

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ  
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ»

На правах рукопису

Прокопенко Юрій Васильович

УДК 537.86; 621.372+621.3.018.12+621.3.018.411+621.396.69

**Мікрохвильові діелектричні структури з мікромеханічним перелаштуванням частотних і фазових характеристик**

Спеціальність 05.27.01-"Твердотільна електроніка"

Дисертація на здобуття наукового ступеня  
доктора технічних наук

Науковий консультант - доктор фізико-математичних наук,  
професор Поплавко Юрій Михайлович

Київ – 2016

# ЗМІСТ

Перелік умовних позначень, скорочень і термінів .....	5
Вступ .....	6
1. Огляд керуючих пристроїв НВЧ .....	17
1.1. Перелаштовувані резонансні елементи і фільтри .....	17
1.2. Перелаштовувані фазообертачі .....	23
1.3. Висновки .....	32
2. Одновимірна діелектрична неоднорідність .....	33
2.1. Дисперсійні характеристики одновимірної діелектричної неоднорідності .....	33
2.2. Дифракція електромагнітних хвиль на одновимірній діелектричній неоднорідності .....	38
2.3. Ефективна діелектрична проникність одновимірної діелектричної неоднорідності .....	53
2.4. Втрати в одновимірній діелектричній неоднорідності .....	60
2.5. Висновки .....	65
3. Хвилеводний діелектричний фазообертач .....	68
3.1. Обґрунтування конструкції хвилеводного діелектричного фазообертача .....	68
3.2. Експериментальні дослідження хвилеводного діелектричного фазообертача .....	74
3.3. Втрати у хвилеводному діелектричному фазообертачі .....	77
3.4. Максимально допустима потужність, що передається у хвилеводному діелектричному фазообертачі .....	81
3.5. Висновки .....	85
4. Керовані компоненти на основі мікросмужкових та копланарних ліній передачі .....	87
4.1. Ефективна діелектрична проникність та характеристичний опір керованих мікросмужкових та копланарних ліній .....	87
4.1.1. Методи розрахунку ефективної діелектричної проникності та хвильового опору мікросмужкових та копланарних ліній .....	87
4.1.1.1. Двовимірний метод скінченних елементів .....	90
4.1.1.2. Тривимірний метод скінченних елементів .....	105
4.1.1.3. Метод скінченних інтегралів .....	111
4.1.2. Експериментальне вимірювання еквівалентних параметрів смужкових ліній .....	114
4.1.3. Похибки вимірювання та розрахунку еквівалентних параметрів смужкових ліній .....	121
4.1.4. Залежність еквівалентних параметрів керованої мікросмужкової лінії від геометричних та електрофізичних параметрів .....	126
4.2. Втрати в мікромеханічно перелаштовуваних мікросмужкових лініях .....	133
4.3. Керовані фазообертачі на основі мікросмужкових та копланарних ліній .....	140

4.3.1. Обґрунтування конструкцій фазообертачів на основі смужкових ліній.....	140
4.3.2. Експериментальне дослідження фазообертачів на основі смужкових ліній передачі.....	156
4.4. Смужкові резонансні компоненти з мікромеханічним перелаштуванням частоти.....	161
4.4.1. Мікромеханічно перелаштовуваний шлейфовий резонатор.....	161
4.4.1.1. Еквівалентна схема перелаштовуваного шлейфового резонатора.....	162
4.4.1.2. Частотні характеристики перелаштовуваного шлейфового резонатора.....	164
4.4.1.3. Експериментальний стенд і результати вимірювань.....	167
4.4.1.4. Чутливість резонансної частоти шлейфового резонатора до зміни його параметрів.....	170
4.4.1.5. Похибка вимірювання резонансної частоти шлейфового резонатора.....	173
4.4.1.6. Енергетичні характеристики перелаштовуваного шлейфового резонатора.....	176
4.4.2. Мікромеханічно перелаштовуваний мікросмужковий кільцевий резонатор.....	179
4.4.2.1. Конструкція перелаштовуваного кільцевого резонатора.....	180
4.4.2.2. Частотні та енергетичні характеристики кільцевого резонатора.....	185
4.4.3. Інші конструкції перелаштовуваних смужкових резонаторів.....	190
4.5. Висновки.....	193
5. Складені діелектричні резонатори.....	198
5.1. Розв'язання електродинамічної задачі знаходження резонансних частот складених діелектричних резонаторів.....	199
5.1.1. Порівняння МСЕ з аналітичним розв'язком для ДР у формі кулі.....	200
5.1.2. Експериментальна перевірка розрахунків, виконаних методом скінченних елементів.....	202
5.2. Резонансні частоти СДР.....	204
5.2.1. Залежність резонансних частот СДР від геометричних та електрофізичних параметрів.....	204
5.2.2. Чутливість резонансної частоти СДР до зміни його параметрів.....	214
5.2.3. Похибка вимірювання резонансної частоти СДР.....	216
5.3. Енергетичні характеристики фільтрів на складених діелектричних резонаторах.....	219
5.3.1. Власна добротність складених діелектричних резонаторів.....	221
5.3.2. Коефіцієнти зв'язку СДР з передаючим трактом.....	223
5.3.3. Коефіцієнт взаємного зв'язку між СДР.....	235

5.4. Варіанти реалізації електромеханічного перелаштування частоти СДР.....	240
5.5. Висновки.....	243
6. Екранований складений діелектричний резонатор.....	246
6.1. Розв'язання електродинамічної задачі.....	246
6.2. Експериментальне дослідження екранованого складеного діелектричного резонатора.....	255
6.3. Резонансні частоти екранованого складеного діелектричного резонатора.....	257
6.4. Добротність екранованого складеного діелектричного резонатора.....	260
6.5. Висновки.....	262
7. НВЧ методи дослідження діелектричних матеріалів.....	264
7.1. Загальна характеристика методів вимірювання.....	264
7.2. Хвилеводний метод вимірювання електрофізичних властивостей об'ємних матеріалів.....	271
7.2.1. Електродинамічна модель методу.....	273
7.2.2. Похибки вимірювання.....	275
7.2.3. Експериментальне вимірювання об'ємних матеріалів.....	280
7.3. Хвилеводні методи вимірювання електрофізичних параметрів тонких плівок.....	282
7.3.1. Електродинамічна модель методу.....	284
7.3.2. Процедура вимірювання та обробка результатів вимірювання.....	286
7.4. Метод вимірювання електрофізичних параметрів тонких плівок, інтегрованих в копланарну лінію.....	289
7.4.1. Еквівалентні параметри копланарної лінії на підкладці з сегнетоелектричною плівкою.....	290
7.4.2. Методика та аналіз похибок вимірювання.....	291
7.5. Висновки.....	295
Висновки з роботи.....	297
Список використаних джерел.....	302
Додаток А. Дослідження збіжності МСЕ під час розрахунку еквівалентних параметрів мікросмушкової і копланарної ліній.....	345
Додаток Б. Результати розрахунків еквівалентних параметрів мікросмушкової лінії.....	349
Додаток В. Порівняння результатів розрахунку резонансних частот складених діелектричних резонаторів з експериментально даними.....	353
Додаток Г. Залежності ефективної діелектричної проникності складених діелектричних резонаторів від геометричних та електрофізичних параметрів.....	355
Додаток Д. Копії документів впровадження результатів дисертації та співробітництва.....	381

## Перелік умовних позначень, скорочень і термінів

АЧХ	– амплітудно-частотна характеристика
ДР	– діелектричний резонатор
ЕС	– електродинамічна система
ІС	– інтегральна схема
ЗІГ	– залізо-ітрієвий гранат
КЛ	– копланарна лінія
КСХ	– коефіцієнт стоячої хвилі
ККД	– коефіцієнт корисної дії
ЛП	– лінія передачі
МЕМС	– ( <i>MEMS</i> – MicroElectroMechanical System) – мікроелектромеханічна система
МСЕ	– метод скінченних елементів
МСІ	– метод скінченних інтегралів
МСЛ	– мікросмужкова лінія
МЧО	– метод часткових областей
НВЧ	– надвисокі частоти
ПТШ	– польовий транзистор із затвором Шоттки
СЕ	– скінченний елемент
СДР	– складений діелектричний резонатор
ЕСДР	– екранований складений діелектричний резонатор
СПФ	– смугово-пропускаючий фільтр
СЗФ	– смугово-загороджуючий фільтр
<i>BST</i>	– тверді розчини типу $(\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x})\text{TiO}_3$
<i>BLT</i>	– тверді розчини типу $\text{Ba}(\text{La},\text{Sm})_2\text{Ti}_4\text{O}_{12}$
<i>GPIB</i>	– (General Purpose Interface Bus) – інтерфейсна шина загального призначення
<i>ISM</i>	– (industrial, scientific and medical) та частина радіочастотного спектра загального призначення, яка може бути використана без ліцензування
<i>LE</i>	– (Longitudinal Electric) – повздовжня електрична (хвиля, мода)
<i>LM</i>	– (Longitudinal Magnetic) – повздовжня магнітна (хвиля, мода)
<i>LTCC</i>	– (Low temperature co-fired ceramic) – низько температурне спечення кераміки
<i>MMIC</i>	– (Microwave Monolithic Integrated Circuit) – монолітна інтегральна схема НВЧ
<i>TE</i>	– (Transverse Electric) – поперечна електрична (хвиля, мода);
<i>TEM</i>	– (Transverse Electromagnetic) – поперечна електромагнітна (хвиля, мода);
<i>TM</i>	– (Transverse Magnetic) – поперечна магнітна (хвиля, мода)

## Вступ

**Актуальність теми.** Керуючі пристрої є невід'ємною частиною багатьох радіотехнічних систем [1-3]. Особливої актуальності набула розробка таких елементів у зв'язку з сучасними тенденціями побудови приймально-передавальних трактів комунікаційних систем за багатоканальними схемами. Регулювання фази і амплітуди радіочастотного сигналу в кожному каналі дозволяє впровадити більш досконалі методи обробки сигналів і за рахунок цього суттєво підвищити чутливість приймачів і зменшити потужність передавачів.

Сучасна тенденція розвитку мікрохвильових систем полягає в широкому використанні цифрових технологій, що призводить до того, що функціональність пристроїв, в основному, забезпечується програмним забезпеченням. Це накладає додаткові вимоги до апаратної частини пристроїв щодо легкої адаптації характеристик аналогової частини щоб забезпечити необхідні функції, зокрема зміну частотного діапазону. Тому розробка керуючих пристроїв, що задовольняють сучасним вимогам залишається актуальною задачею.

У публікаціях останніх років відображені існуючі технології для реалізації частотно-керованих компонент. Так, в селективних системах широко застосовуються напівпровідникові компоненти (варактори [4-7],  $p-i-n$  діоди [8]), сегнетоелектричні матеріали [9, 10], феритові матеріали на основі залізо-ітрієвого гранату (ЗІГ) [11].

Резонансні елементи, побудовані на основі напівпровідникових компонент і сегнетоелектричних матеріалів, мають малі розміри, досить високу швидкодію і часто застосовуються в конструкціях фільтрів, виконаних на основі відрізків мікросмужкових ліній (МСЛ). До істотних недоліків перелаштовуваних фільтрів на основі варакторів [12] і  $p-i-n$  діодів [8] відносяться низький діапазон керування частотою (кілька відсотків) і низька добротність резонансних елементів.

ЗІГ-резонатори широко використовуються в генераторах, оскільки мають високу добротність і здатні змінювати значення резонансної частоти в широкому діапазоні під впливом зовнішнього магнітного поля. Як правило, така система складається з постійного магніту і соленоїдів. Головний недолік таких фільтрів - високе споживан-

ня енергії для управління магнітним полем соленоїда і висока собівартість резонаторів.

Фазообертачі для монолітних мікросхем НВЧ [13–15] з використанням сегнетоелектричних матеріалів [16–18], твердотільні [19, 20] і фазообертачі з оптичним керуванням [21, 22], як правило, вузькосмугові, мають значні втрати і не забезпечують достатній фазовий зсув.

Твердотільні реалізації фазообертачів будуються переважно з використанням варакторів та  $p-i-n$  діодів. Вони мають малий розмір і досить високу швидкодію, однак робочий діапазон частот таких пристроїв обмежений частотами, близько 30 ГГц [23]. До істотних недоліків фазообертачів на  $p-i-n$  діодах відносяться високий рівень втрат і наявність фазової помилки у приладах, які працюють в широкому діапазоні частот.

У науковій літературі є публікації про GaAs фазообертачі, що працюють в діапазоні довжин хвиль аж до 1 мм. Проте принцип їх роботи заснований на зміні провідності пристрою, що неминуче призводить до збільшення рівня внесених втрат [24]. Разом з тим, останнім часом з'явилися публікації про спроби використовувати в фазообертачах сегнетоелектричні плівки [25–27]. Очікується, що пристрої даного класу будуть мати широкий діапазон робочих частот і привабливі показники управління, однак, все ще існують технологічні труднощі їх виготовлення.

У 80-х роках минулого сторіччя в Україні почав розроблятися новий напрямок побудови керуючих пристроїв з використанням принципу електромеханічного управління [28] за допомогою п'єзоелектричних актюаторів. Вперше такий підхід був використаний для електромеханічного керування резонансною частотою [29, 30] та фазою [31, 32]. Успіхи в розробці конструкцій та технології виготовлення п'єзоелектричних матеріалів залучили до цього напрямку увагу багатьох наукових колективів, у тому числі і закордонних. Так, на початку 2000 років з'явилися публікації, що описують аналогічний спосіб керування фазою пристроїв, заснований на зміні ефективних параметрів пристрою [33, 34]. Зокрема, пропонувалось переміщувати над лінією передачі (мікросмужковою, копланарною, щілинною) діелектричну пластину, яка,

збурюючи електромагнітне поле пристрою, змінює його ефективні параметри. Такий підхід забезпечує ряд переваг. Зокрема, завдяки тому, що у використовуваних в таких фазообертачах типів ліній передачі (ЛП) поширюється квазі-ТЕМ хвиля, збільшується частотний діапазон приладу. Ще однією важливою перевагою є досить низький рівень втрат, обумовлений можливістю застосування високодобротних діелектричних матеріалів.

