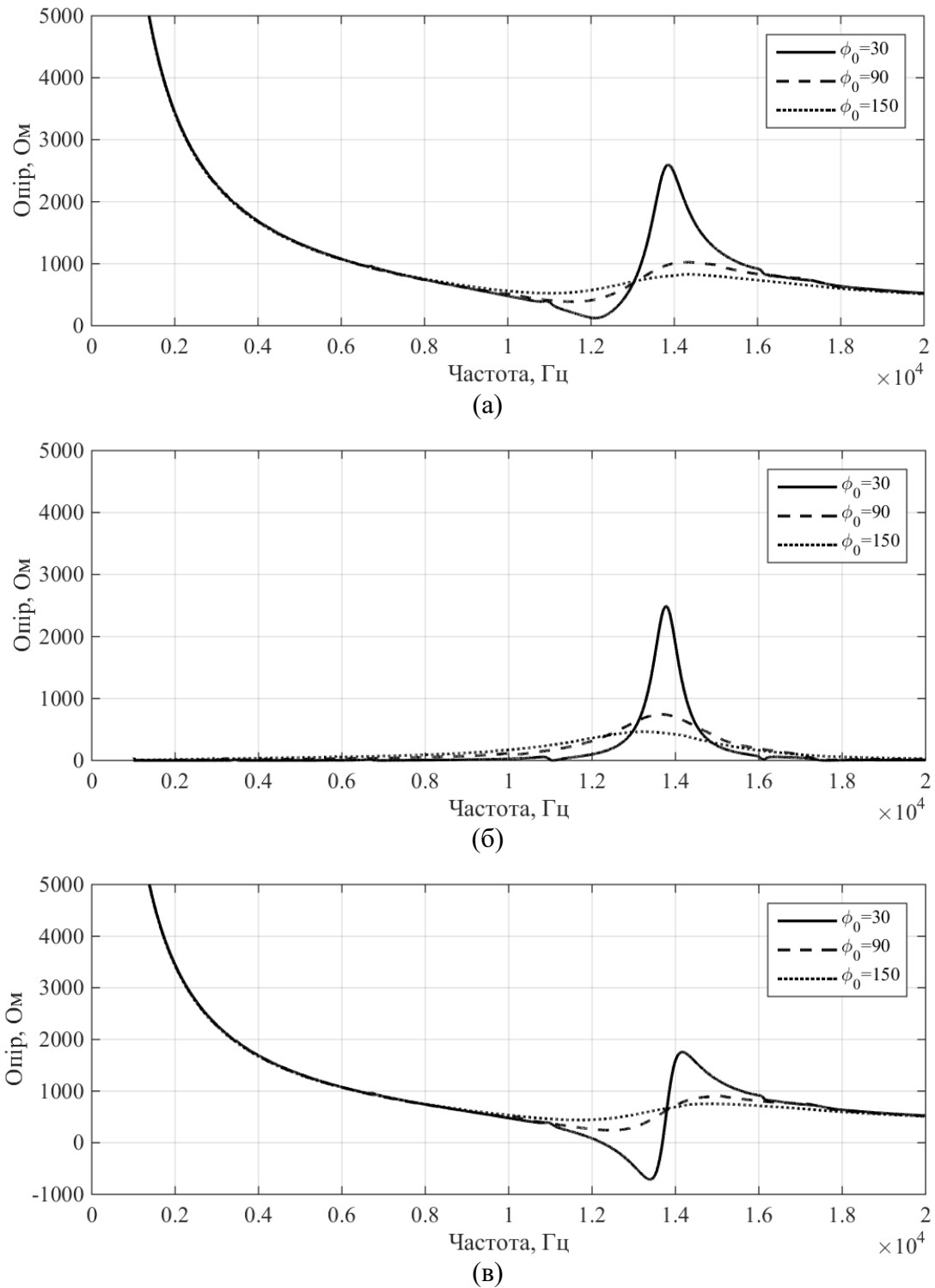


Рис. 4.20. Частотні залежності повного (а), активного (б) та реактивного (в) вхідних електричних опорів випромінювача силової конструкції з $(\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0)$, з окружною поляризацією, з екраном різної конфігурації та $r_3 - r_2 = 0,005$ м для складу п'єзокераміки ТБК-3.

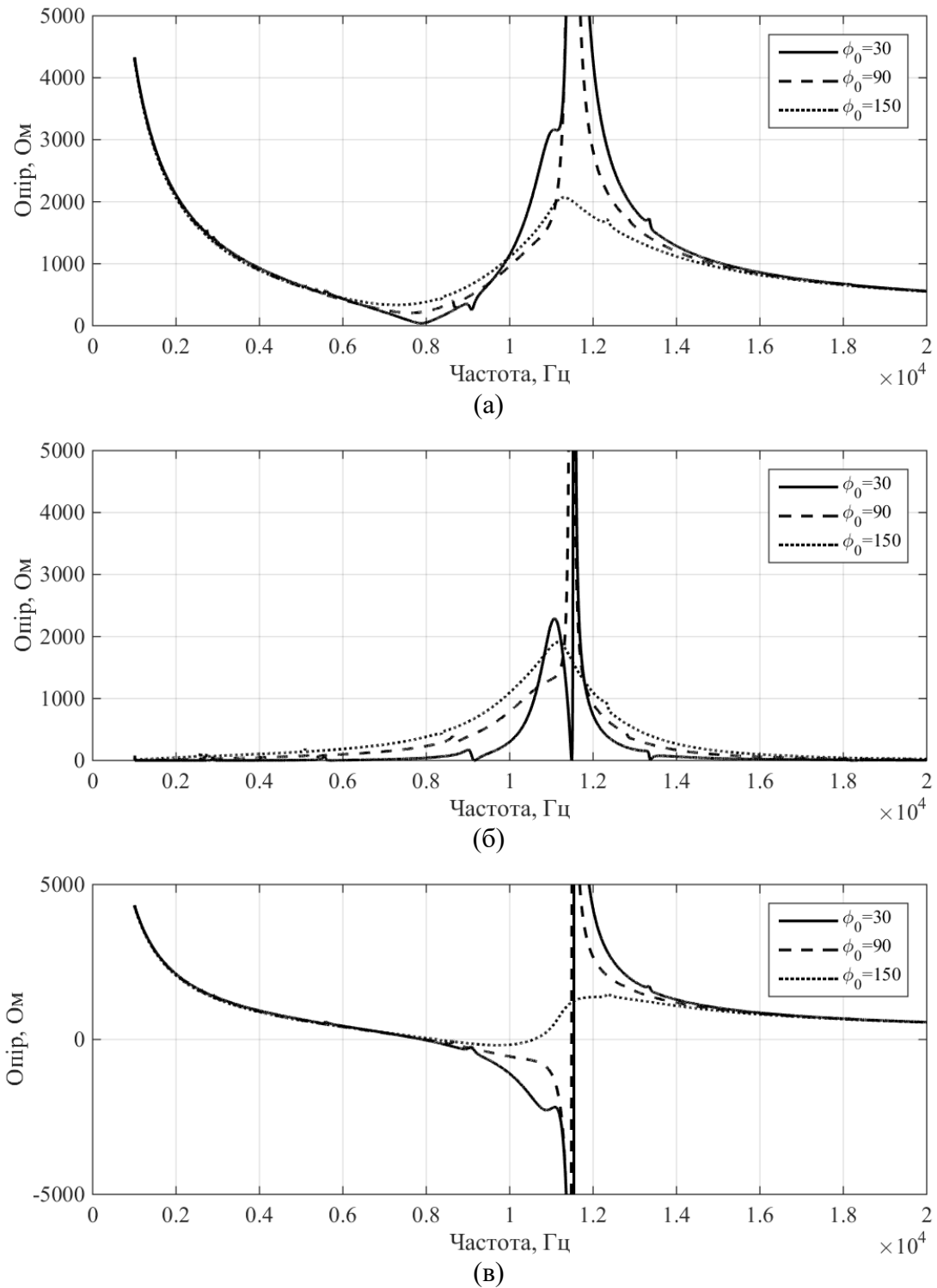
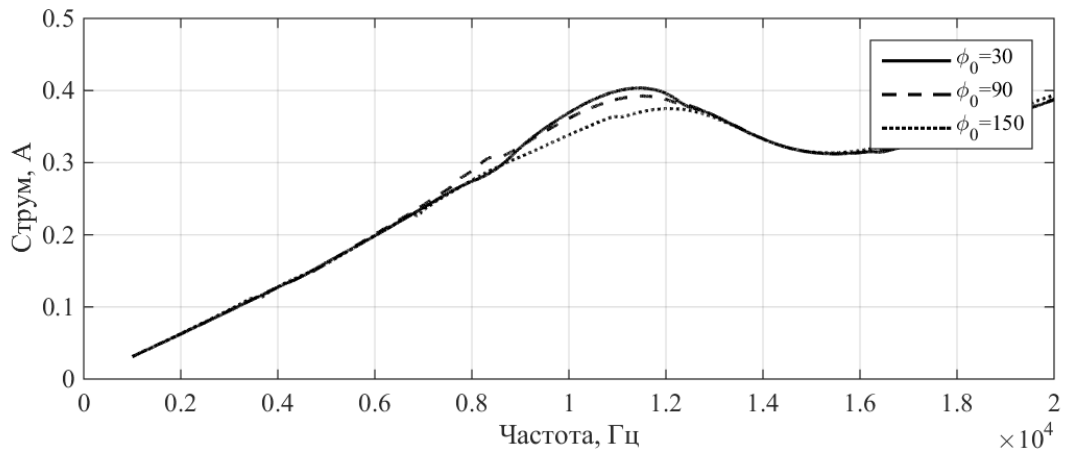
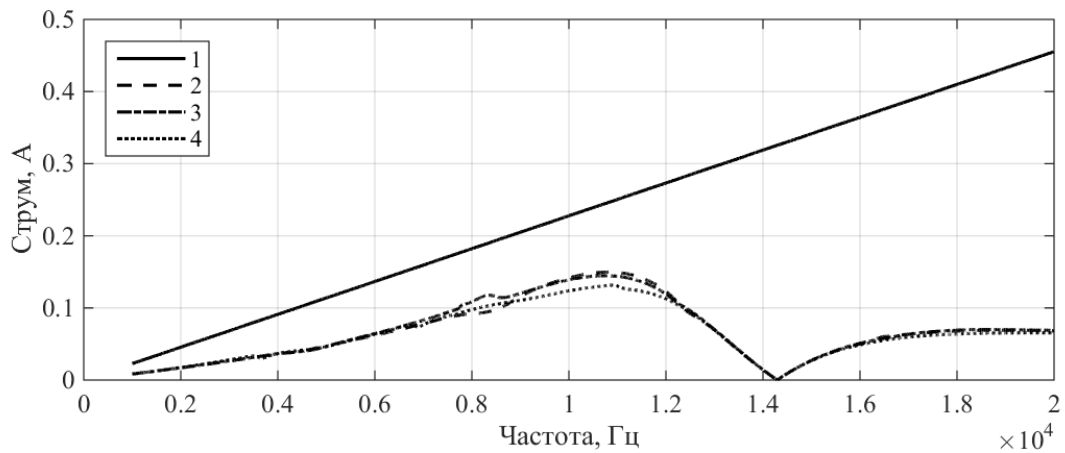


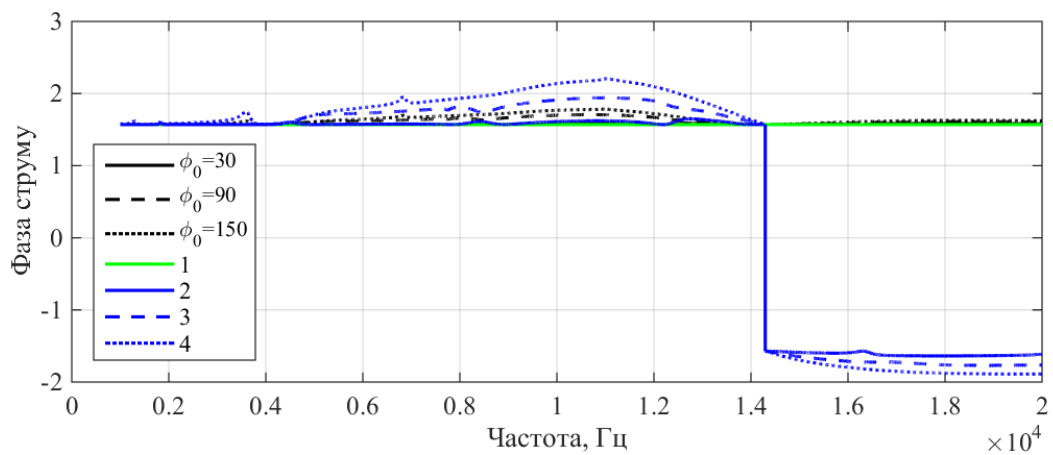
Рис. 4.21. Частотні залежності повного (а), активного (б) та реактивного (в) вхідних електричних опорів випромінювача силової конструкції з $(\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0)$, з окружною поляризацією, з екраном різної конфігурації та $r_3 - r_2 = 0,005$ м для складу п'єзокераміки ЦТС-19.



(а)

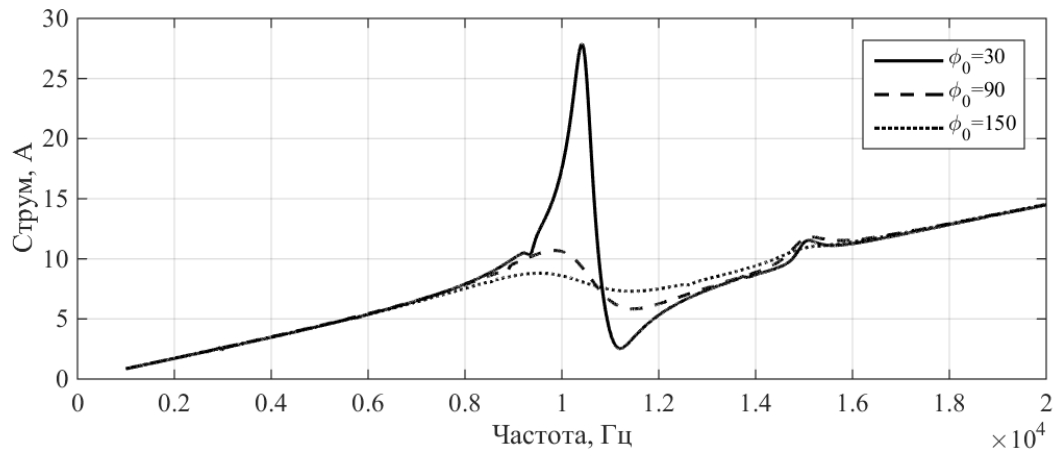


(б)

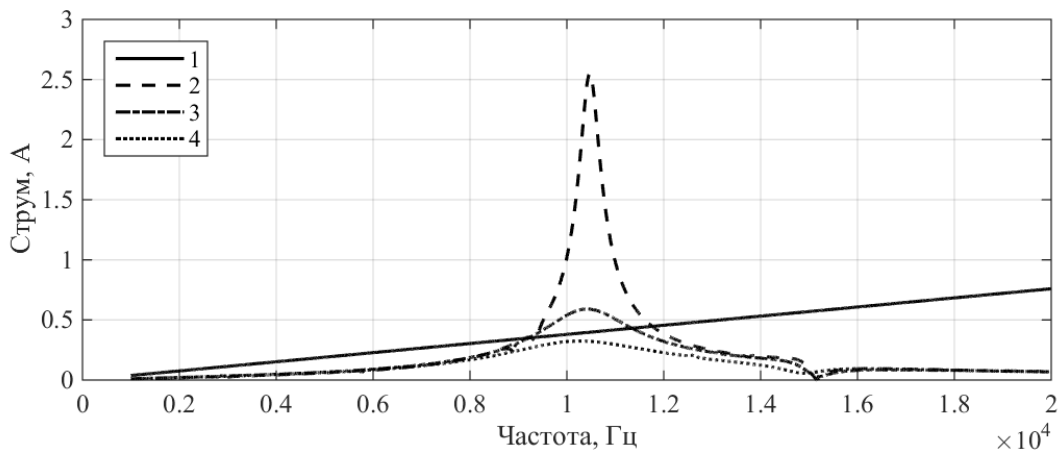


(в)

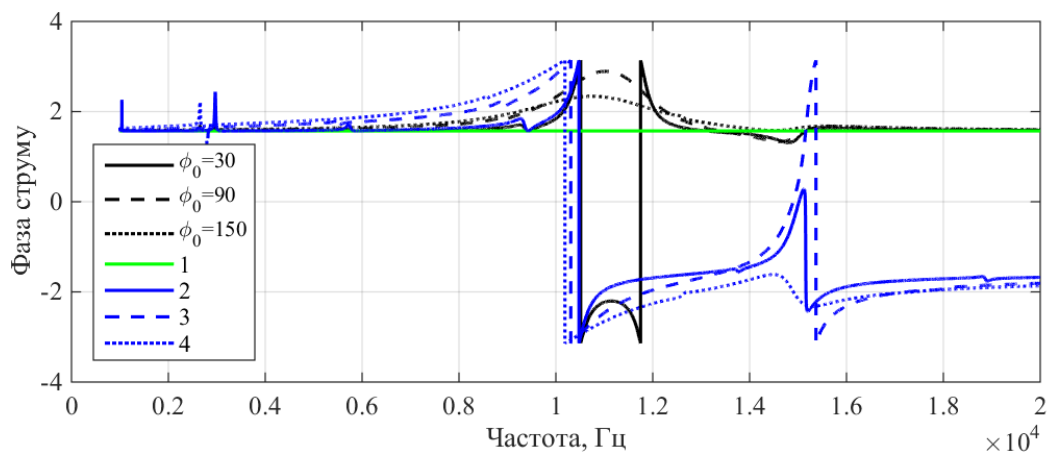
Рис. 4.22. Частотні залежності амплітуд (а,б) та фаз (в) повного (а,в), ємнісного (б,в кр.1) та динамічного (б,в кр.2-4) струмів випромінювача компенсованої конструкції з ($\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 1$) з окружною поляризацією, з екраном різної конфігурації $\phi_0 = 30^\circ$ (кр.2); 90° (кр.3); 150° (кр.4); $r_3 - r_2 = 0,005$ м, для складу п'єзокераміки ТБК-3.