Пізніше за кордоном з'являються публікації з електромеханічного керування частотою резонансних елементів [35, 36], у яких відмічено високу добротність резонаторів під час перелаштування частоти.

Слід зазначити, що описані прототипи характеризуються вельми низькою чутливістю, тому для управління потрібні досить великі переміщення масивних збурюючих елементів. Внаслідок цього такі пристрої мають низьку швидкодію, інерційні і чутливі до вібрацій. Тим не менш, завдяки згаданим можливостям істотного розширення діапазону робочих частот і зниження рівня внесених втрат, такі пристрої будуть викликати великий інтерес у найближчому майбутньому. Тому актуальною є завдання пошуку таких принципів електромеханічного управління характеристиками мікрохвильових компонентів, які мають високу чутливість до переміщень і дозволяють зменшити керуючі напруги, збільшити відносний фазовий зсув або діапазон зміни резонансної частоти.

Компоненти на основі діелектричних структур з електромеханічним управлінням мають істотний потенціал, особливо з переходом в область більш високих частот, оскільки єдиним використовуваним фізичним явищем є поляризація діелектриків в електромагнітному полі, який зберігається до інфрачервоного діапазону і вище. За рахунок використання високодобротних діелектричних матеріалів можна суттєво підвищити добротність резонансних систем та зменшити втрати в компонентах регулювання фази. Разом з тим, відомі пропозиції ще дуже далекі від промислового застосування, а їх конструкції залишають поле для пошуку досконаліших варіантів.

Тому актуальним залишаються задачі комплексного вивчення фізики явищ мікромеханічного перелаштування мікрохвильових характеристик компонен-



тів, пошук на їх основі конструкцій з високою чутливістю до мікропереміщень, розвитку методів їх аналізу та проектування.

**Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.** Виконані у роботі дослідження є продовженням робіт, що проводилися кафедрами фізичної та біомедичної електроніки та мікроелектроніки факультету електроніки НТУУ «КПІ» та пов'язані з дослідженням та розробкою приладів на основі діелектричних матеріалів. Дослідження проводилися відповідно до програми наукових досліджень кафедр, зокрема НДР «Електрично- та електрооптично-керовані НВЧ елементи на основі нових п'єзо- та оптично активних матеріалів», номер державної реєстрації № 0106U004291, в якій автор займався розробкою та дослідженням нових конструкцій фільтрів на основі складених діелектричних резонаторів з електромеханічним керуванням резонансною частотою; НДР «Розробка мікрохвильових методів дослідження та приладів на основі новітніх матеріалів, включаючи плівки, метаматеріали та нанокристалічні структури», номер державної реєстрації № 0109U001777, в якій автору належить розробка методів вимірювання електрофізичних параметрів плівок, моделювання періодичних структур на діелектричних резонаторах; НДР "Розроблення нових методів дослідження нанорозмірних плівок ( $\text{EuTiO}_3$ ,  $\text{BiFeO}_3$ ,  $\text{DyScO}_3$  та ін.) для потреб наноприладів НВЧ та спінтроніки", номер державної реєстрації № 0111U003086, в якій роль автора полягає в розробці методики визначення значень ефективної діелектричної проникності та характеристичного опору у багатошарових діелектричних структурах.

Виготовлення частини макетів приладів та їх експериментальне дослідження було проведене спільно з закордонними партнерами в рамках спільного українсько-корейського проекту «НВЧ- діелектрики і компоненти для засобів телекомунікацій та радарних систем» (наказ Міністерства освіти і науки №595 від 18.10.2002р.) В Науково-технологічному університеті м. Поханг, Республіка Корея. Частина результатів, наведених у роботі, була отримана в ході спільної роботи в університеті Чунгбук, м. Чонджу, Республіка Корея, згідно з договором про співпрацю між НТУУ «КПІ» та університетом Чунгбук. У дисертації також відображені результати, що отримані в

процесі роботи з проекту «Частотно-переналаштовувані діелектричні компоненти НВЧ з швидкодіючими п'єзоактюаторами» за програмою Фонду цивільних досліджень та розвитку (США), # UK-E2-2609-KV-04. Здобувачем була виконана робота з моделювання та аналізу діелектричних фазообертачів та резонансних елементів з електромеханічним управлінням; в ході спільної роботи в Католицькому університеті Лувена, м. Лувен, Бельгія, за підтримки європейського фонду Erasmus Mundus за програмою EMERGE згідно з угодою про співпрацю між НТУУ "КПІ" і Католицьким Університетом Лувена, в якій були розроблені та досліджені експериментальні зразки та побудовані моделі керованих мікросмужкових та екранованих діелектричних резонаторів. Частина результатів, наведених у роботі, була отримана під час співпраці з науково-дослідницьким центром компанії "Теском", м. Ільсан, Республіка Корея, згідно з угодою про співпрацю між НТУУ "КПІ" і компанією "Теском". Здобувачем були розроблені та досліджені експериментальні зразки керованих резонансних елементів різних конструкцій для використання їх в вимірювальній техніці для систем мобільного зв'язку.

**Мета і завдання дослідження.** *Метою дисертаційної роботи є розробка основ мікромеханічного керування характеристиками діелектричних та метало-діелектричних структур із низькими втратами і перелаштуванням характеристик в широкому діапазоні, створення підґрунтя для розробки нового класу керуючих мікрохвильових пристроїв з мікромеханічним регулюванням їх характеристик за рахунок всебічного аналізу фізичних явищ в таких структурах, розуміння впливу геометричних і електрофізичних параметрів пристроїв на їх характеристики.*

Для досягнення поставленої мети були розв'язні наступні **задачі**:

– на основі точного розв'язання електродинамічної задачі для одновимірної діелектричної неоднорідності, розташованої між металевими пластинами виявлено критерії ефективності перелаштування мікрохвильових характеристик за умови мікропереміщень металевої пластини над діелектриком, проведено оцінку діелектричних та металічних втрат;

- методом часткових областей розв'язано задачу дифракції електромагнітних хвиль на діелектричній сходиці, розташованій між металевими пластинами;
- розроблено методики розрахунку еквівалентних параметрів смужкових ліній з керованою повітряною неоднорідністю, що розташована між сигнальним електродом та підкладкою;
- проведено дослідження та запропоновано принципи побудови діелектричних фазообертачів з електромеханічним керуванням, які дозволяють отримати за умов малих переміщень більший фазовий зсув та менші втрати, ніж раніш відомі конструкції того ж класу;
- розроблено та експериментально досліджено резонансні елементи з мікромеханічним перелаштуванням резонансної частоти, які включають частково заповнені діелектриком хвилеводи, смужкові лінії з керованою повітряною неоднорідністю, складені діелектричні резонатори (СДР) та екрановані складені діелектричні резонатори (ЕСДР);
- побудовано електродинамічні та схемотехнічні моделі мікромеханічно перелаштовуваних резонаторів, що дозволяють встановити вплив конструктивних параметрів резонаторів на їх характеристики;
- проведено аналіз залежностей резонансної частоти, власної добротності, коефіцієнта зв'язку перелаштовуваних резонаторів з лінією передачі та взаємозв'язку між ними від їх геометричних та електрофізичних параметрів і впливу на характеристики зовнішніх факторів, зокрема температури;
- розроблено комплекс алгоритмів і обчислювальних процедур, що дозволяють розрахувати резонансну частоту, власну добротність і коефіцієнт зв'язку перелаштовуваних резонансних елементів з лінією передачі, які необхідні для проектування приладів на їх основі;
- розроблено електродні та безелектродні методи вимірювання електрофізичних параметрів тонких діелектричних плівок, вдосконалені методи вимірювання електрофізичних параметрів об'ємних діелектричних матеріалів на НВЧ.

**Об'єктом дослідження** є комбіновані діелектричні та метало-діелектричні структури з мікромеханічним керуванням їх мікрохвильовими характеристиками.

**Предметом дослідження** є електродинамічні властивості різних модифікацій діелектричних та метало-діелектричних структур з мікромеханічним керуванням їх характеристиками.

**Методика наукових досліджень** включає методи аналізу і синтезу НВЧ-пристроїв; обчислювальні методи електродинаміки; чисельні методи розв'язання математичних задач, зокрема метод скінченних елементів, проекційні методи, метод скінченних різниць; аналітичне та натурне моделювання; методи експериментальних досліджень, зокрема методи вимірювання параметрів кіл НВЧ векторними панорамними вимірювачами.

### **Наукова новизна одержаних результатів.**

1. На основі електродинамічного аналізу діелектричної неоднорідності, розташованої між металевими пластинами, встановлено основні закономірності, які визначають умови перелаштування характеристик внаслідок переміщення металевієї пластини. Встановлені закономірності поширено автором на клас більш складних структур з діелектричними неоднорідностями.

2. Встановлено закономірності впливу розміру повітряного проміжку між сигнальним електродом та підкладкою на ефективну діелектричну проникність та на характеристичний опір смужкових ліній. Отримано аналітичні залежності ефективної діелектричної проникності від розміру повітряного зазору, що характеризують границі перелаштування характеристик перетворювальних пристроїв на мікросмужкових лініях.

3. Встановлено закономірності впливу розміру повітряного проміжку між сигнальним електродом та підкладкою на тангенс кута втрат у діелектричних та металевих частинах мікросмужкової лінії. Отримано аналітичні залежності тангенсів кута втрат від розміру повітряного проміжку між сигнальним електродом та підкладкою, що є верхніми асимптотами для діелектричних втрат та нижніми для металічних.

4. Запропоновано принципи мікромеханічного керування в фазообертачах на основі частково-заповненого діелектриком хвилеводу, мікросмужкових та копланарних ліній передачі, які мають менші втрати та більший фазовий зсув порівняно з іншими типами аналогових фазообертачів. Встановлено критерії підвищення чутливості до керуючих впливів та зменшення втрат в таких фазообертачах.

5. Запропоновано принципи мікромеханічного перелаштування резонансної частоти із збереженням власної добротності нижчих типів коливань різних типів резонансних елементів. Розроблено електродинамічні та схемотехнічні моделі для розрахунку характеристик резонаторів, що дозволяє оптимізувати характеристики нових пристроїв шляхом вибору конструктивних параметрів резонатора.

6. Вдосконалено хвилеводний метод вимірювання електрофізичних параметрів діелектричних матеріалів на НВЧ, який завдяки досконалішій електродинамічній моделі вимірювальної комірки дозволяє з вищою точністю визначати властивості матеріалів як з низькими, так і високими значеннями діелектричної проникності, запропоновано безелектродні та електродні методики вимірювання електрофізичних властивостей тонких сегнетоелектричних плівок в діапазоні НВЧ.

### **Практичне значення отриманих результатів.**

1. Виявлені в роботі закономірності складають підґрунтя для розробки керуючих пристроїв на основі діелектричних матеріалів, що характеризуються широким діапазоном перелаштування мікрохвильових характеристик під час мікропереміщень складових частин, що типово складають десятки-сотні мікрометрів, та низькими втратами під час перелаштування.

2. Необхідність мікропереміщень для перелаштування характеристик досліджених компонентів дозволяє застосувати п'єзоелектричні, електрострикційні та інші актюатори з обмеженим діапазоном переміщень, що відкриває можливості для розробки нового класу керуючих мікрохвильових пристроїв з електромеханічним керуванням.

3. Розроблені методи аналізу, запропоновані моделі, отримані результати можуть бути використані під час конструювання перелаштовуваних фільтрів, генераторів, фазообертачів, тощо та надають можливість аргументованого вибору технічних рішень відповідно до практичних вимог. Отримані асимптотичні залежності перелаштування та втрат в конструкціях надають змогу оцінити гранично досяжні характеристики приладів.

4. Отримані залежності чутливостей характеристик досліджених мікрохвильових компонент до їх параметрів надають можливість оцінити вплив на характеристики зовнішніх факторів, що може бути використано для пошуку оптимальних конструктивних рішень виходячи з вимог до розроблюваних пристроїв.

5. Розроблені методи вимірювання електрофізичних параметрів матеріалів та плівок можуть бути застосовані для контролю технологічних процесів виготовлення мікрохвильових компонент на основі діелектричних матеріалів та для дослідження нових матеріалів.

6. Ряд розроблених перелаштовуваних резонансних елементів та фазообертачів були впроваджені в компанії "Теском", Республіка Корея, у вимірювальну техніку для систем мобільного зв'язку.

**Особистий внесок здобувача.** Внесок автора в проведення досліджень і отриманих результатів, наведених в дисертації є визначальним. Основні теоретичні положення і результати дисертації розроблено і отримано автором самостійно і під час наукового керівництва дисертаційними роботами здобувачів наукового ступеня кандидат наук. З робіт, опублікованих зі співавторами, у дисертації використані матеріали, що отримані автором особисто, або в яких автор брав безпосередню участь на етапі постановки проблем і задач, розробки методів дослідження, постановки експериментальних досліджень, проведення розрахунків, інтерпретації отриманих результатів, їх аналізу та узагальнення. Зокрема, у роботах [29, 30, 140, 157, 241, 242, 247, 251, 254- 256, 263, 268, 269, 293, 295, 300-303, 305-308, 310] здобувачем сформульовано електродинамічні задачі про власні коливання комбінованих діелектричних та метало-діелектричних структур, визначені методи розв'язання, проведено аналіз та узагальнення результатів дослідження; у роботах [126-131, 139, 141, 144, 154, 156, 157, 195, 197, 204, 234, 240, 250, 258, 264] обґрунтовано основні ідеї побудови мікрохвильових пристроїв з електромеханічним керуванням за рахунок мікропереміщень складових частин, моделювання та експериментального дослідження їх характеристик; у роботах [26, 90, 161, 162, 185, 191, 193, 199, 200, 358, 379] обґрунтовано методи розрахунку еквівалентних параметрів смужкових ліній, проведено аналіз та узагальнення їх залежностей від електрофізичних та фізико-топологічних параметрів ліній; у роботах [31, 32, 89, 148-150, 152, 158, 159, 190, 194, 198, 199, 201-203, 205, 207] обґрунтовано принципи побудови фазообертачів з електромеханічним ке-

руванням за рахунок мікропереміщень складових частин, поставлено задачі їх моделювання та експериментального дослідження, проведено аналіз та узагальнення одержаних результатів; у роботах [187, 189, 190, 209-211, 214, 215, 225-227, 229, 230-233, 235-237, 252, 253, 257, 259-263, 265, 266, 269, 279, 281, 283, 284, 292, 294, 296, 299, 309, 311-314] сформульовано проблему та задачі розробки перелаштовуваних резонансних елементів, розроблено методики теоретичного та експериментального дослідження залежностей їх характеристик від геометричних і електрофізичних параметрів та зовнішніх факторів; у роботах [340-343, 345, 346, 349, 351, 355, 357, 359-363, 367, 369-372, 374, 380] прийнято визначальну участь у постановці проблеми вимірювання електрофізичних параметрів діелектричних матеріалів та плівок, формулюванні та розв'язанні електродинамічних задач, що описують зв'язок вимірювальних характеристик з електрофізичними параметрами матеріалів та плівок, методик обробки експериментальних даних та оцінки похибок; у роботах [147,151,267] обґрунтовано конструкції резонансних елементів та прийнято участь у винаходженні формул винаходів.