(а)



(б)



(в)

Рис. 4.23. Частотні залежності амплітуд (а,б) та фаз (в) повного (а,в), ємнісного (б,в кр.1) та динамічного (б,в кр.2-4) струмів випромінювача силової конструкції з радіальною поляризацією та екраном $r_3 - r_2 = 0,005$ м для $(\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0)$, для складу п'єзокераміки ЦТБС-3, $\varphi_0 = 30^\circ$ (кр.2); 90° (кр.3); 150° (кр.4).

Дослідимо тепер залежності поведінки характеристик електричних полів при переході від окружної поляризації до радіальної.

Аналіз частотних залежностей електричного струму для випромінювачів силової конструкції (рис. 4.23) свідчить про те, що перехід до радіальної поляризації обумовлює певні зміни (рис. 4.9) в характеристиках струму. Для повного струму основні зміни відбуваються в резонансній області і полягають у збільшенні частоти механічного резонансу, зменшенні смуги частот між механічним та електромеханічним резонансами, зміні ємнісного характеру струму на індуктивний лише при великих кутах екранування та суттєвому розширенні діапазону частот вверх, в якому діє вплив конфігурації екрана на величину електричного струму. При цьому ємнісний струм змінює свої кількісні значення, а динамічний струм – кількісні значення і характер поведінки.

Більш цікавим є вплив зміни характеру поляризації на вхідний електричний опір екранованого випромінювача (рис. 4.24), особливо на його активну частину (рис. 4.24 б). В частотній залежності активного опору з'являються частоти і навіть діапазони частот, де активний опір приймає від'ємні значення. Розміщення цих частот на частотній осі і величина від'ємного опору визначаються кутом екранування випромінювача. Зміна складу п'єзокераміки (рис. 4.24 в) залишає цей цікавий факт незмінним і впливає на значення цих частот та амплітуди від'ємних електричних опорів. Для великих значень φ_0 ($\varphi_0 \sim 150^\circ$) частоти з від'ємним значенням активного опору розміщуються в низькочастотній області. При зменшенні величини φ_0 вони переміщуються в область високих частот. Цей на перший погляд парадоксальний факт стає зрозумілим при аналізі частотних залежностей активної електричної потужності, обумовленої наявною у екранованого випромінювача активної складової вхідного електричного динамічного опору (рис. 4.25). Аналіз наведених кривих свідчить про те, що поява такої особливості в поведінці екранованого випромінювача є результатом ефективного перерозподілу енергії, яка «закачується» в систему з порушеною

радіальною симетрією на нульовій моді коливань, між наступними формами коливань. Наведений факт свідчить про те, що на тих частотах, де активний динамічний опір має від'ємні значення, екранований випромінювач є не споживачем електричної енергії, як це має місце при роботі випромінювача, виготовленого із п'єзокераміки з окружною поляризацією, а новим її джерелом (рис. 4.25). При цьому, якщо генератор, який збуджує екранований випромінювач, забирає цю енергію від якогось джерела електричної енергії, то випромінювач забирає її із власного акустичного поля. Це поле створюється (рис. 4.26) всіма модами коливань екранованого випромінювача. Але на деяких частотах, близьких до частоти першої моди коливань (рис. 4.25, 4.26), акустична енергія, утворена випромінюванням нульової моди, стає меншою від енергії, яка утворюється першою модою з протилежними по фазі коливаннями. Завдяки цьому в цій області частот екранований випромінювач перетворюється в екранований приймач звукових коливань, а збуджений цим п'єзокерамічним приймачем електричний струм попадає на вихід генератора. Таким чином, в цьому діапазоні частот екранований випромінювач забирає енергію і від генератора електричних сигналів, і від зовнішнього акустичного поля.

Аналіз кривих рис. 4.25 дозволяє зробити наступні висновки. По-перше, в низькочастотній області рівень активної енергії значно менший рівня реактивної і ця різниця тим більша, чим менше екранована поверхня випромінювача. В області механічного резонансу активна енергія більше реактивної тільки при великих кутах екранування випромінювача $\pi - \varphi_0$. І, нарешті, в області високих частот реактивна енергія суттєво перевищує активну.

По-друге, поява від'ємної активної енергії має місце лише для випромінювачів з радіальною поляризацією та великими кутами екранування і не залежить від складу п'єзокераміки.

Перехід від екранованих випромінювачів з радіальною поляризацією силової конструкції (рис. 4.23) до таких же випромінювачів компенсованої

конструкції (рис. 4.27) змінює поведінку амплітуди і фази струму в областях низьких частот та механічного резонансу випромінювача.

Аналіз кривих рис. 4.28 показує, що встановлені раніше закономірності поведінки вхідного електричного опору екранованих випромінювачів силової конструкції (рис. 4.24) мають суттєві зміни при переході до випромінювачів компенсованої конструкції. Зокрема, якщо частотні залежності повного та реактивного опорів в областях низьких та високих частот екранованих випромінювачів силової (рис. 4.24 а, г) та компенсованої (рис. 4.28 а, г) конструкцій мало відрізняються між собою, то в резонансній області має місце значне зниження величини цих опорів, тим більше, чим більша екранована поверхня. Найбільші зміни відбуваються в активному опорі (рис. 4.28 б, в). Для компенсованих випромінювачів ці зміни полягають в появі областей з від'ємними значеннями активного опору не тільки в області високих частот (поблизу частоти електромеханічного резонансу), але і в області низьких частот. До того ж ці від'ємні значення мають місце практично при всіх кутах $\pi - \varphi_0$ екранування випромінювачів. Крім того значно зменшуються амплітудні значення активного опору в резонансній області, при чому на відміну від силових конструкцій (рис. 4.24 б, в) більш екранованим випромінювачам відповідають менші значення активного опору. зміна складу п'єзокераміки впливає на встановлені закономірності лише при великих кутах екранування.

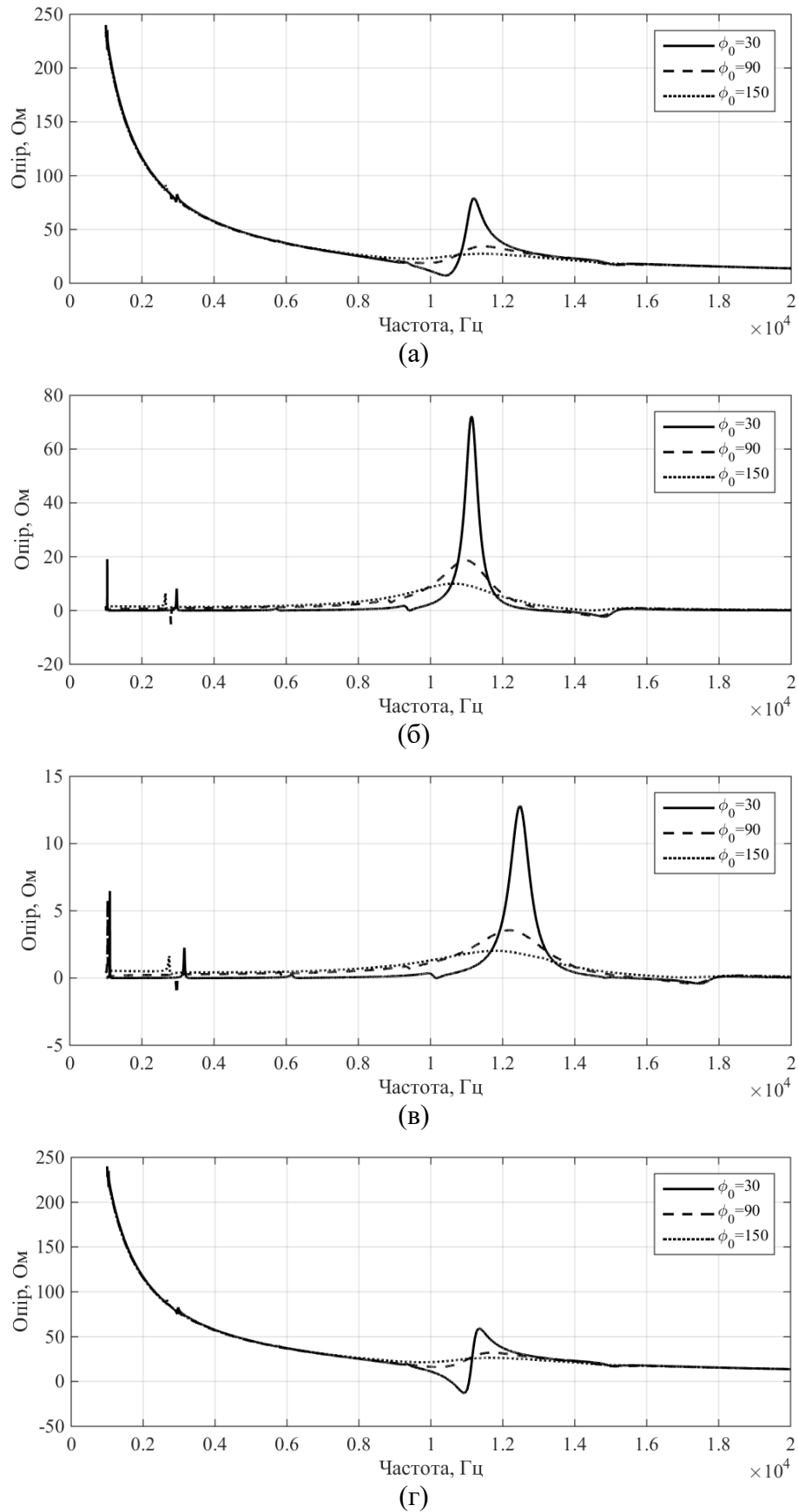
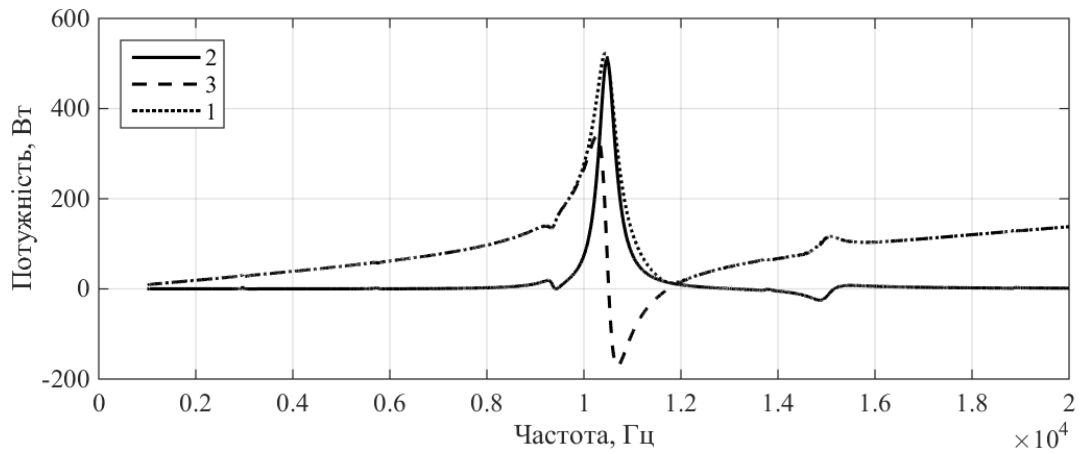
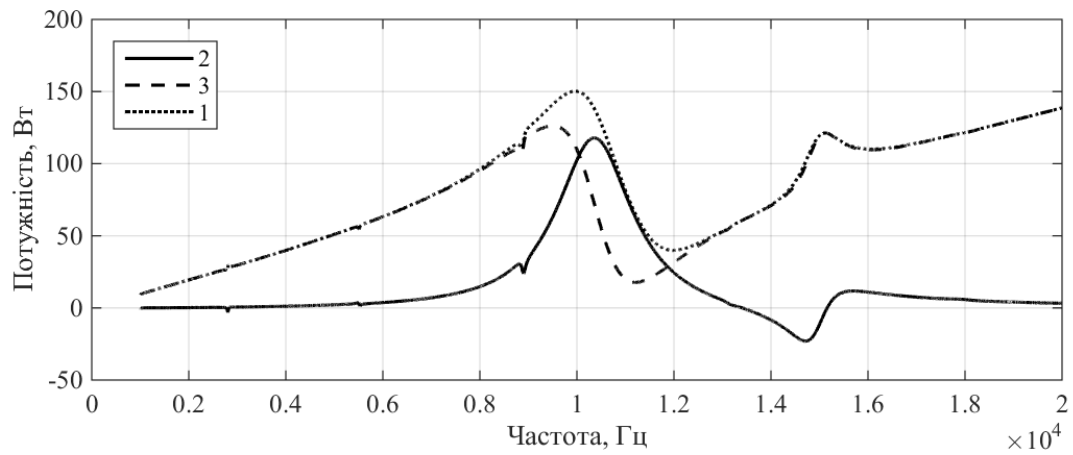


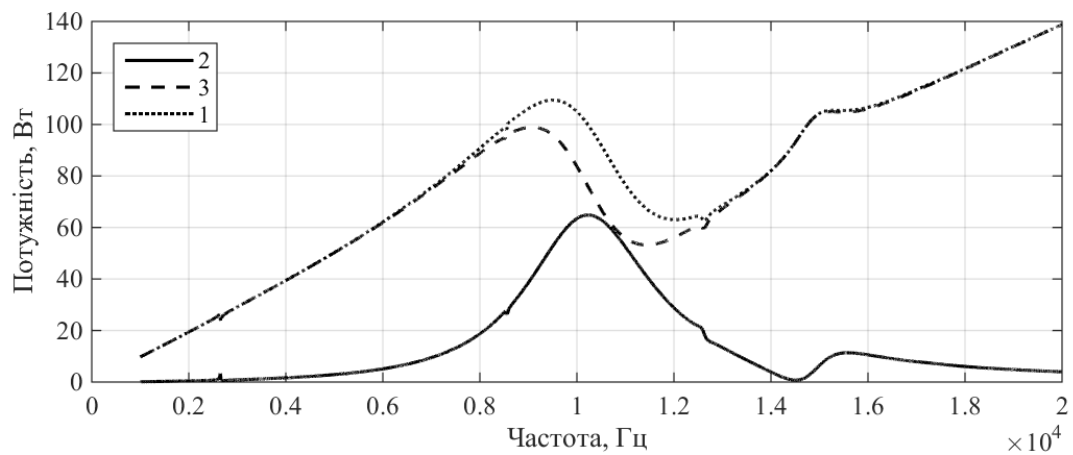
Рис. 4.24. Частотні залежності повного (а), активного (б,в) та реактивного (г) вхідних електричних опорів випромінювача силової конструкції з радіальною поляризацією та екраном $r_3 - r_2 = 0,005$ м для $(\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0)$, п'єзокераміки ЦТБС-3, ТБК-3 (в), $\phi_0 = 30^\circ$ (кр.2); 90° (кр.3); 150° (кр.4).



(а)

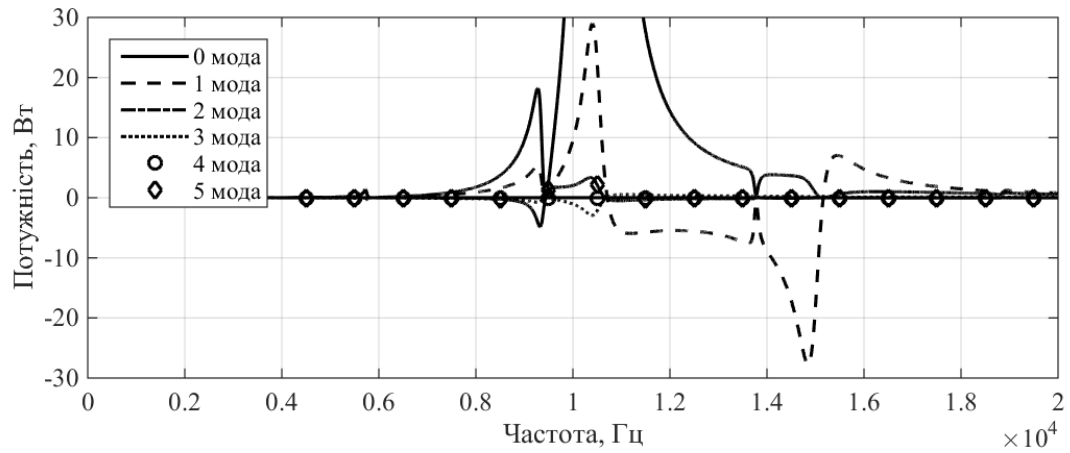


(б)

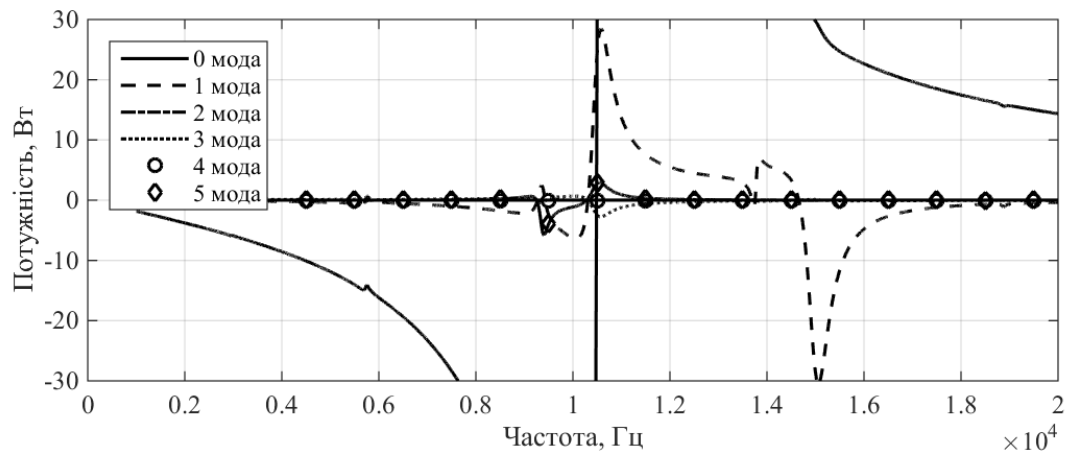


(в)

Рис. 4.25. Частотні залежності повної (1), активної (2) та реактивної (3) електричних потужностей екранованого випромінювача силової конструкції з радіальною поляризацією та екраном $r_3 - r_2 = 0,005$ м для $(\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0)$, п'єзокераміки ЦТБС-3, $\varphi_0 = 30^\circ$ (а); 90° (б); 150° (в).



(a)



(б)

Рис. 4.26. Частотні залежності активної (а) та реактивної (б) електричних потужностей випромінювача силової конструкції з радіальною поляризацією, які створюються електричними струмами, обумовленими його модами коливань, для екрану $r_3 - r_2 = 0,005$ м; $(\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0)$; п'єзокераміки ЦТБС-3; $\varphi_0 = 30^\circ$.

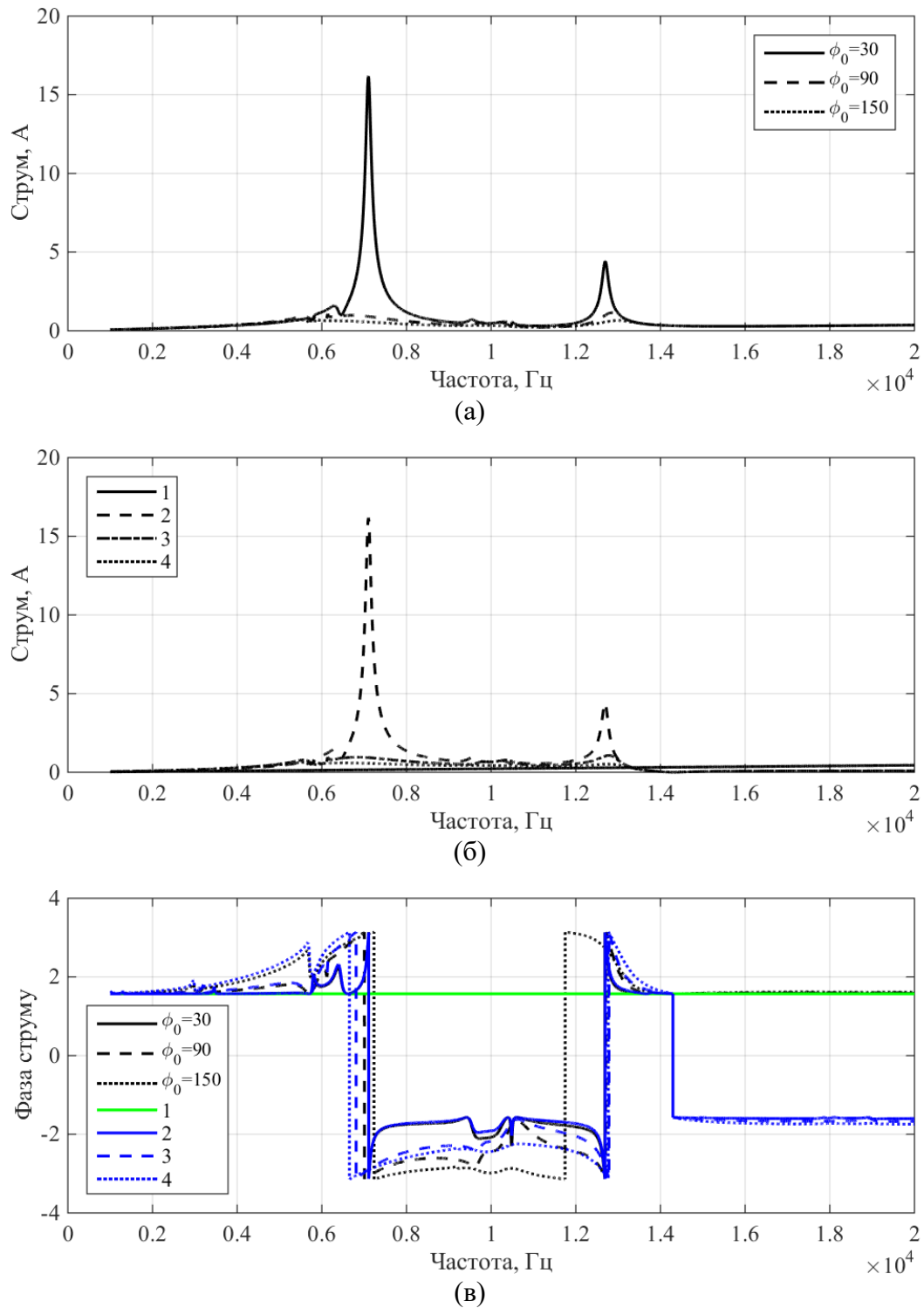
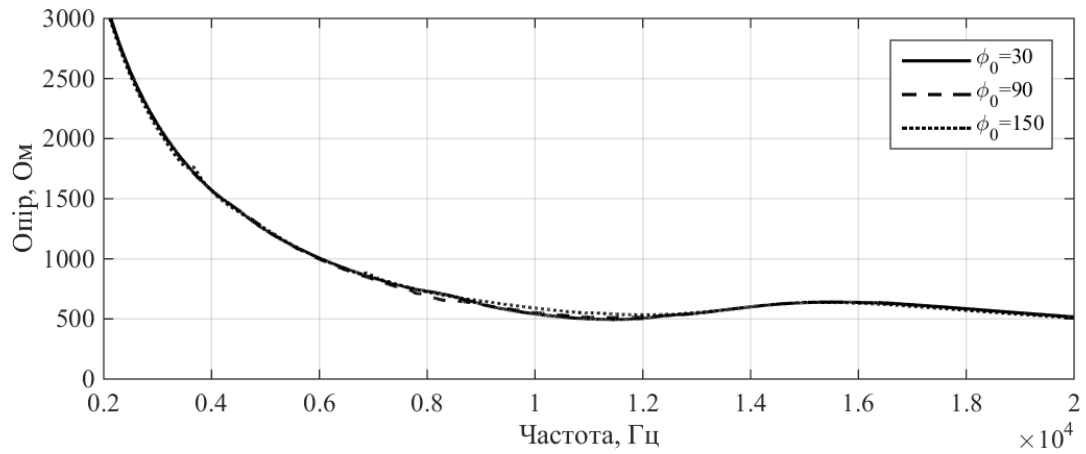
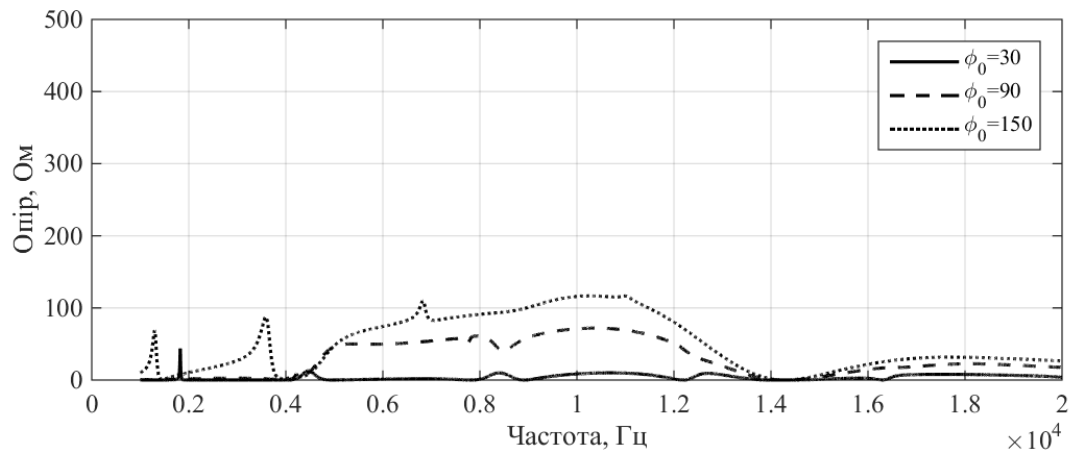


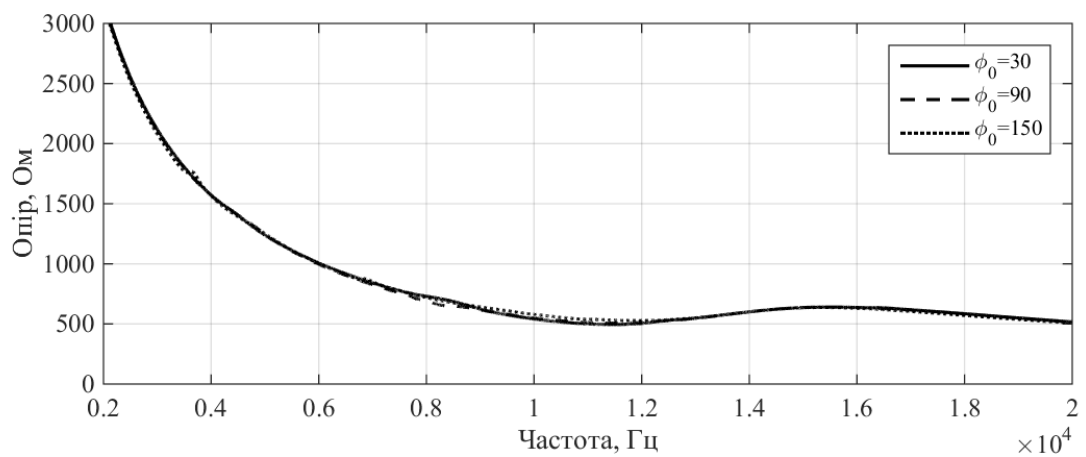
Рис. 4.27. Частотні залежності амплітуд (а,б) та фаз (в) повного (а), ємнісного (б,в кр.1) та динамічного (б,в кр.2-4) струмів випромінювача компенсованої конструкції з ($\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 1$) з окружною поляризацією, з екраном $\phi_0 = 30^\circ$ (кр.2); 90° (кр.3); 150° (кр.4); $r_3 - r_2 = 0,005$ м, для складу п'єзокераміки ЦТС-19.



(а)



(б)



(в)

Рис. 4.28. Частотні залежності повного (а), активного (б) та реактивного (в) вхідних електричних опорів випромінювача компенсованої конструкції ($\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 1$) з окружною поляризацією, з екраном різної конфігурації та $r_3 - r_2 = 0,005$ м, для складу п'єзокераміки ТБК-3.

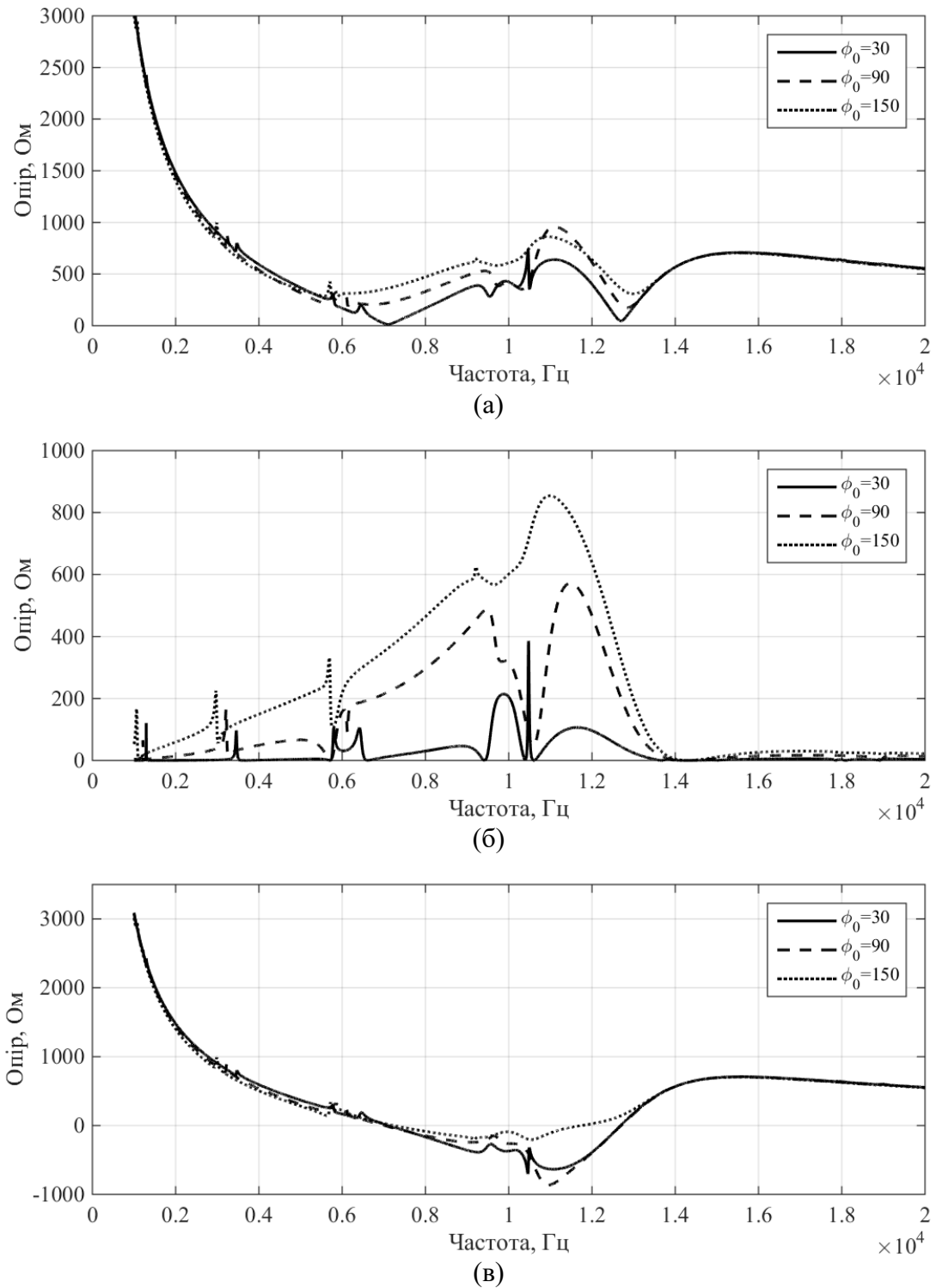


Рис. 4.29. Частотні залежності повного (а), активного (б) та реактивного (в) вхідних електричних опорів випромінювача компенсованої конструкції ($\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 1$) з окружною поляризацією, з екраном різної конфігурації та $r_3 - r_2 = 0,005$ м, для складу п'єзокераміки ЦТС-19.