**Апробація результатів дисертації.** Основні результати дисертації доповідались та обговорювались на: 24-й, 25-й, 27-й, 35-й, 36-й, 37-й європейських НВЧ конференціях (EuMC) (1994р., Канни, Франція; 1995р., Болонья, Італія; 1997р., Єрусалим, Ізраїль; 2005р., Париж, Франція; 2006р., Манчестер, Великобританія; 2007р., Мюнхен, Германія), 1994 Азіатсько-тихоокеанській конференції (1994р., Токіо, Японія), першій Європейській нараді з інтегрованих сегнетоелектриків EMIF1 (1995р., Нейменген, Нідерланди), 7-му, 12-му та 16-му міжнародних симпозіумах з інтегрованих сегнетоелектриків ISIF (1995р., Колорадо Спрінгс, США; 2000р., Аахен, Германія; 2004р., Кйонжу, П.Корея ), 5-му міжнародному симпозіумі останніх досягнень в мікрохвильовій технології (1995р., Київ), 16-й Всеросійській конференції з фізики сегнетоелектриків (1995р., Іваново, Росія), міжнародній конференції з електронної кераміки та її застосуванню «Electroceramics V» (1996р., Авейро, Португалія), міжнародному симпозіумі з застосування сегнетоелектриків (1996р., Іст Брансуік, США), 1997-конференції з безпровідних комунікацій (1997 р., Боулдер, США), 1-му європейському мікрохвильовому тижню EuMW (1998р., Амстердам, Нідерланди), 9-й, 11-й, 12-й, 13-й, 14-й, 15-й, 16-й, 19-й, 20-й, 21-й, 22-й і 23-й міжнародних конференціях "НВЧ техніка і телекомунікаційні технології "КриМіКо" (1999, 2001, 2002, 2003, 2004, 2005, 2006, 2009, 2010, 2011, 2012, 2013р.р., м. Севастополь), 13-й, 14-й,

15-й, 16-й, 17-й, 18-й, 19-й та 20-й міжнародних конференціях з НВЧ-техніки, радіолокації та радіозв'язку МІКОН (2000р., Вроцлав, Польща; 2002р., Гданськ, Польща; 2004р. Варшава, Польща; 2006р., Краків, Польща; 2008 р., Вроцлав, Польща, 2010р., Вільнюс, Литва; 2012р., Варшава, Польща; 2014р., Гданськ, Польща), Азіатсько-Тихоокеанській мікрохвильовій конференції (2000р., Сідней, Австралія), 7-му симпозиумі з сегнетоелектриків країн Росії, СНД, Балтії та Японії (2002р., С.Петербург, Росія), IEEE MTT-S мікрохвильовому симпозиумі (2003р., Філадельфія, США), 61-й ARFTG конференції "Похибки вимірювань" (2003р., Філадельфія, США), 10-й міжнародній конференції з діелектриків ICD-2004 (2004р., С.Петербург, Росія), міжнародному симпозиумі з радіочастотних МЕМС та радіочастотних мікросистем (2006 р., Орвето, Італія), європейській конференції з радарів EuRAD 2007 (Мюнхен, Германія), мікрохвильовому, радарному та дистанційному зондуванню симпозиумі MRRS 2008 (2008 р., м. Київ), міжнародній конференції з математичних методів в теорії електромагнітного поля ММЕТ-2010 (2010 р., м. Київ), 12-й і 13-й міжнародних конференціях «Фізика діелектриків» (2011, 2013 рр., С.Петербург, Росія), міжнародній конференції з обробки сигналів SPS 2011 (2011 р., м. Ягранка, Польща), міжнародних науково-технічних конференціях «Радіотехнічні поля, сигнали, апарати та системи (теорія, практика, історія, освіта) РТПСАС (2012, 2013, 2014 рр., м. Київ), 32-й, 33-й, 34-й і 35-й міжнародних науково-технічних конференціях "Електроніка і нанотехнології" (2012, 2013, 2014, 2015 рр., м. Київ), 2-й Всеросійській науково-технічній конференції «Електроніка і мікроелектроніка НВЧ» (2013 р., С.Петербург, Росія).

**Публікації.** За темою дисертації опубліковано 299 наукових праць, у тому числі 47 статей у наукових фахових виданнях (з них 12 статей у виданнях іноземних держав та 3 статті у виданнях України, які включені до міжнародних наукометричних баз), 2 закордонних патенти, 1 патент України на корисну модель та 79 статей і тез доповідей у матеріалах та працях конференцій.

**Структура і обсяг дисертації.** Дисертація складається із вступу, 7 розділів з підсумками та висновками, викладеними на 301 сторінці машинописного тексту, списку використаних джерел із 380 публікацій вітчизняної та зарубіжної літератури. Робота містить 163 ілюстрації, 18 таблиць, 5 додатків.



# 1. Огляд керуючих пристроїв НВЧ

Під керуючими розуміють пристрої, що керують амплітудою або фазою НВЧ сигналів. До керуючих пристроїв відносять фазообертачі, резонансні елементи, фільтри, атенюатори, перемикачі, тощо. Сучасні тенденції розвитку телекомунікаційних та інших мікрохвильових систем спонукають до розвитку перелаштовуваних резонансних елементів та фазообертачів, що вносять мінімальні втрати сигналів, мають прийнятні масо-габаритні показники та систему керування. Тому в цій роботі основну увагу приділено перелаштовуваним резонансним елементам та фазообертачам.

Існуючі на сьогоднішній день методи керування можна розділити на наступні типи: електричний, магнітний, оптичний, механічний, електромеханічний. Нижче будуть розглянуті реалізації цих методів в конструкціях резонансних елементів та фазообертачів.

## 1.1. Перелаштовувані резонансні елементи і фільтри

Керовані фільтри НВЧ є одними з ключових складових комунікаційних систем. Розвиток комунікаційних технологій і поява нових стандартів зв'язку стимулюють створення нових компонентів для селективних пристроїв з перелаштовуваними АЧХ. Використання перелаштовуваних резонансних елементів дозволяє істотно знизити собівартість, зменшити масо-габаритні показники і значно розширити функціональні можливості приймально-передавальних пристроїв.

За конструктивними ознаками резонансні елементи можна розділити на планарні, багат шарові та об'ємні. До планарних в першу чергу відносяться резонансні елементи на основі мікросмушкових, копланарних та щілинних ліній [37]. Сучасні багат шарові структури виготовляють за технологією *LTCC* [38]. До об'ємних резонансних елементів відносять металеві порожнини, які можуть бути заповнені діелектричними та магнітними матеріалами, а також діелектричні та феритові резонатори.

Механізм перелаштування резонансних частот залежить від типу керуючого елемента. Електричні методи перелаштування базуються на використанні варакторів, *p-i-n*-діодів, інших напівпровідникових зосереджених елементів та сегнетоелектрич-

них компонентів. Використання напівпровідникових [39-51] та сегнетоелектричних [52, 53] варакторів,  $p-i-n$  діодів [54-56] й інших зосереджених елементів із змінною ємністю, як елементів резонатора є найбільш поширеним способом перелаштування мікросмужкових резонаторів НВЧ.

Застосування варакторів для перелаштування резонансних елементів НВЧ є простим і дешевим способом. Проте подібні фільтри мають малий діапазон перелаштування, високий рівень втрат в смузі пропускання смугово-пропускаючих фільтрів (СПФ) і низький рівень режекції в смузі загородження смугово-загороджуючих фільтрів (СЗФ). Загальний високий рівень втрат викликаний значними втратами в самих варакторах. Одним з яскравих прикладів є СЗФ, наведений в роботі [43]. Автори запропонували новий спрощений метод підведення напруги до варакторів, проте діапазон перелаштування такого фільтра складає всього 0,25 ГГц (16%).

Невеликий діапазон перелаштування спостерігається в роботі [47], де досліджувався чверть-хвильовий резонатор з варакторним керуванням. Центральна частота фільтра перелаштовується на 0,4 ГГц (18%), а втрати в смузі пропускання складають – 5 дБ ... – 3 дБ. Разом з тим перелаштування призводить до зміни форми АЧХ і смуга пропускання змінюється майже в півтора рази.

Для досягнення більш прийнятних характеристик фільтрів на варакторах доводиться значно ускладнювати їх конструкцію [40, 41]. В конструкції, що розглядається в роботі [40] перелаштування центральної частоти склало 0,5 ГГц (29%), а рівень втрат в смузі пропускання лежить у межах – 4 дБ. Перевагою цієї конструкції відносно попередніх є незмінність АЧХ і рівня втрат в смузі пропускання в усьому діапазоні перелаштування.

В роботах [12, 57] варактори використовуються як керуючі елементи для зміщення резонансної частоти ДР. Недоліком такого перелаштування є залежність внесених втрат від резонансної частоти. Незважаючи на те, що діапазон перелаштування резонансної частоти ДР склав 7,1%, було відзначено значне зниження добротності.

На відміну від фільтрів НВЧ, побудованих на варакторах, фільтри на  $p-i-n$  діодах не забезпечують плавного перелаштування. Вони можуть перемикатися лише між

двома станами, і отже, можуть покрити лише два жорстко визначених діапазони. Головною перевагою використання  $p-i-n$  діодів є легкість їх інтеграції в монолітні інтегральні схеми НВЧ і можливість їх виготовлення в одному технологічному циклі разом з усією інтегральною схемою. Але, як і варактори,  $p-i-n$  діоди привносять значні втрати і перелаштування спотворює АЧХ фільтра. Згідно з експериментальними даними, наведеними в роботі [55], у включеному стані діода резонансна частота фільтра складає 5,1 ГГц, смуга 520 МГц, а рівень втрат – 1,37 дБ. У разі виключення діода центральна частота фільтра становить 2,47 ГГц, смуга - 10 МГц, а рівень втрат досягає – 3,11 дБ. Ввімкнення діода значно погіршує добротність фільтра, та негативно впливає на АЧХ.

На відміну від попередньої роботи, авторам [54] вдалося отримати перелаштовуваний фільтр на  $p-i-n$  діодах для Wi-Fi і UMTS діапазонів. У разі перелаштування фільтр має практично незмінну АЧХ, проте загальний рівень втрат в смузі пропускання складає близько – 5 дБ. Перелаштування характеристик складає 0,48 ГГц (25%) від UMTS діапазону (1,94 ГГц) до Wi - Fi діапазону (2,42 ГГц).

Сегнетоелектричні матеріали, як правило, використовують у вигляді плівок, що змінюють свою діелектричну проникність під дією електричного поля [58,59]. Використання сегнетоелектричних плівок для перелаштування резонансних частот ДР демонструється в роботах [60-62]. До недоліків розглянутих конструкцій слід віднести невеликий діапазон перелаштування та значне зниження власної добротності резонаторів.

У роботі [63] запропонований перелаштовуваний фільтр, створений на основі декількох плівкових шарів. Матеріал підкладки виконано з лантанату алюмінію ( $\text{LaAlO}_3$ ), який покритий спочатку шаром сегнетоелектрика титанату стронцію, а потім шаром ітрій-барій-мідного оксиду. Під впливом зовнішнього електричного поля діелектрична проникність титанату стронцію змінювалася, змінюючи тим самим резонансну частоту фільтра. Перелаштування резонансної частоти склало 2 ГГц (від 19 ГГц до 21 ГГц), для цього прикладалася напруга від 0 до 500 В. До недоліків подібної конструкції можна віднести високу напругу керування, значну деградацію

АЧХ фільтра під час перелаштування, високий рівень втрат, а також високу вартість виготовлення. Незважаючи на вказані недоліки, цей метод розвивається, тому що дає можливість створювати перелаштовувані селективні пристрої в одному технологічному циклі зі створенням ІС.

До магнітних методів перелаштування, в першу чергу, слід віднести феритові резонатори, які виготовлені із ЗІГ [64] чи титанату літію і марганцю ( $\text{LiMnTi}$ ) [65]. Принцип роботи феритових резонаторів полягає в явищі феромагнітного резонансу, який виражається в прецесійному русі спінових моментів електронів. На відміну від інших феритів, в яких спостерігаються подібні явища, ЗІГ має малий рівень втрат, що забезпечує високу добротність. А висока лінійність резонансної частоти зовнішньому магнітному полю дає можливість перелаштування резонатора незалежно від його розмірів. Використання в хвилеводних конструкціях феритових резонаторів забезпечує широкий діапазон перелаштування і високий рівень переданої потужності. Для перелаштування необхідно використовувати котушки високої індуктивності, які можуть забезпечити високі значення магнітного поля, що призводить до споживання великих струмів і обмежує час перелаштування.