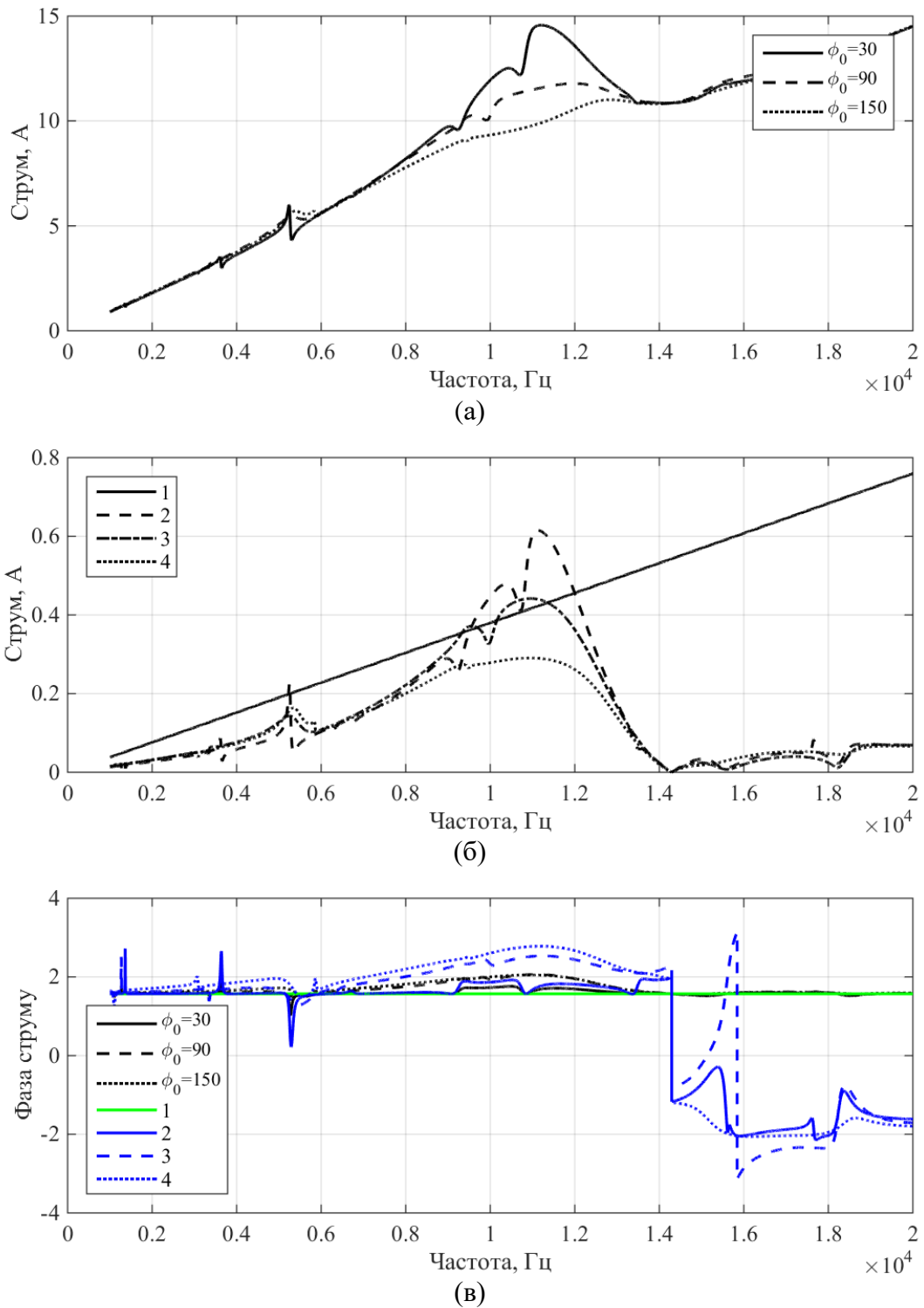


Рис. 4.30. Частотні залежності амплітуд (а,б) та фаз (в) повного (а,в), ємнісного (б,в кр.1) та динамічного (б,в кр.2-4) струмів випромінювача компенсованої конструкції з ($\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 1$) з радіальною поляризацією, з екраном $\phi_0 = 30^\circ$ (кр.2); 90° (кр.3); 150° (кр.4); $r_3 - r_2 = 0,005$ м, для складу п'єзокераміки ЦТБС-3.

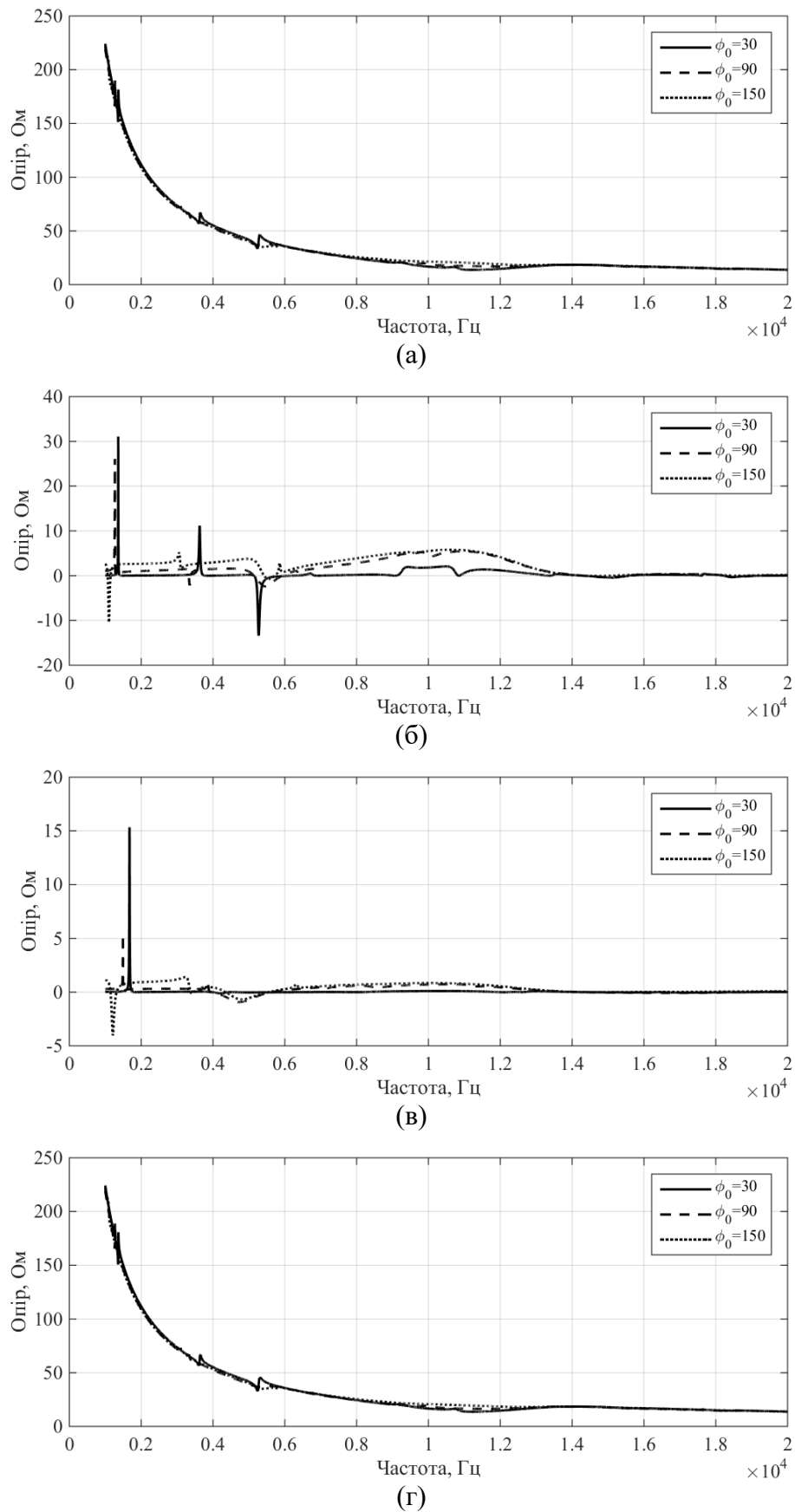


Рис. 4.31. Частотні залежності повного (а), активного (б,в) та реактивного (г) вхідних електричних опорів випромінювача компенсованої конструкції з радіальною поляризацією та екраном $r_3 - r_2 = 0,005$ м для $(\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 1)$, для складу п'єзокераміки ЦТБС-3; ТБК-3 (в).

4.5. Властивості електричних полів випромінювачів з екраном в залежності від розмірів діаметру та товщини п'єзокерамічної оболонки випромінювачів.

Завершимо дослідження впливу особливостей конструктивного виконання випромінювачів з екраном на їх електричні поля встановленням закономірностей цього впливу в залежності від геометричних розмірів п'єзоелектричної оболонки випромінювачів.

Кількісні характеристики шуканого впливу визначимо через числові експерименти для наступних значень параметрів характеристик екранованих випромінювачів: склад п'єзокераміки ЦТБС-3; $r_0 = 0,068 \text{ м}, 0,1 \text{ м}, 0,12 \text{ м}$; $h = 0,008 \text{ м}, 0,01 \text{ м}, 0,012 \text{ м}$; $r_3 - r_2 = 0,005 \text{ м}$; $\varphi_0 = 30^\circ, 90^\circ, 150^\circ$; $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0, 1$; $\psi_0 = 200 \text{ В}$; висота п'єзокераміки на яку розраховані електричні параметри – $0,05 \text{ м}$; поляризація окружна.

Частотні залежності електричного струму та вхідного електричного опору випромінювачів з екраном наведені на рис. 4.32-4.35 для силової конструкції їх виконання і на рис. 4.36-4.39 – для компенсованої конструкції. Аналіз кривих рис. 4.2 та 4.32 показує, що зміна середнього радіусу r_0 п'єзокерамічної оболонки без зміни всіх інших параметрів супроводжується перш за все, в силевій конструкції зміною резонансної частоти максимальної амплітуди струму як повного (рис. 4.2 а, 4.32 а), так і динамічного (рис. 4.2 в та 4.32 в). Резонансні частоти, зменшуються тим більше, чим більший розмір середнього радіусу r_0 має випромінювач.

Відносно зміни амплітуд електричного струму ситуація виглядає більш складною. З одної сторони при збільшенні радіусу r_0 збільшується кількість матеріалу в оболонці випромінювача, що обумовлює збільшення амплітуд струму на частоті механічного резонансу. Це видно при порівнянні кривих рис. 4.32 а та 4.2 а. З іншого боку при збільшенні величини r_0 та незмінній кількості призм в п'єзокерамічній оболонці збільшується товщина призм, що

при незмінній збуджуючій електричній напрузі ψ_0 зменшує величину напруженості електричного поля в п'єзокерамічних призмах. Наслідком цього є зменшення амплітуди електричного струму. Це наглядно демонструє порівняння графіків рис. 4.32 а (криві 1) та 4.2 а.

Цим же фактором пояснюється і зменшення величини ємнісного струму (рис. 4.32 в та 4.2 в, криві 1) при збільшенні середнього радіуса r_0 екранованого випромінювача.

Аналіз фазочастотних залежностей (рис. 4.32 б, 4.2 б) показує, що при зміні середнього радіуса r_0 п'єзокерамічної оболонки її форма не змінюється. Змінюються лише частоти, на яких вона переходить через нульові значення фази, та величини смуги частот між механічним та електромеханічним резонансами.

Зміна величини середнього радіуса r_0 оболонки екранованого випромінювача таким же чином впливає і на вхідний електричний опір його силової конструкції (рис. 4.4 та 4.33). Максимальному струму (рис. 4.32 та 4.2) відповідає мінімальне значення повного та активного опорів, величини яких збільшуються при зменшенні величини кута φ_0 . Максимальні значення повний та активний опори набувають в областях частот, які прилягають до частот електромеханічних резонансів екранованих випромінювачів. Останні визначаються значеннями середніх радіусів r_0 і не залежать від площі екранування випромінювача.

Аналіз впливу, який здійснює на характеристики електричних полів екранованих випромінювачів силової конструкції зміна товщини їх п'єзокерамічних оболонок, дозволяє встановити наступне.

Як видно із співставлення кривих рис. 4.2, 4.9 та 4.34, збільшення товщини оболонки в 1,5 рази обумовлює, по-перше, суттєве (більш ніж в 2 рази) збільшення амплітуд струмів, і, по-друге, зменшення (майже в 1,5 рази) смуги частот механічного резонансу.

Збільшення амплітуд струмів є результатом збільшення маси активного матеріалу – п'єзокераміки оболонки випромінювача, яка приймає участь в перетворенні електричної енергії в механічну. Зменшення смуги резонансних частот є наслідком збільшення товщини п'єзокерамічної оболонки, оскільки відомо [Грінченко, Улітко; Грінченко, Вовк], що чим тонша оболонка, тим більший спектр резонансного випромінювання вона має. При цьому резонансні частоти екранованих випромінювачів не змінюються, оскільки довжина їх середньої окружності залишається без змін.

Співставлення частотних залежностей вхідних опорів екранованих випромінювачів з різною товщиною п'єзокерамічної оболонки (рис. 4.11 та 4.35) показує, що збільшення в випромінювачі маси активного матеріалу позитивно впливає на величини всіх опорів в напрямі їх зменшення (більш ніж в 1,5 рази). При цьому частоти механічного та електромеханічного резонансів залишаються незмінними, про що говорилось вище.

Розглянемо тепер закономірності змін характеристик електричного поля екранованих випромінювачів компенсованої конструкції при зміні її розмірів – діаметру та товщини оболонки.

Аналіз кривих рис. 4.14 та 4.36 показує, що встановлені для силових конструкцій екранованих випромінювачів закономірності поведінки електричного струму при зміні середнього радіусу r_0 оболонки зберігаються і для компенсованих конструкцій. Зокрема, величина ємнісного струму зменшується, оскільки збільшується ширина призми без зміни збуджуючої електричної напруги. Частота механічного резонансу теж знижується порівняно з випромінювачами з меншими радіусами (рис. 4.14), але є такою ж, як і у випромінювача силової конструкції з радіусом $r_0 = 0,12$ м. Але є і суттєві відмінності. По-перше, в області частот механічного резонансу значно (на порядок) зменшуються амплітуди повного та динамічного струмів. По-друге, в високочастотній області (рис. 4.36) при $r_0 = 0,12$ м

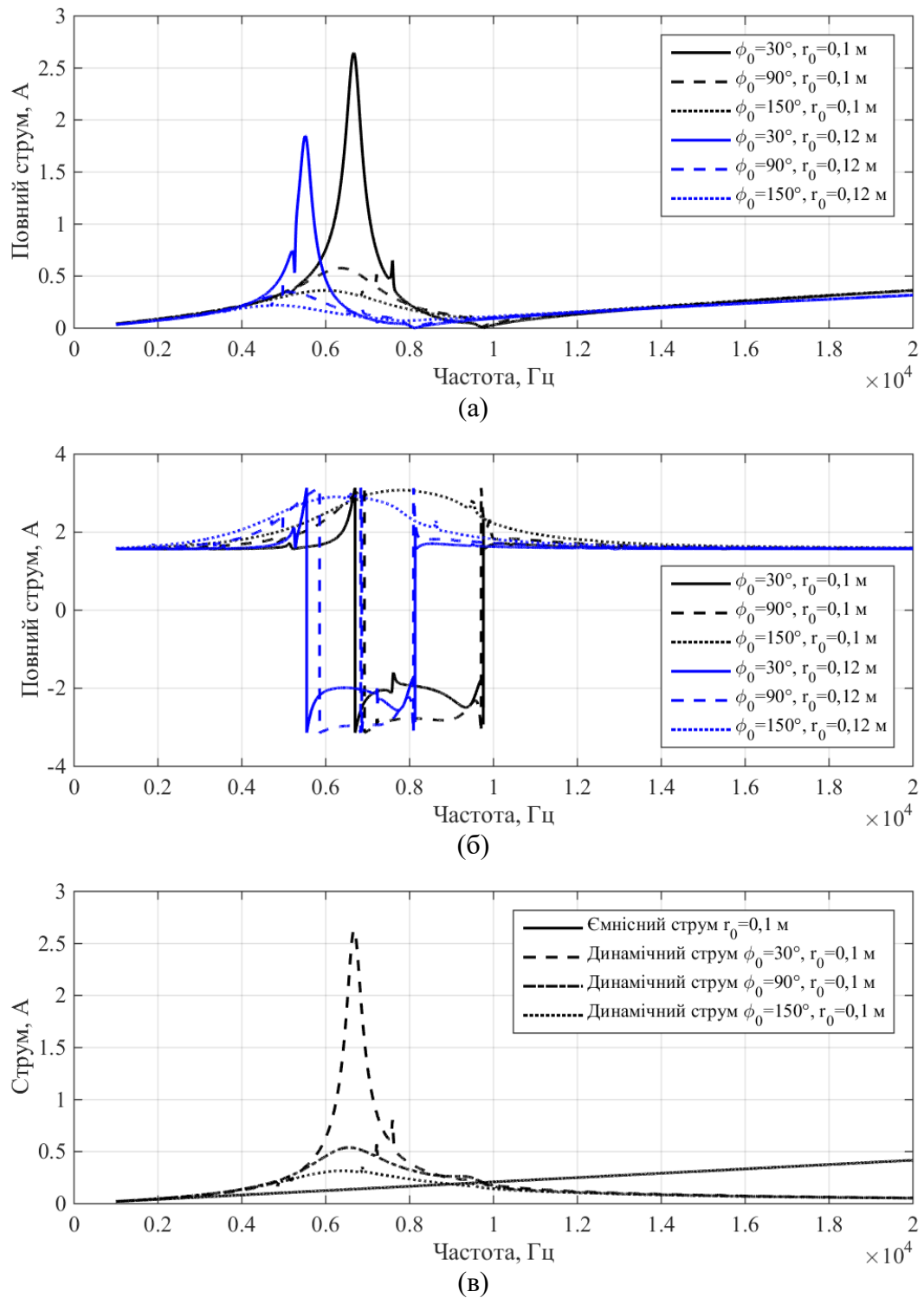


Рис. 4.32. Частотні залежності амплітуд (а,в) та фаз (б) повного, ємнісного та динамічного електричних струмів випромінювача силової конструкції з екраном для $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0$, $h = 0,008 \text{ м}$, для складу п'єзокераміки ЦТБС-3.

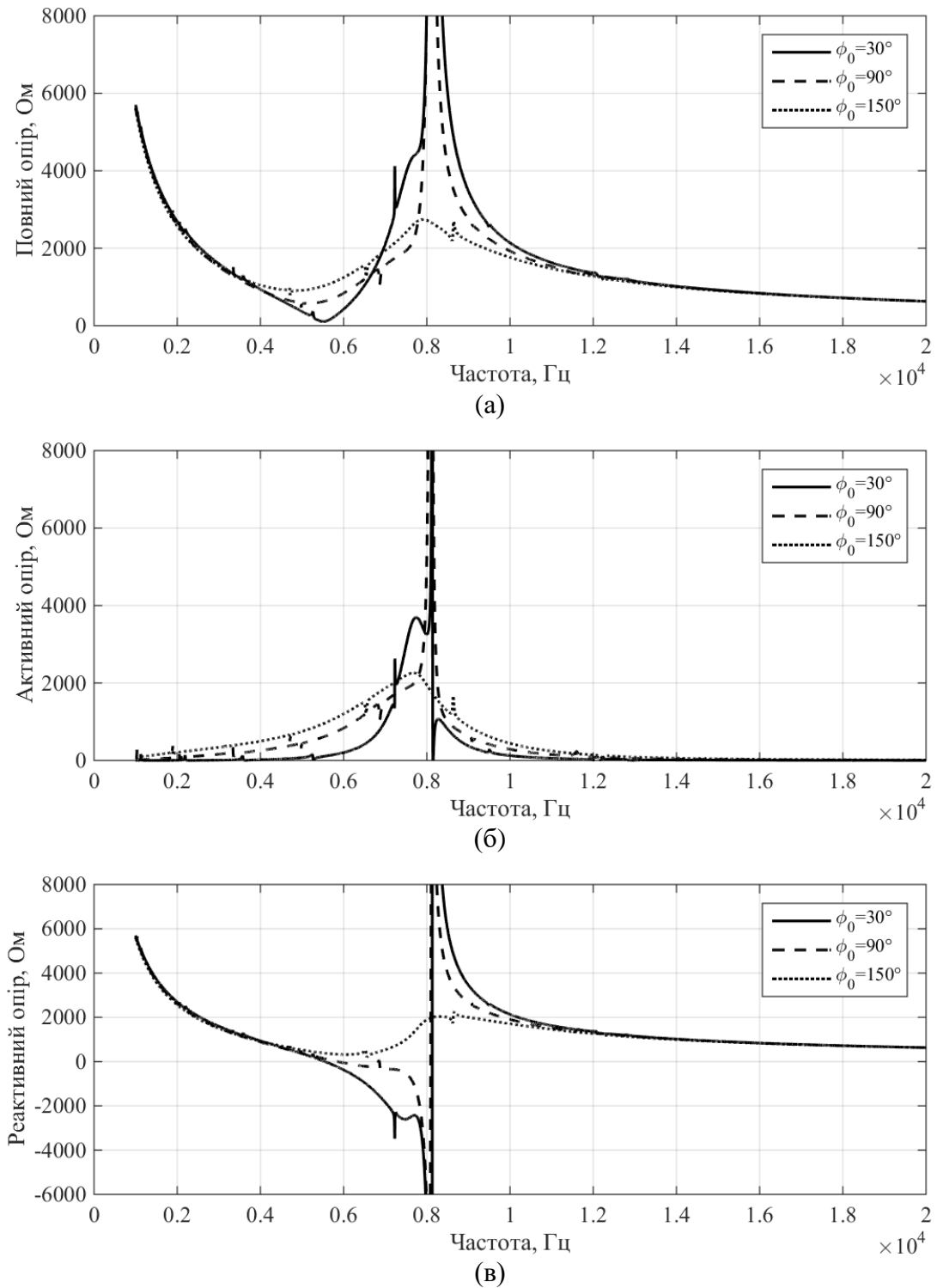


Рис. 4.33. Частотні залежності повного (а), активного (б) та реактивного (в) вхідних електричних опорів випромінювача силової конструкції з екраном для $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0$, $h = 0,008$ м, $r_0 = 0,12$ м, для складу п'єзокераміки ЦТБС-3.

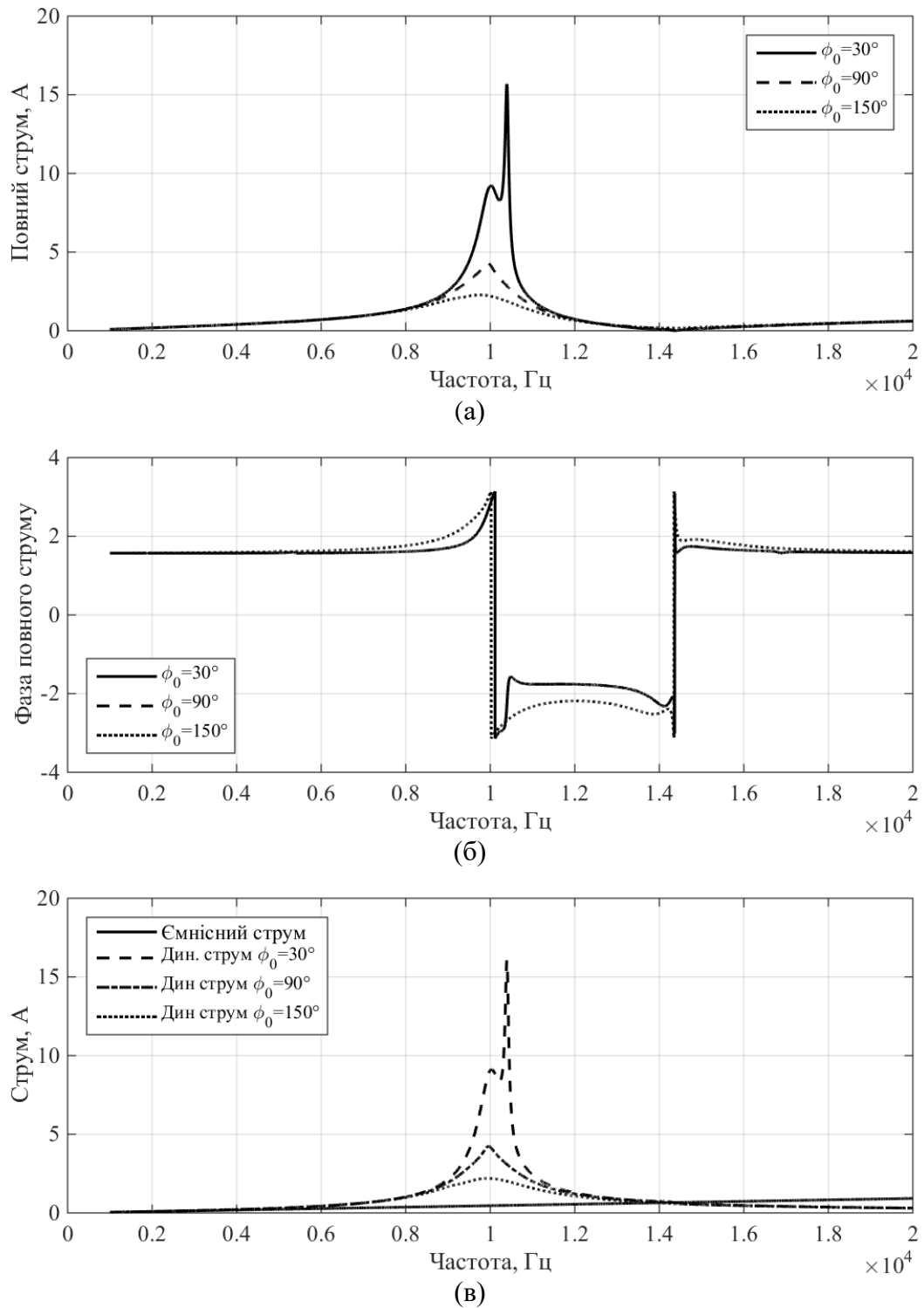


Рис. 4.34. Частотні залежності амплітуд (а,в) та фаз (б) повного, ємнісного та динамічного електричних струмів випромінювача силової конструкції з екраном для $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0$, $h = 0,008$ м, для складу п'єзокераміки ЦТБС-3.

з'являється новий вузькосмуговий резонанс з амплітудою струму, значно більшою при великих кутах екранування або рівною при малих кутах екранування амплітудам струму на частоті механічного резонансу компенсованого випромінювача.

Дуже складний характер набувають при збільшенні r_0 і частотні залежності вхідних електричних опорів (рис. 4.15 та 4.37). Ця складність пов'язана з появою у компенсованих екранованих випромінювачів в низькочастотній області додаткових вузькосмугових викидів. По-перше, ці викиди мають місце при всіх r_0 , а їх положення на вісі частот залежить від величини r_0 . Амплітуди викидів визначаються і середнім радіусом r_0 , і кутом екранування $\pi - \varphi_0$. Вони зростають при збільшенні величини r_0 і мало залежить від $\pi - \varphi_0$.

Збільшення товщини п'єзокерамічної оболонки без зміни її середньої окружності (рис. 4.14 та 4.38) обумовлює збільшення величини струмів всіх видів. При цьому характер частотної залежності струму практично не змінюється в областях низьких і високих частот і зазнає суттєвих змін в резонансній області. Ці зміни полягають в появі великої кількості дуже значних (в 2 рази більше) провалів і мають місце лише при великих кутах екранування випромінювачів.

В той же час збільшення (в 1,5 рази) товщини п'єзокерамічної оболонки в перетворювачах, що розглядаються, супроводжується (рис. 4.15 та 4.39) значним (в 2 рази і більше) зменшенням їх вхідних опорів.

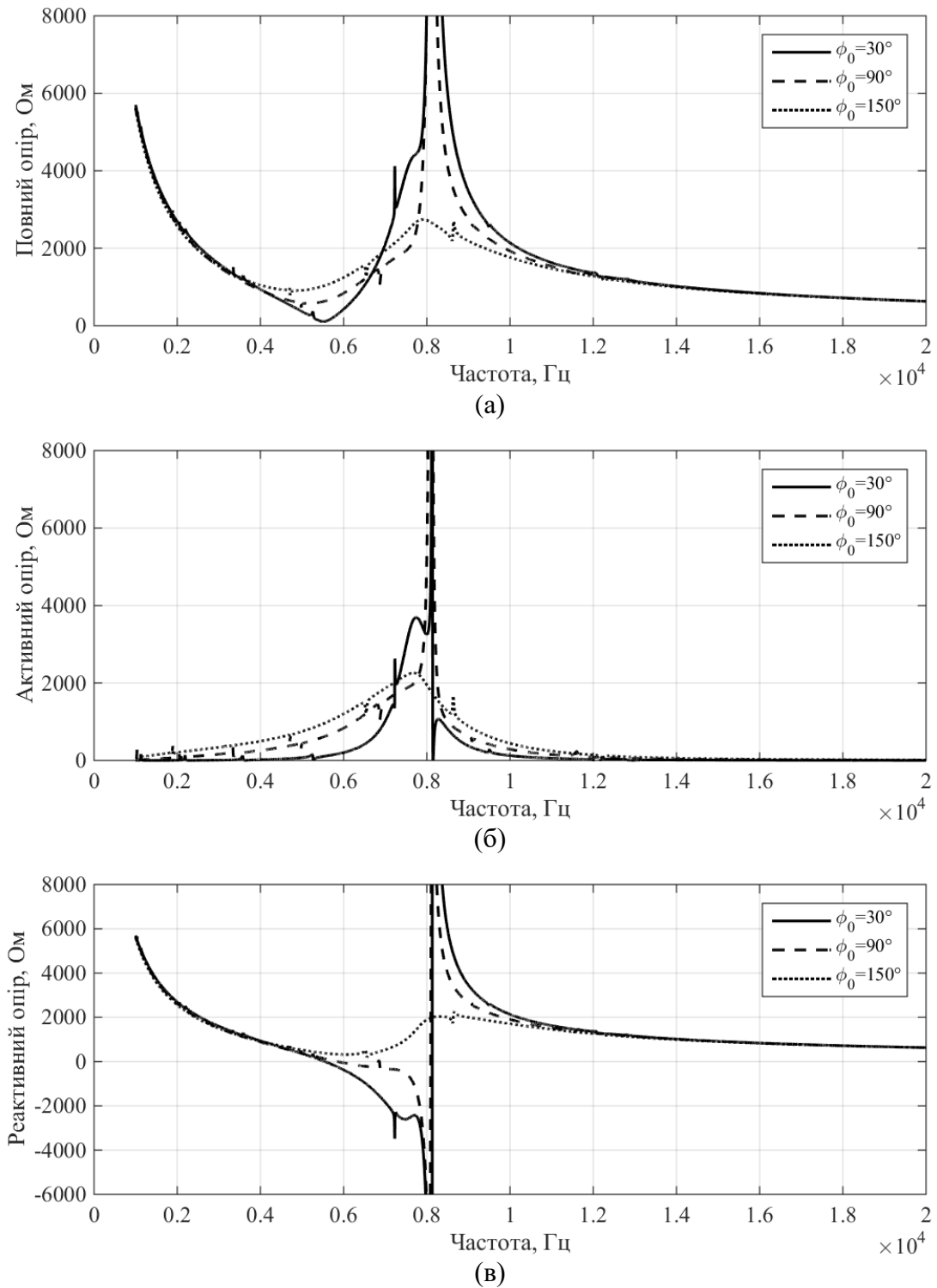


Рис. 4.35. Частотні залежності повного (а), активного (б) та реактивного (в) вхідних електричних опорів випромінювача силової конструкції з екраном для $r_0 = 0,068$ м, $h = 0,012$ м, $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 0$, для складу п'єзокераміки ЦТБС-3.