Таким чином, ЗІГ-резонатори, як і діелектричні резонатори, забезпечують високий рівень добротності [66], а також перелаштовуються в досить широкому діапазоні частот [67]. Проте основними недоліками є високі значення струмів для керування ЗІГ-резонаторами та складнощі монтування резонатора в мікросмужкову підкладку, через велике виділення тепла на резонансних частотах.

У разі оптичного перелаштування резонансної частоти підкладку резонатора виготовляють з напівпровідників із невеликими значеннями ширини забороненої зони. Під дією зовнішнього світлового випромінювання в напівпровіднику генеруються електронно-діркові пари, які змінюють концентрацію електронів і дірок в напівпровіднику. В роботах [68, 69] наведено конструкції ДР з нанесеним на торцеву поверхню фоточутливим напівпровідником і продемонстровано перелаштування резонансної частоти ДР у вузькому діапазоні (менше 20 МГц, що становить 0,2% від резонан-

сної частоти ДР). Отже, застосування даного методу для перелаштування резонансної частоти ДР в широкому діапазоні обмежене.

У роботі [70] для створення СЗФ автори використовували кремнієву підкладку і опромінювали фільтр аргоновим лазером з довжиною хвилі 0,513 мкм. Діапазон перелаштування резонансної частоти такого фільтра лежить в межах від 5 до 7 ГГц, а рівень режекції в смузі загородження рівний – 45 дБ за інтенсивністю випромінювання до 50 Вт/мм<sup>2</sup>. Проте застосування потужних лазерів для перелаштування НВЧ фільтрів обмежує сфери застосування цього методу. Оптичне управління резонансною частотою фільтра також можливе з використанням оптично залежних зосереджених компонентів. Наприклад, автори роботи [71] використовували як управляючий елемент, фоточутливий польовий транзистор із затвором Шотткі (ПТШ), а як випромінювач – напівпровідниковий лазер з довжиною хвилі 0,827 нм. У разі зміни потужності лазерного випромінювання від 0 до 40 мВт струм через канал транзистора змінювався в межах від 0,02 мА до 17,61 мА. У цій роботі ПТШ використовується як варактор, керований світлом, і зміна струму стоку призводить до перелаштування резонансної частоти. Проте діапазон перелаштування резонансної частоти подібного СПФ склав всього 114 МГц (від 10,675 до 10,789 ГГц).

Механічне перелаштування здійснюється, як правило, вручну, за допомогою гвинтів й інших пристроїв налаштування, а іноді за допомогою двигунів [72-75]. У роботі [72] автори використовували для перелаштування резонансної частоти мікросмужкового фільтру діелектричну пластину і три діелектричні стрижні. Мікросмужковий фільтр розміщувався в порожнистій металевій конструкції, а до його резонаторів вертикально підводилися діелектричні стрижні. Разом з цим паралельно площині фільтру за допомогою крокових моторів переміщувалася діелектрична пластина. Залежно від матеріалу кожного із стрижнів змінювалася ширина смуги фільтру, а рухом діелектричної пластини перелаштовувалася резонансна частота. Підбором матеріалу діелектричної пластини можна також змінювати діапазон перелаштування резонансної частоти. Зміна висоти підйому діелектричної пластини від 0.04 мм до 10 мм призводила до перелаштування центральної частоти фільтру на 0.51 ГГц (з

4.5 ГГц до 5.01 ГГц). Уразі перелаштування змінилася і ширина смуги АЧХ. Перевагою подібного типу є те, що він не вносить додаткових втрат. Недоліком є те, що це суто лабораторний метод, він вимагає додаткової системи охолодження і громіздкого допоміжного устаткування.

Поєднанням електричних актюаторів і механічного способу призводить до мікро-механічного перелаштування. Перелаштовуючі елементи, як і у разі механічного методу перелаштування не вносять додаткових втрат [76]. Управління перелаштовуваними елементами здійснюється не вручну, а зміною електричного струму або напруги, що подається на актюатори. Мікромеханічне керування може також здійснюватися за допомогою мікроелектромеханічних систем (МЕМС) [77-79], п'єзоелектричних актюаторів, а також різних комбінацій цих елементів з щілинними проміжками [77], елементами резонаторів [79] і так далі. Великий інтерес становлять резонатори на основі п'єзоелектричних актюаторів з мікромеханічним перелаштуванням резонансної частоти. Подібний тип перелаштування полягає в переміщенні управляючого електрода, що змінює електричну довжину резонатора. Переміщення електрода відбувається за рахунок зміни геометричних розмірів п'єзоелектричного актюатора за рахунок прикладення до нього електричного поля. За принципом роботи перелаштування за допомогою п'єзоелектричних актюаторів схоже на перелаштування за допомогою МЕМС, але ключовою відмінністю є використання не повітряного проміжку, а багат шарових структур з різними значеннями діелектричної проникності. Так автори роботи [79] використовували для елемента перелаштування мікросмужкового СПФ багат шарову структуру біморфного свинцево-цирконієвого-титанату (PZT). Під дією напруги елемент перелаштування прогинається догори, утворюючи між електродами повітряний проміжок, який змінює ефективну діелектричну проникність структури. За відсутності напруги електроди зімкнуті і розділені діелектриком з високим значенням діелектричної проникності. Збільшення напруги усього до 10 В призводить до появи повітряного проміжку у 20 мкм. Подібний фільтр має низький рівень втрат в смузі пропускання від -3 дБ до -2 дБ. Перелаштування резонансної частоти складає більше 130 % (від 1,1 ГГц до 2,6 ГГц) у разі зміни напруги від 0 до

200 В. Застосування п'єзоелектричних актюаторів дозволяє зберегти плавність перелаштування і при цьому позбавитися прилипання контактних поверхонь, як у випадку з МЕМС.

## 1.2. Перелаштовувані фазообертачі

Фазообертачі є елементами сучасних електронних систем, у тому числі приймально-передавальних трактів комунікаційних систем, побудованих за багатоканальними схемами. Тому характеристики і вартість фазообертачів впливають на характеристики і вартість таких систем в цілому. Розвиток комунікаційних систем з приймально-передавальним трактом, що побудований за багатоканальною схемою, стимулюється ще й такими двома факторами: розробкою електронно-керованих швидкодіючих фазообертачів, які в системі з електронним скануванням здатні змінювати напрям поширення електромагнітної хвилі протягом короткого проміжку часу, і появою можливості швидкої оцінки даних та прийняття рішення за допомогою мікропроцесорів, що працюють за заданою програмою. Основна перевага цих систем полягає в тому, що вони дозволяють не тільки підвищити якість зв'язку, але і знизити вимоги до рівня переданої потужності, що сприятливо позначається не тільки на енергетичній ефективності, а й на ступені чистоти ефіру.

Фазообертачі можуть бути класифіковані за різними ознаками. Так, за характером зміни фази фазообертачі можна розділити на два великі класи: аналогові, в яких зміна фази відбувається плавно, і дискретні, в яких фаза може приймати строго певні дискретні значення. У разі використання дискретних фазообертачів зручно застосовувати кілька фазообертаючих ланок, що включені послідовно і квантувати максимальний необхідний фазовий зсув на дискретні фазові зсуви на кожному дискретному елементі. Керування такими фазообертачами можна здійснювати за допомогою цифрових процесорів і контролерів, які широко застосовуються в системах зв'язку.

Як правило, дискретні фазообертачі будуються на основі відрізків ліній передачі з різною електричною довжиною й, залежно від стану ключа, НВЧ-хвиля може поширюватися електрично коротшим або електрично довшим шляхом. Залежно від типу

ключа, що використовується для комутації ліній, фазообертачі діляться на діодні (як ключ використовують  $p-i-n$  діоди), транзисторні, МЕМС і т.д. Керуюча та передана потужності таких фазообертачів визначаються типом ключа. Таким чином, дискретні фазообертачі можна класифікувати за типом застосовуваного перемикача.

Аналогові фазообертачі, як правило, будуються на основі конструкцій, в яких магнітна або діелектрична проникність середовища, у якій поширюється електромагнітна хвиля, змінюється завдяки певному зовнішньому впливу, наприклад, прикладаючи кероване електричне або магнітне поле. Типовими реалізаціями є прилади із застосуванням феритових матеріалів, хоча в даний час ведуться роботи в напрямку використання сегнетоелектричних матеріалів. Також неперервну зміну фази можна реалізувати в приладах з використанням варакторів.

Найважливішими характеристиками фазообертачів є:

- внесені втрати;
- максимально можливий фазовий зсув;
- фазова похибка (похибка встановлення);
- нерівномірність амплітудної характеристики в залежності від величини фазового зсуву;
- час перемикання фази;
- максимальна вхідна (передана) потужність;
- потужність, необхідна на встановлення фазового зсуву (потужність перемикання);
- розмір і вага фазообертача;
- розмір і вага кола керування фазообертачем.

У аналогових пристроях, як правило, величина максимально можливого фазового зсуву визначається відповідними розмірами пристрою, які, в свою чергу, впливають на втрати в пристрої. Тому для оцінки фазообертачів часто використовують показник якості [81, 82], який визначається як відношення максимально можливого фазового зсуву до внесених втрат:



$$F = \frac{\Delta\varphi}{|S_{21}|^2},$$

де  $\Delta\varphi$  – величина максимально можливого фазового зсуву,  $|S_{21}|^2$  – усереднена за станами пристрою величина втрат в пристрої.

Приблизне уявлення про характеристики фазообертачів дає наведена в табл. 1.1 порівняльна характеристика 5-бітного діодного і феритових фазообертачів в їх типовому виконанні для діапазону частот порядку 1-10 ГГц [83,84].

Таблиця 1.1.

Порівняльна характеристика 5-бітного діодного і феритових фазообертачів в типовому виконанні.

Параметри	5-бітний фазообертач на <i>pin</i> -діодах	Феритові фазообертачі		
		Тороїдальний	Двомодовий	З обертовим полем
Втрати, дБ	1,4 – 2,3	0,6	0,7	0,7
Розмір, см	1,5 × 2,8	1,5 × 4,0	2,5 × 5,6	2,5 × 6,6
Маса, г	17	22,5	28	80
Час перемикання, мкс	0,05 – 0,2	2–5	50–150	50–200
Сер. кв. фазова похибка, °	4	7	6	3
Температурна чутливість	Низька	Висока	Помірна	Висока
Потужність комутації, Вт	2	10	20	120
Потужність приводу, Вт	0,5	0,1	0,1	2

Електричне керування фазовим зсувом реалізується за рахунок використання напівпровідникових або сегнетоелектричних компонентів. Зазвичай напівпровідникові компоненти використовуються як ключі [85-88]. Для перемикання фазових станів в таких пристроях можуть бути використані *p-i-n*-діоди [89], польові транзистори та інші напівпровідникові прилади, що реалізують ключові функції, для переключення ліній з відмінною електричною довжиною. Різниця електричної довжини комутованих ліній призводить до різного набігу фази у разі проходження хвилі цими ділянками ліній.

Фазообертачі на основі відрізків ліній передач є вузькосмуговими пристроями, вони забезпечують заданий фазовий зсув тільки на фіксованій частоті. У разі відхилення від цієї частоти фазовий зсув буде відрізнятися — виникає фазова похибка. В результаті використання високодобротних підкладок для створення відрізків ліній

передачі величина внесених втрат визначається, переважно, втратами ключів. Широко застосовувані *p-i-n*-діоди мають істотні втрати (приблизно 4-9 дБ, [83, 85-88]), тому такі фазообертачі обов'язково доповнюються малошумлячим підсилювачем.

Останнім часом відновився інтерес до створення керованих пристроїв із застосуванням сегнетоелектричних матеріалів. Це пов'язано, насамперед, з можливістю електричного управління такими пристроями. Крім того, технологія виготовлення таких матеріалів розвивається у бік тонких плівок, сумісних з технологічним циклом виготовлення інтегральних схем [90]. У науковій періодиці описані спроби створення фазообертачів на основі копланарної лінії, навантаженої на зосереджені конденсатори у вигляді періодичної системи штирів [91]. Їх ізолятором служать плівки твердих розчинів типу  $(\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x})\text{TiO}_3$  (*BST*), здатні змінювати свою діелектричну проникність в електричному полі. Очевидним недоліком такої конструкції є обмежений частотний діапазон, поза яким АЧХ приладу деградує в силу резонансних явищ, обумовлених численними перевідбиваннями від періодичних неоднорідностей. Проте, повідомляється також про покращені конструкції із застосуванням спеціальної топології бічних електродів копланарної лінії [92], високодобротних підкладок з кварцу і сапфіра [93], а також пристроїв з використанням надпровідних матеріалів, застосування яких націлене на зниження втрат [94-96]. Також є повідомлення про створення НВЧ фазообертачів на основі навантаженої мікросмужкової лінії, в якій як нелінійні елементи використовуються планарні  $\text{SrTiO}_3$  конденсатори [97,98], хвилеводнощілинних фазообертачів на основі сегнетоелектричних плівок *BST* [99]. Основними проблемами таких пристроїв, як і раніше, залишаються порівняно високий рівень внесених втрат, обумовлений діелектричними втратами в сегнетоелектриках і омичними втратами в електродах, необхідність використання порівняно довгих ліній передачі. При цьому технологія виготовлення та склад керованих плівок все ще перебувають на стадії лабораторних досліджень і не готові до промислового впровадження.

В [100,101] описані спроби створення фазообертачів і антенних решіток з їх застосуванням на основі керованих сегнетоелектричних лінз. І хоч авторам вдалося

досягти прийнятних показників за рівнем внесених втрат, конструкція вимагає складного багатоступінчастого узгодження, використання високих керуючих напруг, а за громіздкістю порівнянна з феритовими фазообертачами.