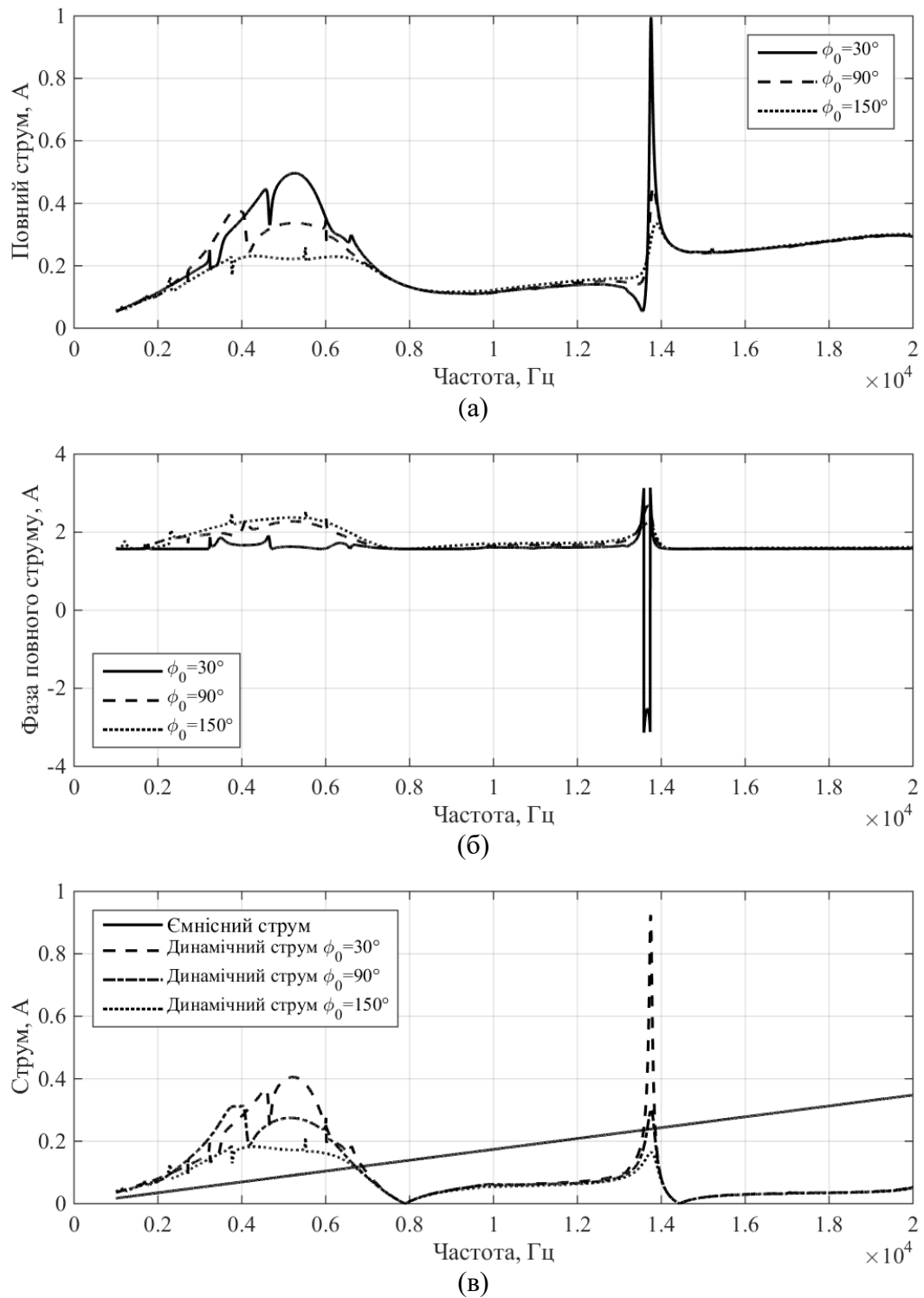


Рис. 4.36. Частотні залежності амплітуд (а,в) та фаз (б) повного, ємнісного та динамічного електричних струмів випромінювача компенсованої конструкції з екраном для $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 1$, $r_0 = 0,12$ м, $h = 0,008$ м, для складу п'єзокераміки ЦТБС-3.

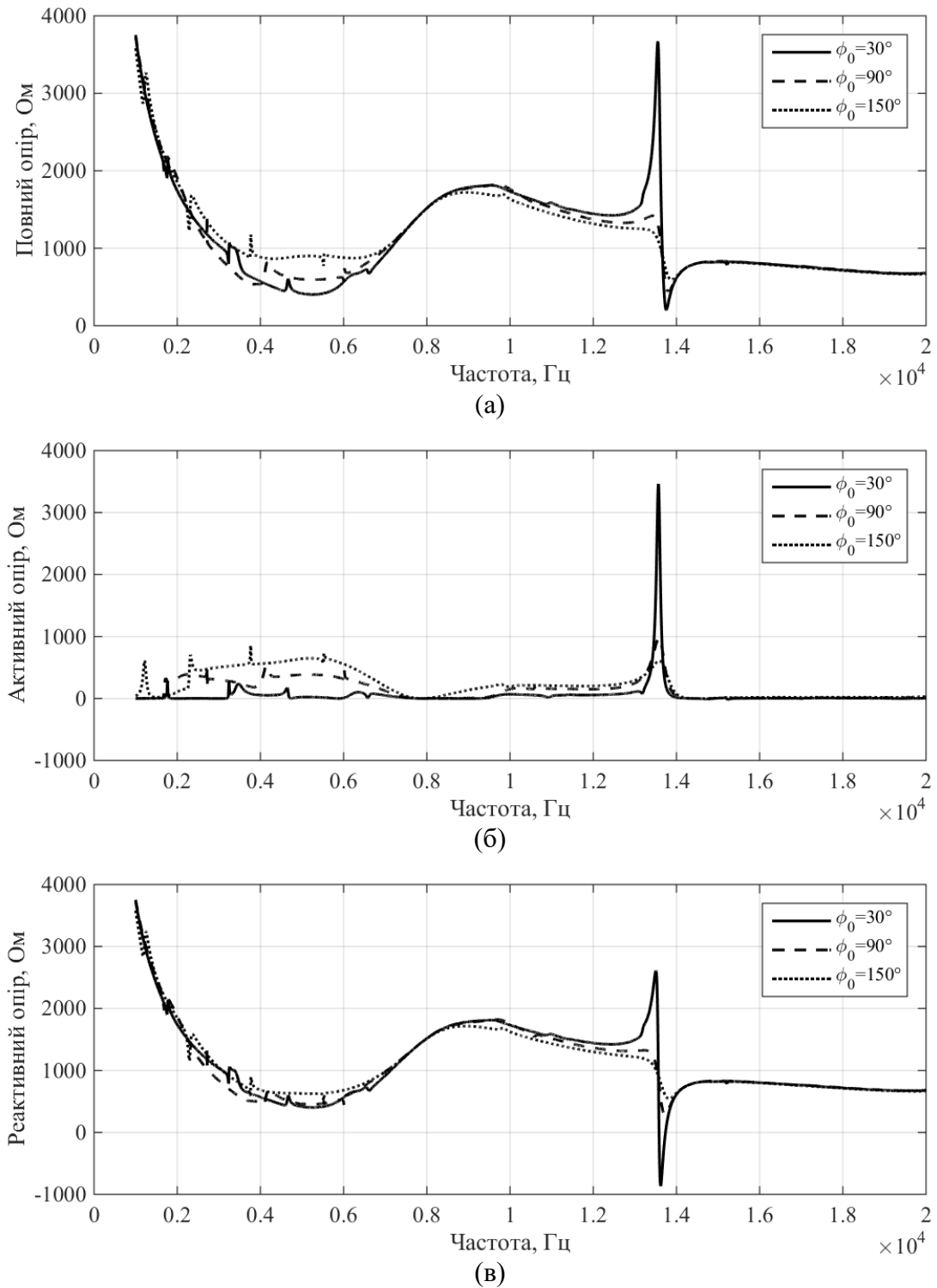


Рис. 4.37. Частотні залежності повного (а), активного (б) та реактивного (в) вхідних електричних опорів випромінювача компенсованої конструкції з екраном для $r_0 = 0,12$ м, $h = 0,008$ м, $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 1$, для складу п'єзокераміки ЦТБС-3.

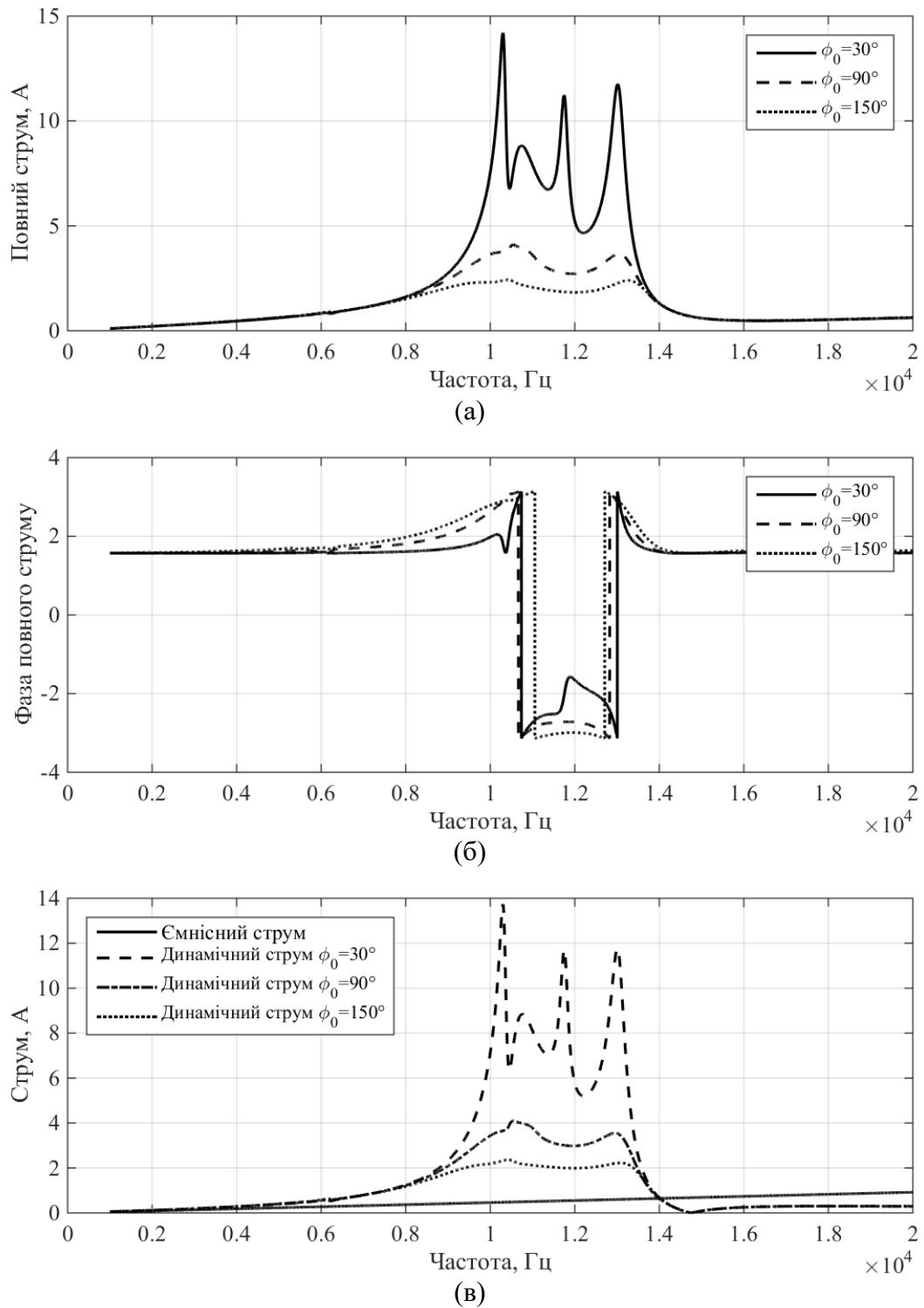


Рис. 4.38. Частотні залежності амплітуд (а,в) та фаз (б) повного, ємнісного та динамічного електричних струмів випромінювача компенсованої конструкції з екраном для $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 1$, $r_0 = 0,068$ м, $h = 0,012$ м, для складу п'єзокераміки ЦТБС-3.

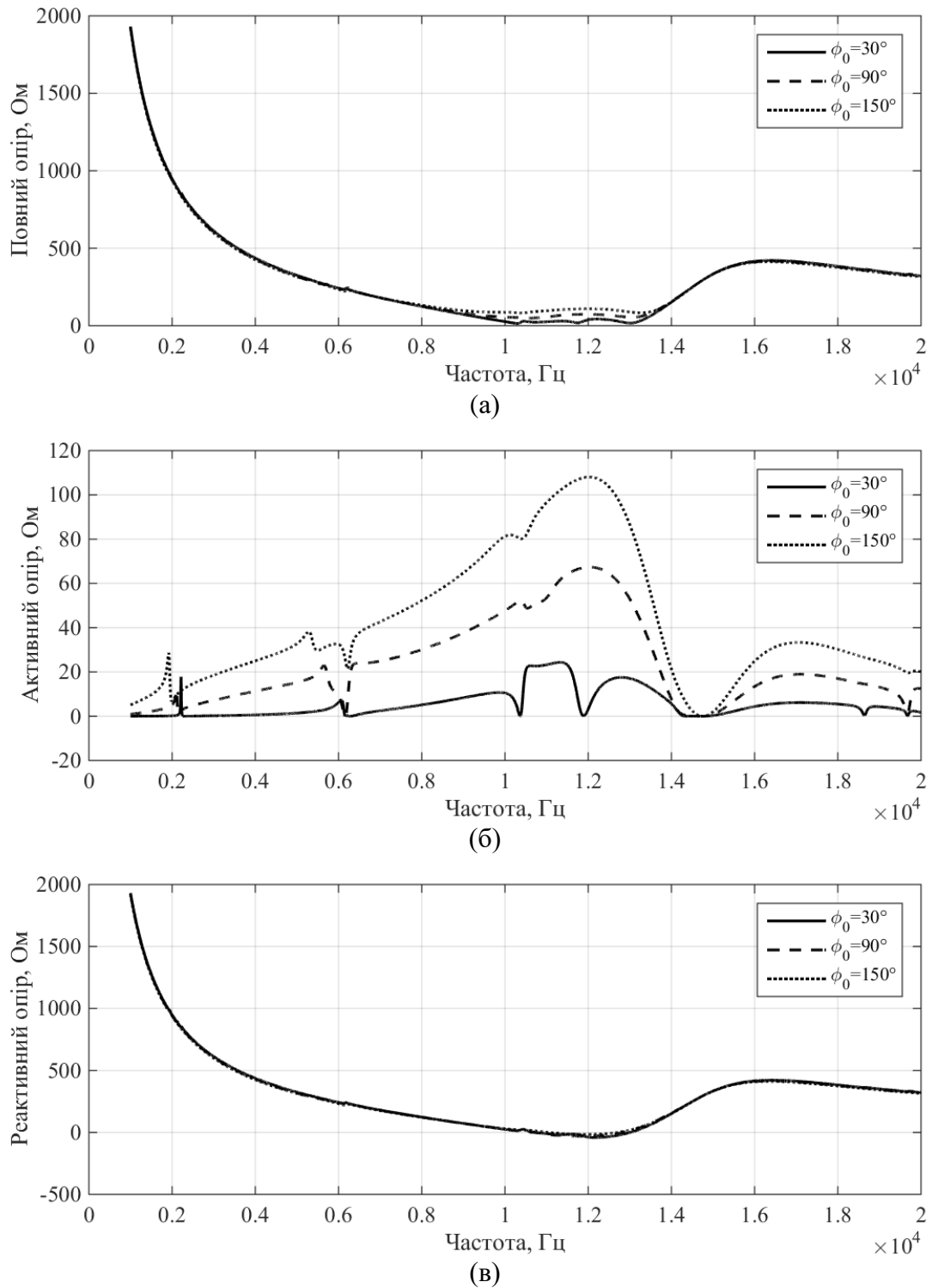


Рис. 4.39. Частотні залежності повного (а), активного (б) та реактивного (в) вхідних електричних опорів випромінювача компенсованої конструкції з екраном для $r_0 = 0,12$ м, $h = 0,008$ м, $\rho_1 c_1 / \rho_2 c_2 = 1$, для складу п'єзокераміки ЦТБС-3.

Висновки до розділу 4

Проведено обґрунтований аналіз вибору параметрів електричних полів екранованих випромінювачів, які потрібно досліджувати. Виходячи із електричних схем заміщення випромінювачів, необхідних для розробки генераторних пристроїв, та параметрів електричних полів, що характеризують ефективність збудження коливань п'єзокерамічних оболонок, в якості досліджуваних вибрані струм та вхідний електричний опір та їх складові.

Досліджені властивості електричних полів випромінювачів з екранами в залежності від тих же параметрів елементів конструкційного виконання випромінювачів, що і при дослідженні механічних та акустичних полів. Проведено великий об'єм чисельних досліджень та їх системний аналіз. Показано, що повний струм в зовнішньому ланцюгу випромінювача має дві складові – ємнісну та динамічну. Показано, що в низькочастотній області поведінка повного струму визначається сумісно ємнісною та динамічною складовими, в резонансній області – динамічною, а у високочастотній області – ємнісною складовою.

Вивчені властивості електричних полів екранованих випромінювачів в залежності від конфігурації та розмірів екранів. Встановлено визначальний вплив конфігурації і незначний вплив розмірів екранів на повний та динамічний струм випромінювачів та їх вхідний опір.

Виявлено суттєві зміни вхідних активних електричних опорів екранованих випромінювачів та встановлено умови, при яких активна складова електричного попру змінює свій характер з позитивного на від'ємний. Встановлено, що це явище обумовлене тим фактом, що на частотах, де повне акустичне поле суттєво перевищує складову, обумовлену нульовою модою коливань, частина повного акустичного поля поглинається екранованим випромінювачем. Поглинання, у зв'язку з симетричністю електричного поля, відбувається на нульовій моді коливань. За цих умов

екранований випромінювач починає поглинати енергію як з електричного, так і з акустичного полів.

ВИСНОВКИ

Основні результати, отримані в ході виконання досліджень в рамках дисертаційної роботи, полягають в наступному.

1. Запропоновані нові моделі в постановках задач стаціонарної гідроелектропружності щодо випромінювання гідроакустичних сигналів екранованим циліндричним випромінювачем, які дозволяють системно врахувати вплив особливостей виконання конструкції на фізичні поля випромінювача.
2. Строгим методом зв'язаних полів в багатозв'язних областях виконано розв'язок наскрізних задач випромінювання гідроакустичних сигналів екранованим циліндричним п'єзокерамічним випромінювачем з конкретними геометричними, фізичними та хвильовими властивостями елементів їх конструкцій, в якому враховані взаємодія електричних, механічних та акустичних полів в процесі перетворення енергії, взаємне розташування екрана та п'єзокерамічної оболонки в випромінювачі і реакція зовнішнього і внутрішнього середовищ на формування фізичних полів випромінювачів. Одержані аналітичні співвідношення для опису цих полів.
3. Вперше виконані системні дослідження властивостей вказаних вище фізичних полів та зв'язок між ними і встановлені якісні і кількісні закономірності впливу на поля геометричних, фізичних та хвильових характеристик елементів конструкцій екранованих випромінювачів. До цих елементів віднесені: тип виконання конструкції (силова, компенсована) та характеристики середовища у внутрішньому об'ємі; розміри, склад п'єзокераміки і тип поляризації п'єзокерамічної оболонки; конфігурація та розміри акустичного екрану.
4. Врахування ефектів зв'язаності полів дозволило вперше встановити та дослідити ряд нових фізичних властивостей екранованих циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів, а саме:

- суттєві зміни механічних полів екранованих випромінювачів порівняно із неекранованими. Вони полягають в появі наступних за нульовою мод коливань, амплітуди яких порівняні з нульовою, і ефективному перерозподілі електричної енергії, яка «закачується» в п'єзокерамічну оболонку випромінювача на нульовій моді, між наступними модами коливань. Причинами цього є радіальна симетрія електричного навантаження випромінювача при вибраному способі його електричного збудження і втрата радіальної симетрії радіаційного акустичного навантаження випромінювача завдяки введенню до його складу акустичного екрана у вигляді незамкнутого кільцевого шару;
- розширення і збагачення спектра власних резонансних частот акустичного поля екранованого випромінювача. При цьому в області низьких частот з'являються власні резонанси, частоти яких в 3-5 раз менші від частоти резонанса нульової моди п'єзокерамічної оболонки, а амплітуди акустичного поля сумірні або більші її амплітуди. Причиною їх появи є виникнення мод коливань механічного поля екранованого випромінювача, наступних за нульовою;
- керування електричним струмом у зовнішньому ланцюгу екранованого випромінювача закономірностями поведінки ємнісної та динамічної складових повного струму в низькочастотній області, тільки динамічного струму в області основного резонанса і тільки ємнісного струму у високочастотній області та зміну вхідних активних електричних опорів екранованих випромінювачів при певних умовах. Ці умови виникають в тих діапазонах частот, де повне акустичне поле суттєво перевищує його складову, обумовлену нульовою модою коливань, завдяки чому частина повного акустичного поля поглинається екранованим випромінювачем і знову ж таки на нульовій моді коливань повертається в електричне поле.

5. Експериментально підтвержені дані, отримані розрахунковим шляхом, що є свідченням адекватності зроблених припущень при заміні фізичної моделі на розрахункову та виконанні розрахунків.
6. Розроблені наукові засади по проектуванню циліндричних п'єзокерамічних екранованих випромінювачів впроваджені в практику проектування таких перетворювачів, що підтверджується актом впровадження.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Акустичні антени / В. С. Дідковський, С. М. Порошин, О. В. Коржик [та ін.]. – К. : НТУУ «КПІ», 2014 р. – 244 с.
2. Акустика. Справочник / под ред. М. А. Сапожкова. – М. : Радио и связь, 1989. – 336 с.
3. Аронов Б. С. Электромеханические преобразователи из пьезоэлектрической керамики / Б. С. Аронов. – Л. : Энергоатомиздат, 1990. – 272 с.
4. Аронов Б. С. О расчете пьезокерамических приемников первого порядка / Б. С. Аронов // Акустический журнал. – 1988. – Т.24. №5 – С. 804-810.
5. Aronov B. Analysis of the piezoelectric properties of tangentially polarized, stripe-electroded cylinders / B. Aronov, C. Bachand, D. A. Brown // J. Acoust. Soc. Amer. – 2011 – Vol.129 – №1 – P. 2960-2967.
6. Aronov B. Analysis of unidirectional broadband piezoelectric spherical shell transducers for underwater acoustics / B. Aronov, D. A. Brown, Xiang Yan // J. Acoust. Soc. Amer. – 2012 – Vol.131 – №3 – P. 2079-2090.
7. Aronov B. Coupled vibration analysis of the thin-walled cylindrical piezoelectric ceramic transducers / B. Aronov // J. Acoust. Soc. Amer. – 2009 – Vol.125 – №2 – P. 803-818.
8. Aronov B. Experimental investigation of coupled vibrations in piezoelectric cylindrical shells / B. Aronov, D. A. Brown, S. Regmi // J. Acoust. Soc. Amer. – 2006 – Vol.120 – №3 – P. 1374-1380.
9. Aronov B. Piezoelectric circular ring flexural transducers / B. Aronov // J. Acoust. Soc. Amer. – 2013 – Vol.134 – №2 – P. 1021-1030.
10. Бабаев А. Э. Нестационарные колебания тонкостенного цилиндрического пьезовибратора в жидкости при неосесимметричном электрическом возбуждении / А. Э. Бабаев, Л. М. Бут, В. Г. Савин // Прикладная механика. – 1990. – Т.26. – С. 59-67.

11. Babaev A. E. Influence of an oscillating circuit on the radiation of transient acoustic waves by an electroelastic cylinder // A. E. Babaev, A. A. Babaev, I. V. Yanchevskiy // J. Acoust. Soc. Amer. – 2010 – Vol.127 – №4 – P. 2282-2289.
12. Басовский В. Г. Излучение звука конечной решеткой из открытых пьезокерамических колец / В. Г. Басовский // Акустический вестник. – 1998. – Т.1. №2. – С. 3-20.
13. Бейтмен Г. Высшие трансцендентные функции. Т.2. Функции Бесселя, функции параболического цилиндра, ортогональные многочлены / Г. Бейтмен, А. Эрдейи [пер. с англ. Н. Я. Виленкина]. – М. : Наука, 1966. – 295 с.
14. Берлинкур Д. Пьезоэлектрические и пьезомагнитные материалы и их применение в преобразователях / Д. Берлинкур, Д. Керран, Г. Жаффе // Физическая акустика в 7 т., М. : Мир, 1966. – Т.1. – Часть А – С. 204-326.
15. Борисейко В. А. Соотношения электроупругости для цилиндрических оболочек вращения / В. А. Борисейко, В. Т. Гринченко, А. Ф. Улитко // Прикладная механика. – 1976. – Т.12. №2 – С. 26-33.
16. Butler J. L. A tri-modal directional transducer / J. L. Butler, A. L. Butler, J. A. Rice // J. Acoust. Soc. Amer. – 2004 – Vol.115 – №2 – P. 658-665.
17. Ватсон Г. Н. Теория Бесселевых функций. Ч.1. / Г.Н. Ватсон [пер. со 2-го англ. Изд. В. С. Бермана]. – М. : Издательство иностранной литературы, 1949. – 798 с.
18. Визначення електричної напруги на навантаженні прийомного сферичного електропружного перетворювача, який заповнено акустичним середовищем (постановка і загальний розв'язок) / Д. Д. Новак, О. В. Коржик, О. М. Петрищев, Ю. В. Губинець // Системи обробки інформації. – 2014. – №7 – С. 49-56.
19. Вовк И. В. Звуковое поле бесконечного кругового цилиндрического преобразователя, частично покрытого слоем акустически мягкого

- материала / И. В. Вовк, В. Т. Гринченко, В. И. Маяцкий // Акустический журнал. – 1972 – Т.18, – №3 – С. 365-369.
20. Вовк И. В. Излучение звука цилиндром, охваченным незамкнутым кольцевым соем / И. В. Вовк // Акустический журнал. – 1980 – Т.26, №3 – С. 364-370.
21. Вовк И. В. Излучение звука конечным набором соосных пьезокерамических оболочек / И. В. Вовк, В. Т. Гринченко // Акустический журнал. – 1991 – Т.37 – №2 – С. 259-269.
22. Вовк И. В. О расширении возможностей метода частичных областей применительно к задачам излучения и рассеяния волн / И. В. Вовк, В. Т. Гринченко // Акустический журнал. – 1989 – Т.35 – №1 – С. 29-36.
23. Вовк И. В. К вопросу о направленности цилиндрического излучателя, частично покрытого слоем экранирующего материала / И. В. Вовк, В. Т. Гринченко // Акустический журнал. – 1975. – Т.21. №2 – С. 294-296.
24. Габидулин Г. С. Антенные устройства гидроакустических средств и их элементы / Г. С. Габидулин, А. М. Тюрин, В. И. Нестеренко. – Л. : ВМА, 1982. – 364 с.
25. Глазанов В. Е. Экранирование гидроакустических антенн / В. Е. Глазанов. – Л. : Судостроение, 1986. – 148 с. (Б-ка инженера гидроакустика).
26. Гольденвейзер А. Л. Теория упругих тонких оболочек / А. Л. Гольденвейзер. – М. : Наука, 1976. – 512 с.
27. Гринченко В. Т. Волновые задачи акустики: монография / В. Т. Гринченко, И. В. Вовк, В. Т. Мацыпура. – К. : Интерсервис, 2013. – 572 с.
28. Гринченко В. Т. Теоретические основы акустики: учебное пособие / В. Т. Гринченко, В. С. Дидковский, В. Т. Мацыпура. – К. : ИЗМН, 1998. – 376 с.

29. Гринченко В. Т. Основы акустики (учебное пособие) / В. Т. Гринченко, И. В. Вовк, В. Т. Мацыпура – К. : Наукова думка, 2009. – 867 с.
30. Гринченко В. Т. Волновые задачи рассеяния звука на упругих оболочках / В. Т. Гринченко, И. В. Вовк. – К. : Наукова думка, 1986. – 240 с.
31. Гринченко В. Т. Звуковое поле экранированного кругового цилиндра / В. Т. Гринченко, С. А. Лунева // Акустический журнал. – 1980 – Т.26, – №3 – С. 462-466.
32. Гузь А. Н. Гидроупругость систем оболочек / А. Н. Гузь, В. Д. Кубенко, А. Э. Бабаев. – К. : Высшая школа, 1984. – 206 с.
33. Гусак З. Т. Физические поля гидроакустической антенны, состоящей из уголкового рупора и пьезокерамического излучателя с окружной поляризацией / З. Т. Гусак, А. Г. Лейко // Электроника и связь. – 2014. – Т.19. №1 – С. 102-108.
34. Гусак З. Т. Поле излучения уголковой рупорной антенны с пьезокерамическим преобразователем с радиальной поляризацией / З. Т. Гусак, А. Г. Лейко // Электроника и связь. – 2014. – Т.19. №2 – С. 75-81.
35. Гусак З. Т. О частотных характеристиках электрических полей цилиндрической пьезокерамической антенны с экраном в виде незамкнутого кольцевого слоя / З. Т. Гусак, А. Г. Лейко // Журнал нанота електронної фізики. – 2016. – Т.8. №1, 01029 – с. 1-6.
36. Гусак З. Т. К вопросу о расчете параметров рупорных антенн для активных гидроакустических станций / З. Т. Гусак // V Науково-технічна конференція «Проблемні питання розвитку озброєння та військової техніки» – 2014.
37. Гусак. З. Т. Свойства механических полей экранированных гидроакустических излучателей компенсированной конструкции в зависимости от параметров экрана / З. Т. Гусак // Сб. тр. акуст. симпоз. КОНСОНАНС-2015. – 2015. – С. 72-77.

38. Гусак З. Т. Про формування направленості в системі «гідроакустична станція – надводний корабель» з антенами змінної глибини / З. Т. Гусак // IV Науково-технічна конференція «Проблемні питання розвитку озброєння та військової техніки» – 2016 – С. 324-325.
39. Дідковський В. С. Електроакустичні п'єзокерамічні перетворювачі (розрахунок, проектування, конструювання). Навчальний посібник / В. С. Дідковський, О. Г. Лейко, В. Г. Савін. – Кіровоград : «Імекс-ЛТД», 2006. – 448 с.
40. Дідковський В. С. Особливості конструювання електроакустичних антен для рідинних акустичних технологій / В. С. Дідковський, О. Г. Лейко, І. В. Денисенко, І. В. Кандрачук // Електроніка та зв'язок. – 2011. – №2 – С. 140-145.
41. Доннел Л. Г. Балки, пластины и оболочки / Л. Г. Доннел [пер. с англ. под ред. Э.И. Григолюка.]. – М. : Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1982. — 568 с.
42. Ebenezer D. D. Piezoelectric thin shell theoretical model and eigenfunction analysis of radially polarized ceramic cylinders / D. D. Ebenezer, P. Abraham // J. Acoust. Soc. Amer. – 1999 – Vol.105 – №1 – P. 154-163.
43. Ebenezer D. D. New methods to characterize radially polarized piezoelectric ceramic cylindrical shells of finite length / D. D. Ebenezer, A. J. Sujatha // J. Acoust. Soc. Amer. – 1997 – Vol.102 – №3 – P. 1540-1548.
44. Евтютов А. П. Инженерные расчеты в гидроакустике (2-е изд., перераб. и доп.) / А. П. Евтютов, В. Б. Митько. – Л. : Судостроение, 1988. – 288 с. (Б-ка инженера-гидроакустика).
45. Иванов Е. А. Дифракция электромагнитных волн на двух телах / Е. А. Иванов. – Минск : Наука и техника, 1968. – 584 с.
46. Иофе В. К. Электроакустика / В. К. Иофе. – М. : Связьиздат, 1954. – 184 с.
47. Исакович М. А. Общая акустика / М. А. Исакович. – М. : Наука, 1973. – 496 с.

48. Канторович Л. В. Приближенные методы высшего анализа / Л. В. Канторович, В. И. Крылов. – Л. : Физматлит, 1962. – 708 с.
49. Клей К. Акустическая океанография: Пер. с англ. / Под ред. Ю. Ю. Житковского. – М. : Мир, 1980. – 582 с.
50. Клещеев А. А. Основы гидроакустики / А. А. Клещеев, И. И. Клюкин. – Л. : Судостроение, 1987. – 224 с.
51. Климов А. Е. Дифракция звуковых волн на системе цилиндров, расположенных в незамкнутых кольцевых слоях / А. Е. Климов, А. Г. Лейко // Акустический журнал. – 1979. – Т.25, №5. – С. 717-724.
52. Климов А. Е. Дифракция звуковых волн на резонансном цилиндрическом преобразователе, частично покрытым звукоотражающим слоем конечной толщины / А. Е. Климов, А. Г. Лейко // Материалы IX Всесозной Акустической конференции. Сб. докладов, М. : АКИН, 1977, секция 2. – С. 33-39.
53. Клюкин И. И. Звук и море / И. И. Клюкин. – Л. : Судостроение, 1974. – 240 с.
54. Колесников А. Е. Акустические измерения / А. Е. Колесников. – Л. : Судостроение, 1983. – 256 с.
55. Конструювання електроакустичних приладів і систем для мультимедійних акустичних технологій. Навчальний посібник / В. С. Дідковський, С. М. Порошин, О. Г. Лейко [та ін.]. – К. : НТУУ "КПІ", 2013. – 390 с.
56. Коржик А. В. Амплитудно-частотные характеристики некоторых форм колебаний пьезокерамических цилиндрических приемников звука при различных видах электродирования в условиях связанности / А. В. Коржик // Акустичний вісник. – 2009 – Т. 12, – №3 – С. 33-40.
57. Коржик А. В. Гидроакустические устройства на основе многомодовых пьезокерамических преобразователей: дис....доктора техн. наук : 05.09.08 / Алексей Владимирович Коржик. – К. 2011. – 385 с.