Існує 4 основних види феритових фазообертачів – зі змінною проникністю, тороїдальні, двомодові і фазообертачі з обертовим полем. У фазообертача зі змінною проникністю феритовий стрижень розташовується в центрі хвилеводу і намагнічується в поздовжньому напрямку за допомогою соленоїда. Фазовий зсув хвилі, що поширюється, залежить від намагніченості фериту, яка, в свою чергу, залежить від амплітуди прикладеного магнітного поля, яка контролюється струмом, що протікає через обмотку соленоїда. Фазообертачі зі змінною проникністю зазвичай реалізують неперервну зміну фази і є взаємними пристроями, однак вони мають тривалий час перемикання, що пов'язаний з високою індуктивністю намагніченої котушки. Також фазообертачі цього типу вимагають великого струму керування, який треба підтримувати протягом усього часу роботи пристрою. Невзаємні тороїдальні феритові фазообертачі елементи усувають необхідність у постійному керуючому струмі. Такий фазообертач складається з феромагнітного тороїда, розташованого усередині хвилеводу. Принцип дії такого фазообертача заснований на залишковій намагніченості феромагнітного матеріалу з петлею гістерезису, що нагадує квадрат. Різниця фаз змінюється шляхом перемикання залишкової намагніченості від одного напрямку в інший. Тороїд залишається в одному з станів без подальшої витрати енергії до тих пір, поки перемикаючий імпульс не змінить намагніченість в протилежний стан, в якому тороїд перебуватиме до тих пір, поки не буде поданий наступний керуючий імпульс.

Двомодовий взаємний феритовий фазообертач поєднує переваги взаємного фазообертача з перевагами невідповідного. Ферит в центрі даної конструкції лінійно поляризується до рівня, який забезпечує необхідний фазовий зсув. На кінцях центральної секції розташовані чвертьхвильові феритові секції, які намагнічені поперечним полем постійного (чотириполюсного) магніту для отримання невідповідного кругового поляризатора. На кінцях структури перебувають діелектричні елементи з тонкоплівковими резисторами, основне завдання яких полягає в тому, щоб поглинути лінійно-

поляризовану енергію однієї орієнтації, і в той же час пропустити лінійно-поляризовану хвилю з ортогональною поляризацією з мінімальними втратами. В цілому дана конструкція металізується і має форму хвилеводу.

Вхідна чвертьхвильова секція перетворює лінійно-поляризовану хвилю, в поляризовану по колу з однією орієнтацією, яка поширюється крізь феритову секцію з фазовою затримкою, яка залежить від амплітуди і напряму прикладеного осьового поля підмагнічування. Потім, вихідна чвертьхвильова секція перетворює поляризовану по колу хвилю, що вийшла, назад в лінійно-поляризовану. Завдяки двом крайовим пластинам, хвиля поширюється через відрізок зі змінною намагніченістю з протилежними орієнтаціями кругової поляризації, що забезпечує рівний набіг фази в обох напрямках. Ця комбінація невзаємних ефектів дає взаємний пристрій без необхідності зміни напрямку намагніченості. Альтернативна конструкція, де феритова секція управляється за допомогою поперечного магнітного чотирьохполюсника, була розроблена для зменшення часу перемикання [102].

Фазообертач з обертовим полем є взаємним пристроєм і електрично еквівалентний перемикачу фази з обертовою пластиною [103, 104]. Такі фазообертачі застосовуються в пристроях, що вимагають високу допустиму вхідну потужність. Такий фазообертач складається з переходу з прямокутного на круглий хвилевід, за яким слідує перетворювач (поляризатор) з хвилі з круговою поляризацією в лінійно-поляризовану хвилю, поперечно намагнічений феритовий стрижень (еквівалент обертаємої напівхвильової пластини), перетворювач (поляризатор) з лінійно-поляризованої хвилі в хвилю з круговою поляризацією, і перетворювач з круглого хвилеводу, назад в прямокутний. Центральний феритовий стрижень повністю заповнює круглий хвилевід і намагнічується за допомогою поперечного поля чотирьохполюсника до рівня, який створює подвійне променезаломлення фази на  $180^\circ$ . Це поле підмагнічування генерується за допомогою «синусної» і «косинусної» обмоток, розташованих на каркасі, схожому на статор мотора, який розташовується за межами металевих стінок хвилеводу. Кожна з обмоток генерує поперечне магнітне поле квадруполя в феритових стержнях, а обмотки чергуються таким чином, щоб головна вісь поля квадруполя могла бути повернена на будь-який кут шляхом установки струму в кожній з двох обмоток. Величина фазового зсуву пропорційна ефективному куту повороту головної осі намагніченого феритового стрижня.

Застосування феритових матеріалів в розглянутих типах фазообертачів багато в чому визначає їх властивості. Як показано в дослідженнях феритових фазообертачів [105-107], ці пристрої мають істотні втрати. Виняток становлять пристрої із застосуванням гранатів, зокрема, залізо-ітрієвого граната, з прекрасними діелектричними властивостями, які, однак, спостерігаються в межах діапазону 1-12 ГГц [108]. Описані також спроби створення НВЧ пристроїв для частот порядку 35 ГГц з використанням гексагональних феритових матеріалів, проте втрати гексаферитів занадто великі для більшості практичних застосувань [109].

Хвилеводні конструкції з використанням об'ємних феритових матеріалів характеризуються високими значеннями переданої потужності. Однак, для їх управління застосовуються обмотки, висока індуктивність яких обмежує швидкість перелаштування. До того ж, в пристроях аналогового типу потрібно забезпечити підтримку порівняно великих струмів. Цей недолік певною мірою усунутий в дискретних пристроях, принцип дії яких спирається на гістерезисні властивості феритів, однак для перенамагнічування все одно потрібні порівняно великі імпульсні потужності.

Крім хвилеводних конструкцій описані спроби створення ММІС з використанням полікристалічних феритових плівок на напівпровідникових підкладках [110]. Проте їх автори зіштовхнулися з кількома серйозними проблемами, які зумовлені різницею температурних коефіцієнтів розширення феритової плівки і напівпровідникової підкладки, а також необхідністю відпалу нанесених плівок для кристалізації аморфних фаз. Застосування гексаферитів виявилось складним через схожі причини, а також в силу високого рівня внесених втрат [111], який обумовлений електронною структурою іонів металів в фериті і тому має фундаментальний характер.

Крім перелічених недоліків використання феритових матеріалів у пристроях НВЧ передбачає наявність системи управління, яка компенсувала б гістерезисні явища, а також зміну параметрів феритів в залежності від температури навколишнього середовища.

З розвитком технології МЕМС відродився інтерес до пристроїв з механічним керуванням, в яких мікромініатюрні рухомі частини виконуються за допомогою технології, подібної до мікроелектронної.

Основними недоліками систем з механічним керуванням є низька швидкість управління, відносно великі енергії, необхідні для перелаштування, іноді нестійкість в

умовах вібрації та ін. Разом з тим, швидкість перемикання істотно залежить від величини механічного переміщення. Макромеханічне керування (переміщення порядку одиниць сантиметрів) за допомогою важелів, різного роду гвинтів є повільним і забезпечує практично квазістатичний режим керування [112]. Пристрої з п'єзоелектричною балочною структурою забезпечують менші переміщення (порядку 100 мкм), але є більш швидкими (час відгуку близько  $10^{-3}$  с) [113].

У той же час, МЕМС можуть застосовуватися в діапазоні частот 1-120 ГГц [114,115], і при цьому мати досить високу швидкість керування (10-40 мкс). До переваг НВЧ МЕМС відносять лінійність характеристик і низьку вартість, а їх недоліками є відносно висока керуюча напруга (20-80 В), невисока НВЧ потужність (20-50 мВт) і необхідність повної герметизації пристрою. Перераховані недоліки обумовлені, головним чином, використанням електростатичних сил для управління МЕМС і можуть бути подолані, якщо застосувати в МЕМС п'єзоелектричний (електрострикційний) тип управління.

На теперішній час добре розроблені два основних способи реалізації НВЧ фазообертачів з використанням МЕМС:

- комутація відрізків лінії передачі змінної електричної довжини за допомогою МЕМС-вимикачів, діючих подібно *p-i-n* діодам в фазообертачах на основі комутованих відрізків ліній [116,117];

- використання конденсаторів на основі МЕМС-структури, які працюють подібно варакторним діодам [118].

Перший спосіб забезпечує дискретний спосіб керування, в той час як другий – аналоговий. Запропоновані на теперішній час аналогові МЕМС-фазообертачі використовують декілька МЕМС-конденсаторів, розташованих в ряд над мікросмужковою або копланарною лінією.

Початково конструкції МЕМС-перемикачів були досить схожі на кола перемикання на основі польових транзисторів і *p-i-n*-діодів, в яких активний елемент замінюється МЕМС перемикачем. Пізніше було запропоновано вбудовувати МЕМС перемикачі в розподілену структуру лінії передачі [119]. У даних конструкціях копланарна або мікросмужкова лінія періодично навантажена за допомогою МЕМС-мостів, які діють як шунтуючі ємності. Однак, в подібних структурах виникають множинні

відбиття від неоднорідностей, що, у свою чергу, призводить до погіршення характеристик пристрою і зменшує смугу робочих частот.

Останнім часом були розроблені МЕМС- перемикачі для керування колами сантиметрового і міліметрового діапазону з низькими втратами, такі як фазообертачі на комутованих лініях [120-122]. Перевага використання МЕМС- перемикачів перед перемикачами на основі польових транзисторів або *p-i-n*-діодів полягає в їх менших втратах і відсутності інтермодуляційних спотворень [123]. Сучасні МЕМС-перемикачі випускаються як в послідовній, так і шунтуючій конфігураціях. У послідовній конструкції з включеними ключами, коло замкнене, а в конструкції з шунтами коло сигналу закорочене на заземлюючий електрод. Голдсміт та ін. [121] запропонували конструкцію, в якій тонкий діелектричний шар розташований на нижньому електроді для запобігання контакту за постійним струмом, коли перемикач закорочений. Дана конструкція з ємнісними перемикачами прийнятна для пристроїв, розрахованих на діапазон 10-40 ГГц. Яо та ін. [122] запропонували металевий МЕМС-перемикач, що замикається на метал, для використання в системах 6 ГГц діапазону. МЕМС-перемикач збирається з балки, зафіксованої двома кінцями, кронштейна і діафрагми, розташованих на відстані 3-4 мкм над лінією передачі. Керуючі напруги складають величину порядку 25-100 В. Пачеко та ін. [124] показали, що управління малими напругами (14-16 В) може бути здійснене за допомогою зазору порядку 3 мкм з використанням витої пружини. Повітряний зазор величиною 3-4 мкм потрібен для того, щоб зменшити вплив паразитної ємності балки у вимкненому стані (піднесена балка) і мати співвідношення ємностей у включеному і вимкненому станах порядку 50-100. У конструкції з шунтами наявність паразитних ємностей обмежує високочастотний відгук перемикача у вимкненому стані через наявність небажаних віддзеркалень. У послідовній конструкції паразитна ємність обмежує ізоляцію перемикача шляхом появи зв'язку на високих частотах. Було показано, що МЕМС-перемикачі надійно працюють на частотах аж до 40 ГГц з малими втратами (0.2-0.5 дБ) і високою лінійністю характеристик [120, 123]. Досяжна ізоляційна здатність таких перемикачів зазвичай становить приблизно 20-40 дБ, залежно від розмірів мосту, з відповідним коефіцієнтом відбиття від – 15 до – 20 дБ.

### 1.3. Висновки

Як видно з проведеного аналізу літератури, керуючі пристрої мають великий спектр конструкцій і знаходять широке застосування в сучасній НВЧ-техніці, проте мають ряд недоліків і потребують подальшого дослідження.

Аналіз способів керування показує, що механічний спосіб зберігає високу добротність системи і характеризується малими втратами, але не може бути застосованим для автоматизованого управління; магнітний спосіб забезпечує перелаштування в широкому діапазоні, проте для створення сильного магнітного поля необхідно встановити високе значення струму в котушках підмагнічення, що не може бути застосовуватися в портативних рішеннях; оптичний спосіб має високу швидкодію, проте забезпечує перелаштування в малому діапазоні; електричний спосіб дозволяє застосувати адаптивні алгоритми керування за допомогою мікропроцесора, проте зменшує добротність та вносить додаткові втрати, зумовлені втратами в керуючих елементах.

Електромеханічний спосіб, що почав розроблятися в Україні ще на початку 80-х років минулого сторіччя [28], поєднує в собі переваги механічного та електричного способу керування і забезпечує перелаштування НВЧ характеристик в широкому діапазоні з малими втратами, зберігаючи високу добротність системи. Інтерес до цього методу зростає в останні роки, доказом чого є стрімкий розвиток радіочастотних МЕМС-приладів. Проте вдосконалення електромеханічного способу перелаштування потребує не тільки покращення конструкцій і технології рушіїв, але насамперед пошук електродинамічних систем, що надають можливість за рахунок мікропереміщень складових частин суттєво перелаштовувати характеристики з мінімальними втратами електромагнітної енергії. Тому в цій роботі проводиться встановлення закономірностей мікромеханічно перелаштовуваних НВЧ приладів з ціллю зменшення необхідних для перелаштування переміщень та зменшення втрат.

Оскільки сучасні діелектричні матеріали мають малі втрати та не мають фундаментальних обмежень робочої частоти аж до інфрачервоного діапазону, то в роботі розглядаються діелектричні та метало-діелектричні прилади з мікромеханічним перелаштуванням мікрохвильових характеристик.



## 2. Одновимірна діелектрична неоднорідність

Одновимірна діелектрична неоднорідність, в якій діелектричні властивості змінюються тільки в одному напрямку і яка є обмеженою нескінченними металевими пластинами (рис. 2.1), є найпростішою структурою, придатною для мікромеханічного керування, якщо одна з областей є повітрям [126]. В такій структурі вдається отримати аналітичні розв'язки електродинамічної задачі і на їх основі виявити та дослідити основні закономірності мікромеханічного перелаштування [127, 128]. В наступних розділах буде продемонстровано, що ці закономірності присутні і в більш складних мікромеханічно перелаштовуваних системах [129]. Розв'язки електродинамічної задачі для одновимірної діелектричної неоднорідності використовуються в аналізі хвилеводно-діелектричних структур. Для більш складних систем, таких як смужкові багат шарові лінії, розв'язки одновимірної задачі дають асимптоти для граничних випадків, що надає можливість аналізувати граничні характеристики перелаштування.

### 2.1. Дисперсійні характеристики одновимірної діелектричної неоднорідності

Розглянемо одновимірну структуру з діелектричною неоднорідністю (рис. 2.1). У ній діелектричні властивості середовища змінюються тільки в напрямку  $Oy$ .

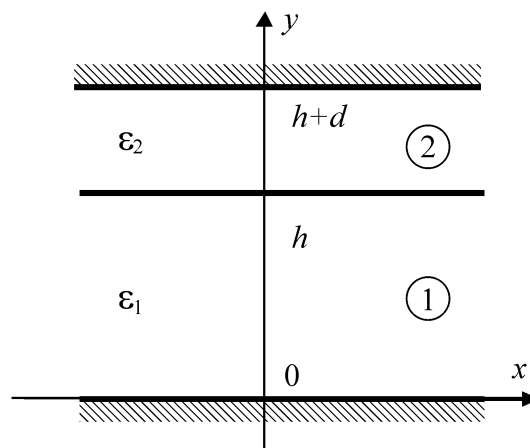


Рис. 2.1. Одновимірна структура з діелектричною неоднорідністю

Електромагнітне поле в структурі, що розглядається, може бути описане за допомогою  $y$ -компонент електричного  $\Gamma^e = [0, \Gamma^e, 0]^T$  та магнітного  $\Gamma^m = [0, \Gamma^m, 0]^T$  векторів Герца. Такий опис електромагнітного поля допускає незалежні розв'язки рівнянь Максвелла окремо для електричного і магнітного векторів Герца, і ці розв'язки розпадаються на  $LM$ -хвилі, які описуються вектором  $\Gamma^e$ , та  $LE$ -хвилі, які описуються вектором  $\Gamma^m$ .

Розв'язки рівняння Гельмгольца для  $LM$ -хвиль з урахуванням граничних умов на електричних стінках на площинах  $y = 0$  и  $y = h + d$  мають вигляд

$$\Gamma^e = \begin{cases} A_1^e f^e(x, z) \cos(\beta_{y1}^e y), & 0 \leq y \leq h; \\ A_2^e f^e(x, z) \cos(\beta_{y2}^e (y - h - d)), & h \leq y \leq h + d, \end{cases} \quad (2.1)$$

де  $A_1^e$ ,  $A_2^e$  – сталі,  $f^e(x, z)$  – розв'язки двовимірного рівняння Гельмгольца  $\frac{\partial^2 f^e(x, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f^e(x, z)}{\partial z^2} + \beta^{e2} f^e(x, z) = 0$ ,  $\beta^e$  – стале хвильове число,  $\beta_{y1}^e$ ,  $\beta_{y2}^e$  – поперечні хвильові числа, які пов'язані з частотою і хвильовим числом  $\beta^e$  співвідношенням:

$$\varepsilon_{1(2)} k^2 = \beta_{y1(2)}^{e2} + \beta^{e2}, \quad (2.2)$$

$k = \frac{\omega}{c}$  – стала поширення електромагнітної хвилі у вакуумі,  $\omega$  – кругова частота,  $c$  – швидкість світла у вакуумі.

Прирівнюючи тангенціальні компоненти полів на границі розділу областей 1 ( $h \leq y \leq h + d$ ) і 2 ( $0 \leq y \leq h$ ), отримуємо дисперсійне рівняння:

$$\frac{\beta_{y1}^e}{\varepsilon_1} \operatorname{tg}(\beta_{y1}^e h) + \frac{\beta_{y2}^e}{\varepsilon_2} \operatorname{tg}(\beta_{y2}^e d) = 0, \quad (2.3)$$

та зв'язок між сталими  $A_1^e$  і  $A_2^e$ :

$$\frac{A_1^e}{A_2^e} = \frac{\varepsilon_2 \cos(\beta_{y_2}^e d)}{\varepsilon_1 \cos(\beta_{y_1}^e h)}. \quad (2.4)$$

Аналогічно для  $LE$ -хвиль маємо:

$$\Gamma^m = \begin{cases} A_1^m f^m(x, z) \sin(\beta_{y_1}^m y), & 0 \leq y \leq h \\ A_2^m f^m(x, z) \sin(\beta_{y_2}^m (y - h - d)), & h \leq y \leq h + d \end{cases}, \quad (2.5)$$

де  $A_1^m$ ,  $A_2^m$  – сталі,  $f^m(x, z)$  – розв'язки двовимірного рівняння Гельмгольца  $\frac{\partial^2 f^m(x, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f^m(x, z)}{\partial z^2} + \beta^{m^2} f^m(x, z) = 0$ ,  $\beta^m$  – стале хвильове число,  $\beta_{y_1}^m$ ,  $\beta_{y_2}^m$  – поперечні хвильові числа, які пов'язані з частотою і хвильовим числом  $\beta^m$  співвідношенням:

$$\varepsilon_{1(2)} k^2 = \beta_{y_{1(2)}}^m{}^2 + \beta^{m^2}, \quad (2.6)$$

та дисперсійним рівнянням:

$$\beta_{y_1}^m \operatorname{ctg}(\beta_{y_1}^m h) + \beta_{y_2}^m \operatorname{ctg}(\beta_{y_2}^m d) = 0. \quad (2.7)$$

З рівнянь (2.2) та (2.6) випливає, що поперечні хвильові числа не залежать від розподілів  $f^{e(m)}(x, z)$ , а пов'язані між собою співвідношеннями:

$$\beta_{y_2}^{e(m)} = \sqrt{(\varepsilon_2 - \varepsilon_1) k^2 + \beta_{y_1}^{e(m)2}}. \quad (2.8)$$

Отже, розв'язки дисперсійних рівнянь (2.2), (2.3) та (2.6), (2.7) залежать тільки від частоти, діелектричної проникності і розмірів областей 1 і 2. Як видно з вище перерахованих рівнянь, якщо їх розв'язки пронормувати, помноживши на товщину області 1  $h$ , то ці нормовані розв'язки будуть залежати тільки від відношення  $d/h$ , добутку  $kh$ , що залежить від частоти, та діелектричних проникностей областей. Нормовані перші корені цих рівнянь для різних частот і проникностей області 1 показано на рис. 2.2 та 2.4.

Як видно з рис. 2.2, у випадку, коли область 2 є повітряною, поперечне хвильове число для  $LM$ -типу коливачів сильно залежить від відстані між діелектриком з проникністю  $\epsilon_1$  та металевою пластинною. Зміна цієї відстані від нуля до всього декількох сотих часток відсотка від товщини діелектрика  $h$  (що складає десятки мікрометрів в сантиметровому і одиниці мікрометрів в міліметровому діапазоні довжин хвиль) призводить до істотної зміни поперечного хвильового числа. Кількісно ці зміни збільшуються з ростом діелектричної проникності області 1 і частоти.

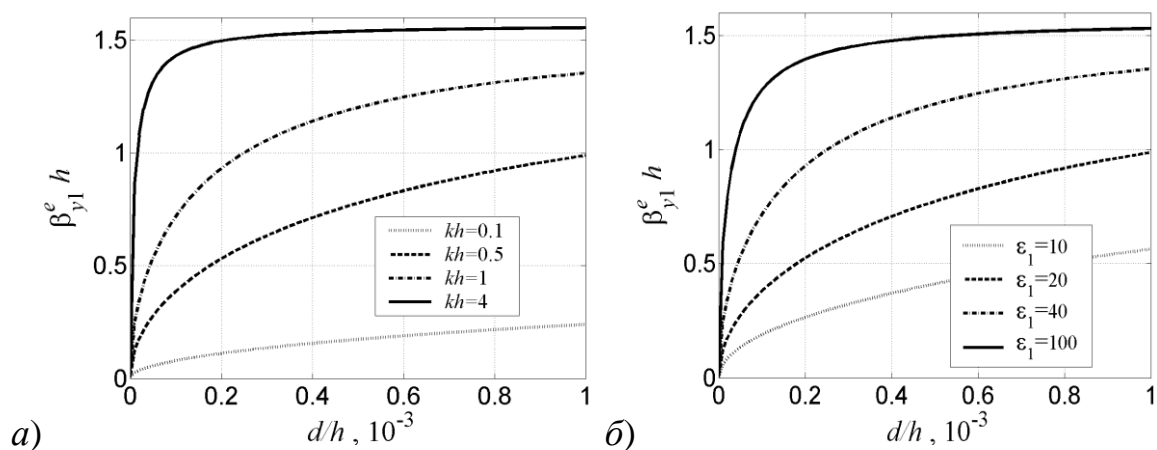


Рис. 2.2. Залежність нормованого поперечного хвильового числа найнижчого  $LM$ -типу коливачів від нормованої товщини області 2, а): за різних значень нормованої частоти, діелектричні проникності областей:  $\epsilon_1 = 80$ ,  $\epsilon_2 = 1$ ; б): у разі різних значень діелектричної проникності області 1,  $\epsilon_2 = 1$ ,  $kh = 2$ .

Наявність повітряного проміжку між металевою пластинною і діелектриком з проникністю  $\epsilon_1$  призводить до сильного збурення електричного поля (рис. 2.3), пов'язаного з появою  $E_y$ -компоненти у повітрі, яка на границі поділу в  $\epsilon_1$  разів більше ніж зі сторони діелектрика та появою на границі тангенціальної компоненти  $E_x$ . Збільшення повітряного проміжку призводить до зменшення на границі поділу нормальної компоненти та збільшення тангенціальної. Таке сильне збурення електромагнітного поля є ключовим для отримання мікроехемічного перелаштування мікрохвильових характеристик пристроїв.

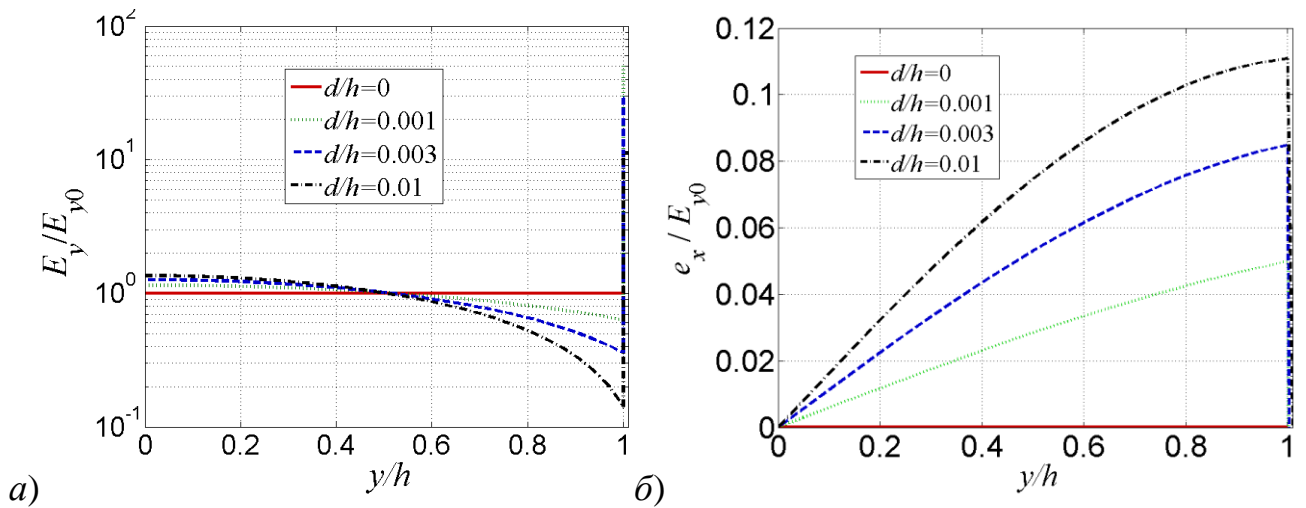


Рис. 2.3. Залежність напруженостей електричного поля:  $y$ - компоненти (а) та нормованої  $x$ - компоненти  $e_x = \frac{E_x}{h \frac{\partial f^e(x,z)}{\partial x}}$  (б), нормованих на значення  $E_y$  для нульового

повітряного зазору  $E_{y0}$ , у напрямку, перпендикулярному границі поділу діелектричних проникностей для різних розмірів повітряного проміжку і  $\epsilon_1 = 80$ ,  $\epsilon_2 = 1$ ,  $kh = 0,5$ .

З рис. 2.4 видно, що для коливань  $LE$ -типу кількісні зміни поперечного хвильового числа  $\beta_{y1}^m$  набагато менші, ніж  $\beta_{y1}^e$  і необхідні варіації розмірів області 2 для досягнення цих змін співмірні з розміром діелектрика в області 1.

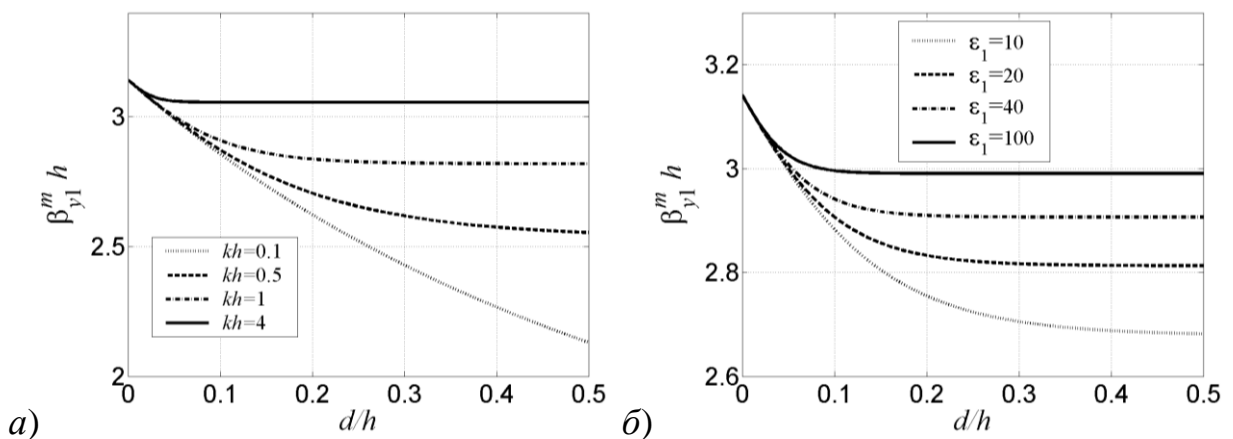


Рис. 2.4. Залежність нормованого поперечного хвильового числа найнижчого  $LE$ -типа коливань від нормованої товщини області 2, (а): для різних значень нормованого хвильового числа і діелектричних проникностей областей:  $\epsilon_1=80$ ,  $\epsilon_2=1$ ; (б): для різних значень діелектричної проникності області 1,  $\epsilon_2=1$ ,  $kh=2$ .