58. Коржик А. В. Фазо-частотные характеристики некоторых форм колебаний пьезокерамических цилиндрических приемников звука при различных видах электродирования в условиях связанности / А. В. Коржик // Акустичний вісник. – 2009 – Т. 12, – №4 – С. 29-33.
59. Коржик А. В. Особенности импедансных характеристик цилиндрического излучателя нулевого порядка, размещенного в замкнутом кольцевом слое / А. В. Коржик // Электроника и связь. – 2013 – №3. – С. 49-55.
60. Коржик А. В. Исследование электромеханических характеристик излучающего цилиндрического пьезокерамического преобразователя с полностью электродированной поверхностью, расположенного в замкнутом кольцевом слое / А. В. Коржик, Т. С. Куроедова, Н. Ю. Филиппова // Электроника и связь. – 2013 – №1 – С. 102-109.
61. Коржик О. В. До визначення граничних умов в постановках задач прийому звуку сферичним електропружним перетворювачем з розрізними електродами / О. В. Коржик // Электроника и связь. – 2013. – №2 – С. 97-103.
62. Коржик А. В. Электромеханические характеристики приемного цилиндрического преобразователя размещенного в кольцевом слое / А. В. Коржик, В. П. Овсяник, Е. В. Попсуй, Н. Ю. Филиппова // Электроника и связь. – 2013 – №2 – С. 109-114.
63. Коржик А. В. Расчет частотной характеристики сферического монолитного пьезокерамического гидрофона / А. В. Коржик, О. Н. Петрищев // Электроника и связь. – 2014. – №3 – С. 73-87.
64. Коржик О. В. Випромінення звуку циліндричним електропружним джерелом нульового порядку, яке розміщено в замкненому пружному шарі / О. В. Коржик // Електроніка та зв'язок. – 2012. – №5 – С. 30-35.
65. Коржик А. В. Постановка и решение задачи о приеме звука цилиндрическим электроупругим преобразователем с полностью электродированной поверхностью, размещенным в замкнутом

- волновом слое / А. В. Коржик, Н. Ю. Филиппова // Электроника и связь. – 2012. – №1 – С. 18-24.
66. Корякин Ю. А. Корабельная гидроакустическая техника: состояние и актуальные проблемы / Ю. А. Корякин, С. А. Смирнов, Г. В. Яковлев. – СПб. : Наука, 2004. – 410 с.
67. Кубенко В. Д. Нестационарное взаимодействие элементов конструкции со средой / В. Д. Кубенко. – К. : Наукова думка, 1979. – 184 с.
68. Кузнецов В. П. Акустические океанологические исследования и экспедиции / В. П. Кузнецов, Б. Г. Мордвинов, В. И. Тимошенко. – Ростов-на-Дону : Ростиздат, 2002. – 544 с.
69. Лейко А. Г. Акустические свойства цилиндрической пьезокерамической гидроакустической антенны с плоским экраном в диаметральной плоскости / А. Г. Лейко, З. Т. Гусак, И. В. Кандрачук, М. А. Мельниченко // Электроника и связь. – 2015. – Т.20. №2 – С. 71-78.
70. Лейко А. Г. Механические поля цилиндрической гидроакустической антенны с плоским экраном в диаметральной плоскости / А. Г. Лейко, З. Т. Гусак // Электроника и связь. – 2015. – Т.20. №3 – С. 87-93.
71. Лейко А. Г. Свойства механических полей экранированных гидроакустических излучателей силовой конструкции в зависимости от параметров экрана / А. Г. Лейко, З. Т. Гусак, И. В. Кандрачук // Электроника и связь. – 2016. – Т.20. №3 – С. 27-35.
72. Лейко А. Г. Подводные акустическая аппаратура и устройства. Т.1. Подводные акустические антенны / А. Г. Лейко, Ю. Е. Шамарин, В. П. Ткаченко. – К. : Аванпостприм, 2000. – 320 с.
73. Лейко А. Г. Звуковые поля пьезокерамических излучателей с различным пьезоэффектом / А. Г. Лейко, А. И. Нижник, Я. И. Старовойт // Электроника и связь. – 2013 – №5 – С. 50-55.
74. Лейко А. Г. Акустические свойства цилиндрических пьезокерамических излучателей силовой и компенсированной

- конструкции с продольным и поперечным пьезоэффектами / А. Г. Лейко, А. И. Нижник, Я. И. Старовойт // Электроника и связь. – 2013 – №6 – С. 62-73.
75. Лейко А. Г. Звуковое поле бесконечной круговой цилиндрической решетки с зазорами / А. Г. Лейко // Акустический журнал. – 1978. – Т.24, №6. – С. 936-939.
76. Ляв А. Математическая теория упругости / А. Ляв, М. : 1935. – 674 с.
77. Мезон У. П. Физическая акустика. Т.1. Методы и приборы ультразвуковых исследований / У. П. Мезон. – М. : Мир, 1966. – 589 с.
78. Механика связанных полей в элементах конструкций. Т.5. Электроупругость / В. Т. Гринченко, А. Ф. Улитко, Н. А. Шульга ; Отв. ред. А. Н. Гузь; АН УССР. Ин-т механики. – К. : Наукова думка, 1989. – 280 с.
79. Modal analysis of the electromechanical conversion in piezoelectric ceramic spherical shells / B. Aronov, D. A. Brown, Xiang Yan, C. L. Bechand // J. Acoust. Soc. Amer. – 2011 – Vol.130 – №2 – P. 753-763.
80. Novikov B. K. Nonlinear underwater acoustics / B. K. Novikov, V. I. Rudenko, V. I. Timoshenko. – New York : AIP-Press, 1987. – 262 p.
81. Oishi T. Broadband multimode baffled piezoelectric cylindrical shell transducers / T. Oishi, B. Aronov, D. A. Brown // J. Acoust. Soc. Amer. – 2007 – Vol.121 – №6 – P. 3465-3471.
82. ОСТ5.8361-86. Аппаратура гидроакустическая. Антенны и преобразователи. Методы измерения электроакустических параметров в измерительных бассейнах. – 1986. – 168 с.
83. Патент України №100428 МПК (2006) G01S 7/52. Активно-пасивна система «Гідроакустична станція – надводний корабель» / Д. А. Дерепя, О. Г. Лейко, І. М. Фалєєв, О. І. Старовойт, О. І. Нижник, З. Т. Гусак. – № 201500944 ; заявл. 06.02.2015 ; опубл. 27.07.2015, бюл. № 14.
84. Патент України №99634 МПК (2006) G01S 7/52. Направлений циліндричний гідроакустичний перетворювач / Д. А. Дерепя,

- О. Г. Лейко, А. О. Куцак, А. М. Кацан, О. С. Ісаєнко, О. М. Коньок, О. О. Кочарян, В. В. Джаназян, О. І. Старовойт, О. І. Нижник, З. Т. Гусак. – № 201500697 ; заявл. 28.01.2015 ; опубл. 10.06.2015, бюл. № 11.
85. Патент України №99064 МПК (2006) G01S 7/52. Циліндричний гідроакустичний перетворювач / Д. А. Дерєпа, О. Г. Лейко, А. В. Косяковський, О. О. Расстригін, С. М. Розгонаєв, І. В. Аверічев, Ю. Я. Меленко, О. І. Старовойт, О. І. Нижник, З. Т. Гусак. – № 201500253 ; заявл. 14.01.2015 ; опубл. 12.05.2015, бюл. № 9.
86. Патент України №6210 МПК (2006) G01R 29/00. Трехдиапазонный способ определения физико-механических констант пьезокерамических материалов / В. С. Дидковский, О. Н. Петрищев, А. Н. Шаблатович. – № 20041109024 ; заявл. 04.11.2004 ; опубл. 15.04.2005, бюл. № 4.
87. Pathak A. G. Acoustic harmonic radiation from fluid-loaded infinite elastic plates used elasticity theory / A. G. Pathak, P. R. Stepanishen // J. Acoust. Soc. Amer. – 1993 – Vol.94 – №1 – P. 1700-1709.
88. Подводная электроакустическая аппаратура и устройства. Т.2. Технология акустических антенн. Методы изготовления с применением электрофизических приемов обработки / Ю. Е. Шамарин, А. Г. Лейко, А. Ю. Шамарин, В. П. Ткаченко. – К. : Аванпостприм, 2001. – 256 с.
89. Петрищев О. Н. Гармонические колебания пьезокерамических элементов. Часть 1. Гармонические колебания пьезокерамических элементов в вакууме и метод резонанса – антирезонанса / О. Н. Петрищев. – К. : «АВЕРС», 2012. – 299 с.
90. Петрищев О. Н. Осесимметричные колебания цилиндрической пьезокерамической оболочки конечной высоты / О. Н. Петрищев, А. В. Коржик, Н. Ю. Филиппова // Электроника и связь. – 2011. – №6 – С. 33-39.

91. Подводные электроакустические преобразователи. Справочник / [В. В. Богородский, Л. А. Зубарев, Е. А. Коренин, В. И. Якушев] – Л. : Судостроение, 1983. – 248 с.
92. Плескач М. Г. Випромінення звуку циліндричним п'єзокерамічним випромінювачем, розміщеним в шарі звукопрозорого матеріалу / М. Г. Плескач, О. Г. Лейко // Електроніка та зв'язок. – 2010. – Т.57. №4 – С. 175-179.
93. Пьезоэлектрические трансформаторы и датчики / В. М. Шарапов, И. Г. Минаев, Ж. В. Сотула, К. В. Базило, Л. Г. Куницкая. – Черкассы: Вертикаль, 2010. – 278 с.
94. Радиальные колебания цилиндрической пьезокерамической оболочки / В. С. Дидковский, А. Е. Климов, А. Г. Лейко, О. Н. Петрищев // Электроника и связь. – 2009 – №6 – С. 31-40.
95. Radlinski R. P. Analysis of Scattering From Large Planar Gratings of Compilant Cylindrical Shells / R. P. Radlinski, G. A. Brigham, J. J. Libucha // J. Acoust. Soc. Amer. – 1977 – Vol.61 – №1 – P. 48-59.
96. Radlinski R. P. Radiations Patterns and Radiations Impedances of a Pulsating Cylinder Surrounded by Circular Cage of Parallel Cylindrical Rods / R. P. Radlinski, T. I. Meyers // J. Acoust. Soc. Amer. – 1974 – Vol.56 – №3 – P. 842-848.
97. Ржевекин С. Н. Курс лекций по теории звука / С. Н. Ржевекин. – М. : Изд. МГУ, 1960. – 336 с.
98. Рего Г. К. Метрологическая обработка результатов технических измерений / Г. К. Рего. – К. : Техника, 1987. –126 с.
99. Rogers P. H. Mathematical model for a free-flooded piezoelectric cylinder transducer / P. H. Rogers // J. Acoust. Soc. Amer. – 1986 – Vol.80 – №1 – P. 13-18.
100. Савин В. Г. Уравнения движения тонкостенных цилиндрических пьезокерамических преобразователей с окружной поляризацией /

- В. Г. Савин, Ю. А. Дидусенко // Сб. тр. акуст. симпоз. КОНСОНАНС-2011. – К. : ИГМ НАНУ, 2011. – С. 230–235.
101. Савин В.Г. Прямая и обратная задачи излучения акустических импульсов цилиндрическим пьезокерамическим преобразователем / В. Г. Савин, Ж. В. Сотула, Н. И. Штефан // Механіка гідроскопічних систем. – 2012 – №25 – С. 94-102.
102. Савин В. Г. Преобразование акустических импульсов в электрические цилиндрической пьезокерамической оболочкой / В. Г. Савин // Акустический журнал. – 1992 – Т.38 – №1 – С. 144-149.
103. Савин В. Г. Уравнения колебаний пьезокерамических сферических и цилиндрических оболочек / В. Г. Савин, И. О. Моргун // Інформаційні системи, механіка та керування : науково-технічний збірник. – 2010. – №5. – С. 85–96.
104. Свердлин Г. М. Гидроакустические преобразователи и антенны / Г. М. Свердлин. – Л. : Судостроение, 1980. – 228 с.
105. Свердлин Г. М. Прикладная гидроакустика: Учеб. Пособие (2-е изд., перераб. и доп.) / Г. М. Свердлин. – Л. : Судостроение, 1990. – 320 с.
106. Сенченко И. В. Закономерности колебаний пьезокерамических оболочек с учетом взаимодействия с окружающей средой: дис...канд. техн. наук : 01.02.04 / Иван Васильевич Сенченко. – К. 1986. – 129 с.
107. Сенченко И. В. Рассеяние звука пьезокерамической цилиндрической оболочкой вблизи жесткой поверхности / И. В. Сенченко // Прикладная механика. – 1984. – Т.20. №7 – С. 111-114.
108. Скучик Е. Простые и сложные колебательные системы / Е. Скучик. – М. : Мир, 1971. – 560 с.
109. Смаришев М. Д. Направленность гидроакустических антенн / М. Д. Смаришев. – Л.: Судостроение, 1973. – 278 с.
110. Смаришев М. Д. Справочник по расчету направленных свойств гидроакустических антенн / М. Д. Смаришев, Ю. Ю. Добровольский. – Л. : Судостроение, 1984. – 304 с.

111. Сокол Г. И. Анализ проблем направленности акустического излучения на инфразвуковых частотах / Г. И. Сокол // Сб. тр. акуст. симпоз. КОНСОНАНС-2009. – 2009. – С. 304-309.
112. Справочник по электротехническим материалам: В 3 т. Т.1 / Под ред. Ю. В. Корицкого и др. – 3-е изд., перераб. – М. : Энергоатомиздат, 1986. – 368 с.
113. Справочник по электротехническим материалам: В 3 т. Т.2 / Под ред. Ю. В. Корицкого и др. – 3-е изд., перераб. – М. : Энергоатомиздат, 1986. – 368 с.
114. Справочник по электротехническим материалам: В 3 т. Т.3 / Под ред. Ю. В. Корицкого, В. В. Пасынкова, Б. М. Тареева. – 3-е изд., перераб. – Л. : Энергоатомиздат, 1988. – 728 с.
115. Стретт Дж. В. (Лорд Рэлей). Теория звука. Т.1 / Дж. В. Стретт. – М. : Гостехиздат, 1955. – 503 с.
116. Стретт Дж. В. (Лорд Рэлей). Теория звука. Т.2 / Дж. В. Стретт. – М. : Гостехиздат, 1955. – 475 с.
117. Харкевич А. А. Теория преобразователей / А. А. Харкевич. – М. : Госэнергоиздат, 1948. – 191 с.
118. Шарапов В. М. Пьезоэлектрические датчики / В. М. Шарапов, М. П. Мусиенко, Е. В. Шарапова. – М. : Техносфера, 2006. – 632 с.
119. Шейнман И. Л. Звукопрозрачность обтекателей гидроакустических антенн / И. Л. Шейнман, Л. Е. Шейнман, Е. А. Шендеров. – СПб. : Технолит, 2008. – 322 с.
120. Шендеров Е. Л. Волновые задачи гидроакустики / Е. Л. Шендеров. – Л. : Судостроение, 1972. – 352 с.
121. Шендеров Е. Л. Излучение и рассеяние звука / Е. Л. Шендеров. – Л. : Судостроение, 1989. – 304 с. (Б-ка инженера-гидроакустика)
122. Sherman C. H. Transducers and Arrays for Underwater Sound / C. H. Sherman, J. L. Butler. – New York : Springer, 2007. – 610 p.

123. Тамм И. Е. Основы теории электричества: Учеб. пособие для вузов (10-е изд., испр.) / И. Е. Тамм. – М. : Наука, 1989. – 504 с.
124. Терминологический словарь – справочник по гидроакустике / Р. Х. Бальян, Э. В. Батаногов, А. В. Богородский и др. – Л. : Судостроение, 1989. – 368 с.
125. Филиппова Н. Ю. Закономерности формирования акустических полей приемного цилиндрического пьезокерамического преобразователя, расположенного в кольцевом слое / Н. Ю. Филиппова, Е. В. Попсуй, А. В. Коржик // Электроника и связь. – 2012. – №6 – С. 42-48.
126. Филиппова Н. Ю. Постановка и решение задачи о приеме звука экранированным цилиндрическим электроупругим преобразователем с разрезными электродами / Н. Ю. Филиппова // Системи обробки інформації. – 2013. – №6 – С. 146-152.
127. Филиппова Н. Ю. Постановка и решение задачи излучения звука многомодовым пьезоэлектрическим преобразователем, размещенном в замкнутом кольцевом слое / Н. Ю. Филиппова // Вестник Забайкальского государственного университета. – 2014. – №1 – С. 74-82.
128. Филиппова Н. Ю. Прием и излучение звука цилиндрическим электроупругим преобразователем с согласующим слоем: дис.... канд. техн. наук : 05.09.08 / Наталья Юрьевна Филиппова. – К., 2015. – 157 с.