Характерною особливістю  $LM$ -типів коливань є присутність електричної компоненти поля  $E_y$ , яка перпендикулярна площині діелектричної неоднорідності. У коливань  $LE$ -типу компонента електричного поля  $E_y$  відсутня. Отже, для ефективного перелаштування електродинамічних властивостей діелектричних структур слід створювати повітряну неоднорідність перпендикулярно до електричного поля. Для ефективного перелаштування з використанням магнітних матеріалів необхідна наявність компоненти магнітного поля, яка перпендикулярна повітряній неоднорідності.

## 2.2. Дифракція електромагнітних хвиль на одновимірній діелектричній неоднорідності

В цьому підрозділі розглядається розв'язання задачі дифракції електромагнітних хвиль на границі поділу одновимірної діелектричної неоднорідності і однорідної області методом часткових областей (МЧО) [130].

Нехай електромагнітна хвиля, що поширюється в середовищі з відносною діелектричною проникністю  $\epsilon_3$ , падає на одновимірну діелектричну неоднорідність, що розташована в площині  $z = 0$  (рис. 2.5).

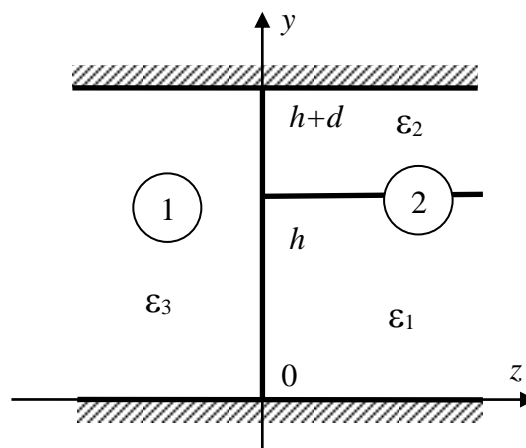


Рис. 2.5. Структура для розв'язання задачі дифракції на одновимірній діелектричній неоднорідності.

Подамо падаючу хвилю в області 1 у вигляді суми парціальних хвиль  $LM$ - і  $LE$ -типу, які описуються  $y$ -компонентами електричного і магнітного векторів Герца:

$$\Gamma_1^{e+} = \sum_{i=0}^{n_{1e}} \Gamma_{1i}^{e+} = \sum_{i=0}^{n_{1e}} c_{1i}^e Y_{1i}^e(y) X^e(x) \exp(-j\beta_{z_i} z), \quad (2.9)$$

$$\Gamma_1^{m+} = \sum_{i=1}^{n_{1m}} \Gamma_{1i}^{m+} = \sum_{i=1}^{n_{1m}} c_{1i}^m Y_{1i}^m(y) X^m(x) \exp(-j\beta_{z_i} z), \quad (2.10)$$

де  $c_{1i}^{e(m)}$  – амплітуди парціальних хвиль,  $Y_{1i}^e(y) = \begin{cases} \sqrt{\frac{1}{h+d}}, & i=0; \\ \sqrt{\frac{2}{h+d}} \cos(\beta_{y_{1i}} y), & i \neq 0 \end{cases}$ ,

$Y_{1i}^m(y) = \sqrt{\frac{2}{h+d}} \sin(\beta_{y_{1i}} y)$  –  $i$ -і власні функції області 1,  $\beta_{y_{1i}} = \frac{i\pi}{h+d}$  – поперечне хви-

льове число в області 1,  $X^e(x)$ ,  $X^m(x)$  – розв'язки однорідного рівняння Гельмголь-

ца  $\frac{d^2 X^{e(m)}(x)}{dx^2} + \beta_x^2 X^{e(m)}(x) = 0$ , які задовольняють умовам:  $\frac{dX^m(x)}{dx} = \mp \beta_x X^e(x)$ ,

$\frac{dX^e(x)}{dx} = \pm \beta_x X^m(x)$ ;  $\beta_x$  – стала,  $\beta_{z_i} = \sqrt{\varepsilon_3 k^2 - \beta_{y_{1i}}^2 - \beta_x^2}$  – стала поширення  $i$ -го типу

коливань,  $n_{1e}$  – константа, що визначає кількість падаючих парціальних хвиль  $LM$ -

типу,  $n_{1m}$  – кількість падаючих парціальних хвиль  $LE$ -типу.

Слід зазначити, що система власних функцій області 1  $Y_{1i}^e(y)$ ,  $Y_{1i}^m(y)$  є ортонормованою з вагою  $\rho = 1$ .

Відбиту хвилю в області 1 подамо у вигляді суперпозиції власних типів хвиль:

$$\Gamma_1^{e-} = \sum_{i=0}^{\infty} \Gamma_{1i}^{e-} = \sum_{i=0}^{\infty} a_{1i}^e Y_{1i}^e(y) X_i^e(x) \exp(-j\beta_{z_i} z), \quad (2.11)$$

$$\Gamma_1^{m-} = \sum_{i=1}^{\infty} \Gamma_{1i}^{m-} = \sum_{i=1}^{\infty} a_{1i}^m Y_{1i}^m(y) X_i^m(x) \exp(-j\beta_{z_i} z), \quad (2.12)$$

де  $a_{1i}^{e(m)}$  – амплітуди власних хвиль.

Отже, загальне поле в області 1 може бути подано у вигляді:

$$\Gamma_1^e = \Gamma_1^{e+} + \Gamma_1^{e-} = \sum_{i=0}^{n_{1e}} c_{1i}^e Y_{1i}^e(y) X^e(x) \exp(-j\beta_{z_i} z) + \sum_{i=0}^{\infty} a_{1i}^e Y_{1i}^e(y) X^e(x) \exp(j\beta_{z_i} z), \quad (2.13)$$

$$\Gamma_1^m = \Gamma_1^{m+} + \Gamma_1^{m-} = \sum_{i=1}^{n_{1m}} c_{1i}^m Y_{1i}^m(y) X^m(x) \exp(-j\beta_{z_i} z) + \sum_{i=1}^{\infty} a_{1i}^m Y_{1i}^m(y) X^m(x) \exp(j\beta_{z_i} z). \quad (2.14)$$

Електромагнітне поле в області 2 подамо у вигляді розкладання за власними функціями цієї області:

$$\Gamma_2^e = \sum_{i=0}^{n_{2e}} \Gamma_{2i}^{e-} + \sum_{i=0}^{\infty} \Gamma_{2i}^{e+} = \sum_{i=0}^{n_{2e}} c_{2i}^e \rho_{Y^e}(y) Y_{2i}^e(y) X^e(x) \exp(j\beta_{z_i}^e z) + \sum_{i=0}^{\infty} a_{2i}^e \rho_{Y^e}(y) Y_{2i}^e(y) X^e(x) \exp(-j\beta_{z_i}^e z), \quad (2.15)$$

$$\Gamma_2^m = \sum_{i=0}^{n_{2m}} \Gamma_{2i}^{m-} + \sum_{i=0}^{\infty} \Gamma_{2i}^{m+} = \sum_{i=0}^{n_{2m}} c_{2i}^m \rho_{Y^m}(y) Y_{2i}^m(y) X^m(x) \exp(j\beta_{z_i}^m z) + \sum_{i=0}^{\infty} a_{2i}^m \rho_{Y^m}(y) Y_{2i}^m(y) X^m(x) \exp(-j\beta_{z_i}^m z), \quad (2.16)$$

де  $a_{2i}^{e(m)}$  – амплітуди власних хвиль в області 2,

$\beta_{z_i}^{e(m)} = \sqrt{\varepsilon_1 k^2 - \beta_{y_{1i}}^{e(m)2} - \beta_x^2} = \sqrt{\varepsilon_2 k^2 - \beta_{y_{2i}}^{e(m)2} - \beta_x^2}$ ,  $\beta_{y_{1(2)i}}^e$  –  $i$ -і розв'язки системи рівнянь

(2.2), (2.3),  $\beta_{y_{1(2)i}}^m$  –  $i$ -і розв'язки системи (2.6),  $Y_{2i}^{e(m)}(y)$  – власні функції області 2:

$$Y_{2i}^e(y) = \begin{cases} \frac{\cos(\beta_{y_{1i}}^e y)}{N_i^e \varepsilon_1 \cos(\beta_{y_{1i}}^e h)}, & 0 \leq y \leq h \\ \frac{\cos(\beta_{y_{2i}}^e (y - h - d))}{N_i^e \varepsilon_2 \cos(\beta_{y_{2i}}^e d)}, & h \leq y \leq h + d \end{cases}, \quad (2.17)$$

$$Y_{2i}^m(y) = \begin{cases} \frac{\sin(\beta_{y_{1i}}^m y)}{N_i^m \sin(\beta_{y_{1i}}^m h)}, & 0 \leq y \leq h \\ \frac{\sin(\beta_{y_{2i}}^m (h + d - y))}{N_i^m \sin(\beta_{y_{2i}}^m d)}, & h \leq y \leq h + d \end{cases}, \quad (2.18)$$



$$\text{де } N_i^e = \sqrt{\frac{h + \frac{\sin(2\beta_{y1i}^e h)}{4\beta_{y1i}^e}}{\varepsilon_1 \cos^2(\beta_{y1i}^e h)} + \frac{d + \frac{\sin(2\beta_{y2i}^e d)}{4\beta_{y2i}^e}}{\varepsilon_2 \cos^2(\beta_{y2i}^e d)}}, N_i^m = \sqrt{\frac{h - \frac{\sin(2\beta_{y1i}^m h)}{4\beta_{y1i}^m}}{\sin^2(\beta_{y1i}^m h)} + \frac{d - \frac{\sin(2\beta_{y2i}^m d)}{4\beta_{y2i}^m}}{\sin^2(\beta_{y2i}^m d)}};$$

$$\rho_{Y^e}(y) = \begin{cases} \sqrt{\varepsilon_1}, & 0 \leq y \leq h \\ \sqrt{\varepsilon_2}, & h \leq y \leq h+d \end{cases}, \rho_{Y^m}(y) = 1 - \text{вагові функції, } c_{2i}^{e(m)} - \text{амплітуди парціальних хвиль } LM\text{- і } LE\text{- типів, що падають на границю розділу з боку області 2, } n_{2e(m)} - \text{константи, що визначають кількість падаючих парціальних хвиль } LM\text{- і } LE\text{- типів.}$$

Слід зазначити, що система власних функцій області 2 у вигляді (2.17), (2.18) є ортонормованою з вагами  $\rho_{Y^e}^2(y)$ ,  $\rho_{Y^m}^2(y)$ .

Для виконання умови рівності у-компонент поля в площині  $z=0$  введемо дві невідомі функції:

$$f^e(y) = \frac{E_y}{X^e(x)} = \frac{\frac{\partial^2 \Gamma_i^e}{\partial y^2} + \varepsilon_i(y) k^2 \Gamma_i^e}{X^e(x)}, i=1,2, \quad (2.19)$$

$$f^m(y) = \frac{Z_0 H_y}{X^m(x)} = Z_0 \frac{\frac{\partial^2 \Gamma_i^m}{\partial y^2} + \varepsilon_i(y) k^2 \Gamma_i^m}{X^m(x)}, i=1,2, \quad (2.20)$$

$$\text{де } \varepsilon_i(y) = \begin{cases} \varepsilon_3, & i=1 \\ \varepsilon_1, & 0 \leq y \leq h \\ \varepsilon_2, & h \leq y \leq h+d \end{cases}, i=2, Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} - \text{власний імпеданс вільного простору.}$$

Тоді, враховуючи, що система власних функцій областей є ортонормованою, з умови рівності  $x$ -компонент поля в площині  $z=0$  отримаємо:

$$a_{li}^e = \begin{cases} -c_{li}^e + \frac{1}{\varepsilon_3 k^2 - \beta_{y1i}^2} \int_0^{h+d} f^e(y) Y_{li}^e(y) dy, & i \leq n_{1e} \\ \frac{1}{\varepsilon_3 k^2 - \beta_{y1i}^2} \int_0^{h+d} f^e(y) Y_{li}^e(y) dy, & i > n_{1e} \end{cases}; \quad (2.21)$$

$$a_{1i}^m = \begin{cases} -c_{1i}^m + \frac{1}{Z_0(\varepsilon_3 k^2 - \beta_{yli}^2)} \int_0^{h+d} f^m(y) Y_{1i}^m(y) dy, i \leq n_{1m} \\ \frac{1}{Z_0(\varepsilon_3 k^2 - \beta_{yli}^2)} \int_0^{h+d} f^m(y) Y_{1i}^m(y) dy, i > n_{1m} \end{cases}; \quad (2.22)$$

$$a_{2i}^e = \begin{cases} -c_{2i}^e + \frac{1}{\varepsilon_1 k^2 - \beta_{yli}^{e\ 2}} \int_0^{h+d} \rho_{Y^e}(y) f^e(y) Y_{2i}^e(y) dy, i \leq n_{2e} \\ \frac{1}{\varepsilon_1 k^2 - \beta_{yli}^{e\ 2}} \int_0^{h+d} \rho_{Y^e}(y) f^e(y) Y_{2i}^e(y) dy, i > n_{2e} \end{cases}; \quad (2.23)$$

$$a_{2i}^m = \begin{cases} -c_{2i}^m + \frac{1}{Z_0(\varepsilon_1 k^2 - \beta_{yli}^{m\ 2})} \int_0^{h+d} f^m(y) Y_{2i}^m(y) dy, i \leq n_{2m} \\ \frac{1}{Z_0(\varepsilon_1 k^2 - \beta_{yli}^{m\ 2})} \int_0^{h+d} f^m(y) Y_{2i}^m(y) dy, i > n_{2m} \end{cases}. \quad (2.24)$$

Підставляючи (2.21)-(2.24) у (2.13)-(2.16), з умови рівності  $x$ -компонент поля в площині  $z = 0$  отримаємо систему інтегральних рівнянь Фредгольма першого роду [131]:

$$\int_0^{h+d} (G_j^e(y, y') f^e(y') + G_j^m(y, y') f^m(y')) dy' = \phi_j(y), j = 1, 2 \quad (2.25)$$

де

$$G_1^e(y, y') = \pm \beta_x \sum_{i=0}^{\infty} \left( \frac{Y_{1i}^e(y') \frac{dY_{1i}^e(y)}{dy}}{\varepsilon_3 k^2 - \beta_{yli}^2} - \frac{\rho_{Y^e}^2(y') Y_{2i}^e(y') \frac{dY_{2i}^e(y)}{dy}}{(\varepsilon_1 k^2 - \beta_{yli}^{e\ 2})} \right), \quad (2.26)$$

$$G_1^m(y, y') = k \sum_{i=0}^{\infty} \left( -\frac{\beta_{zi} Y_{1i+1}^m(y') Y_{1i+1}^m(y)}{\varepsilon_3 k^2 - \beta_{yli+1}^2} - \frac{\beta_{zi}^m Y_{2i}^m(y') Y_{2i}^m(y)}{\varepsilon_1 k^2 - \beta_{yli}^{m\ 2}} \right), \quad (2.27)$$

$$G_2^e(y, y') = \omega \varepsilon_0 \sum_{i=0}^{\infty} \left( \frac{\varepsilon_3 \beta_{zi} Y_{1i}^e(y') Y_{1i}^e(y)}{\varepsilon_3 k^2 - \beta_{yli}^2} + \frac{\varepsilon_2(y) \rho_{Y^e}^2(y') \beta_{zi}^e Y_{2i}^e(y') Y_{2i}^e(y)}{\varepsilon_1 k^2 - \beta_{yli}^{e\ 2}} \right), \quad (2.28)$$

$$G_2^m(y, y') = \mp \frac{\beta_x}{Z_0} \sum_{i=0}^{\infty} \left( \frac{Y_{1i+1}^m(y') \frac{dY_{1i+1}^m(y)}{dy}}{\varepsilon_3 k^2 - \beta_{y1i+1}^2} - \frac{Y_{2i}^m(y') \frac{dY_{2i}^m(y)}{dy}}{\varepsilon_1 k^2 - \beta_{y1i}^2} \right), \quad (2.29)$$

$$\phi_1(y) = -2\omega\mu_0 \left( \sum_{i=1}^{n_{1m}} \beta_{zi} c_{1i}^m Y_{1i}^m(y) + \sum_{i=0}^{n_{2m}} \beta_{zi} c_{2i}^m Y_{2i}^m(y) \right), \quad (2.30)$$

$$\phi_2(y) = 2\omega\varepsilon_0 \left( \varepsilon_3 \sum_{i=0}^{n_{1e}} \beta_{zi} c_{1i}^e Y_{1i}^e(y) + \varepsilon_2(y) \rho_{Y^e}(y) \sum_{i=0}^{n_{2e}} \beta_{zi} c_{2i}^e Y_{2i}^e(y) \right). \quad (2.31)$$

Знак ядер (2.26) и (2.29) вибирається залежно від співвідношення знаків функцій  $\frac{dX^e(x)}{dx}$  и  $X^m(x)$ . Якщо  $\frac{dX^e(x)}{dx} = \beta_x X^m(x)$  то в (2.26) вибирається знак «+», якщо ж  $\frac{dX^e(x)}{dx} = -\beta_x X^m(x)$ , то вибирається знак «-». Для ядра (2.29) використовується протилежне правило.

Слід зазначити, що ядра системи інтегральних рівнянь (2.25) мають інтегруємі особливості, характер яких визначає збіжність рядів, що входять до ядра. Тому під час розв'язання системи (2.25) суттєвим є питання про виділення особливостей ядер. Для цього можна скористатися методом квазістатичного наближення [132]. Дійсно, легко бачити, що

$$\lim_{i \rightarrow \infty} \frac{\varepsilon_1 k^2}{\beta_{y1i}^{e(m)2}} = \lim_{i \rightarrow \infty} \frac{\varepsilon_2 k^2}{\beta_{y2i}^{e(m)2}} = \lim_{i \rightarrow \infty} \frac{\varepsilon_3 k^2}{\beta_{y1i}^2} = 0.$$

Тому для досить великих  $i$  функції  $Y_{1i}^{e(m)}$ ,  $Y_{2i}^{e(m)}$  є, по суті, власними функціями статичних задач. Подамо ядра  $G_l^{e(m)}(y, y')$  у вигляді:

$$G_l^{e(m)}(y, y') = G_{l0}^{e(m)}(y, y') + \left( G_l^{e(m)}(y, y') - G_{l0}^{e(m)}(y, y') \right), l = 1, 2, \quad (2.32)$$

де  $G_{l0}^{e(m)}(y, y')$  – ядра інтегральних рівнянь, що отримані для рівняння Лапласа, які, з одного боку мають аналітичний вираз з явно виділеною особливістю, а з іншого – можуть бути розкладені в ряди за власними функціями областей, аналогічні рядам

для функцій  $G_l^{e(m)}(y, y')$ . Таке подання забезпечує добру збіжність рядів, які відповідають останнім доданкам (2.32), і ефективність алгоритмів розв'язання інтегральних рівнянь (2.25).

Таким чином задача дифракції на одновимірній діелектричній неоднорідності зводиться до системи інтегральних рівнянь (2.25). Розв'язання цієї системи, враховуючи складний характер її ядер, становить значні труднощі. Практично єдиним способом її розв'язання є використання тих чи інших чисельних методів. Найефективнішим з них є метод моментів [133].

Виходячи з методу моментів, розкладемо невідомі функції  $f^{e(m)}(y)$  за повними і ортогональними на відрізку  $[0, h+d]$  з вагою  $\rho_{\varphi^{e(m)}}^2(y)$  системами координатних функцій  $\{\varphi_l^{e(m)}(y)\}, l = \overline{0, \infty}$ :

$$f^{e(m)}(y) = \sum_{l=0}^{\infty} \alpha_l^{e(m)} \rho_{\varphi^{e(m)}}(y) \varphi_l^{e(m)}(y), \quad (2.33)$$

де  $\alpha_l^{e(m)}$  – сталі, що підлягають визначенню.

Підставляючи розв'язок (2.33) в систему інтегральних рівнянь (2.25), знаходимо різницеву похибку подання (нев'язку)  $R_j(y)$ :

$$R_j(y) = -\phi_j(y) + \sum_{l=0}^{\infty} \int_0^{h+d} \left( \alpha_l^e G_j^e(y, y') \rho_{\varphi^e}(y') \varphi_l^e(y') + \alpha_l^m G_j^m(y, y') \rho_{\varphi^m}(y') \varphi_l^m(y') \right) dy'. \quad (2.34)$$

Алгоритм методу моментів передбачає мінімізацію невід'язки з тим, щоб подання (2.33) якомога менше відрізнялося від точного розв'язку. Тотожне обернення невід'язки в нуль під час чисельного розв'язання задачі в загальному випадку неможливе. Однак можна вимагати обернення в нуль проекції невід'язки на повні системи проекційних функцій  $\{\psi_n^{e(m)}(y)\}, n = \overline{0, \infty}$ . Якщо ця вимога виконана, всі скалярні добутки  $(R_j(y), \psi_n^{e(m)}(y)), j = 1, 2, n = \overline{0, \infty}$  дорівнюватимуть нулю. Якщо система функцій

$\{\psi_n^{e(m)}(y)\}, n = \overline{0, \infty}$  ортогональна на відрізку  $[0, h+d]$  з вагою  $\rho_{\psi^{e(m)}}^2(y)$ , то скалярні добутки можна визначити таким чином:

$$(R_j(y), \psi_n^{e(m)}(y)) = \int_0^{h+d} \rho_{\psi^{e(m)}}(y) R_j(y) \psi_n^{e(m)}(y) dy. \quad (2.35)$$

Після підстановки (2.34) у (2.35) з урахуванням вимоги обернення в нуль проєкції нев'язки на систему функцій  $\{\psi_n^{e(m)}(y)\}, n = \overline{0, \infty}$  приходимо до системи лінійних алгебраїчних рівнянь відносно коефіцієнтів розкладання  $\alpha_l^{e(m)}$ :

$$\mathbf{AX} = \mathbf{B}, \quad (2.36)$$

де  $\mathbf{A} = \begin{bmatrix} \mathbf{A}^{e1} & \mathbf{A}^{m1} \\ \mathbf{A}^{e2} & \mathbf{A}^{m2} \end{bmatrix}$  – нескінченна квадратна матриця з елементами:

$$\begin{aligned} A_{nl}^{e1} &= \int_0^{h+d} \int_0^{h+d} G_1^e(y, y') \rho_{\phi^e}(y') \phi_l^e(y') \rho_{\psi^m}(y) \psi_n^m(y) dy' dy; \\ A_{nl}^{m1} &= \int_0^{h+d} \int_0^{h+d} G_1^m(y, y') \rho_{\phi^m}(y') \phi_l^m(y') \rho_{\psi^m}(y) \psi_n^m(y) dy' dy; \\ A_{nl}^{e2} &= \int_0^{h+d} \int_0^{h+d} G_2^e(y, y') \rho_{\phi^e}(y') \phi_l^e(y') \rho_{\psi^e}(y) \psi_n^e(y) dy' dy; \\ A_{nl}^{m2} &= \int_0^{h+d} \int_0^{h+d} G_2^m(y, y') \rho_{\phi^e}(y') \phi_l^m(y') \rho_{\psi^e}(y) \psi_n^e(y) dy' dy; \end{aligned} \quad , n = \overline{0, \infty}, l = \overline{0, \infty}, \quad (2.37)$$

$\mathbf{X} = [\alpha_1^e, \alpha_2^e, \dots, \alpha_1^m, \alpha_2^m, \dots]^T$  – нескінченний вектор коефіцієнтів розкладу,  $\mathbf{B} = \begin{bmatrix} \mathbf{B}^m \\ \mathbf{B}^e \end{bmatrix}$  – нескінченний вектор з елементами:

$$\begin{aligned} B_n^m &= \int_0^{h+d} \phi_1(y) \rho_{\psi^m}(y) \psi_n^m(y) dy; \\ B_n^e &= \int_0^{h+d} \phi_2(y) \rho_{\psi^e}(y) \psi_n^e(y) dy; \end{aligned} \quad , n = \overline{0, \infty}. \quad (2.38)$$

Таким чином, система інтегральних рівнянь (2.25) зведена до нескінченної системи лінійних алгебраїчних рівнянь. Оскільки  $\mathbf{A}$  є нескінченною матрицею, а  $\mathbf{B}$  та  $\mathbf{X}$  –

нескінченними вектор-стовпцями, то розв'язання (2.36) в явному вигляді неможливе. Тому, для їх розв'язання використовують метод редукції [134], коли в рядах (2.33) утримують лише  $N_k$  членів, а потім переходять до границі, коли  $N_k$  прямує до нескінченності. На практиці ж найчастіше  $N_k$  вибирається з фізичних, математичних міркувань або інтуїтивно, а перехід до границі під час чисельного розв'язання здійснюють послідовним збільшенням числа членів, що утримуються, допоки розбіжність розв'язків (2.36) від раніше отриманих не перевищує задану похибку розрахунків або похибок округлення комп'ютера. У цьому випадку говорять про збіжність методу до розв'язку задачі (2.36).

Одна з основних проблем під час чисельного розв'язання системи інтегральних рівнянь (2.25) методом моментів полягає у виборі систем координатних і проекційних базисних функцій. Теоретично існує нескінченне число систем базисних функцій. На практиці, однак, існує лише мале число базисів, адекватних розглянутій задачі. Вдалий вибір систем базисних функцій дозволяє домогтися швидкої збіжності розв'язку, що призводить до меншого об'єму розрахунків для заданої похибки, тому що при цьому доводиться обчислювати і обертати матрицю  $\mathbf{A}$  в (2.36) меншого порядку. Як правило, чим точніше базисні функції передають характер дійсного розподілу електромагнітного поля, тим краща збіжність і обумовленість матриці  $\mathbf{A}$ . Тому питання про вибір базисних функцій  $\varphi_l^{e(m)}(y)$ ,  $\psi_n^{e(m)}(y)$  має бути розглянуте докладніше.

У розглянутій задачі є діелектричне ребро, утворене площинами розділу трьох діелектричних середовищ з проникностями  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$ ,  $\epsilon_3$ , поблизу якого, згідно [135], компоненти електричного поля мають особливість виду

$$E \sim r^{v-\frac{1}{2}}, \quad (2.39)$$

де  $r$  – відстань до ребра, а

$$v = \frac{1}{\pi} \arccos \left( \frac{\epsilon_3 (\epsilon_1 - \epsilon_2)^2}{\left[ \epsilon_2 (\epsilon_1^2 + \epsilon_3^2) + \epsilon_1 (\epsilon_2^2 + \epsilon_3^2) + \epsilon_3 (\epsilon_1 + \epsilon_2)^2 \right]} - 1 \right) - \frac{1}{2}.$$

Функції розкладу необхідно визначити так, щоб вони враховували особливості поведінки поля, а також задовольняли граничним умовам на площинах  $y = 0$  і  $y = h + d$ . Як показано в [136], цій вимозі щонайкраще задовольняють ультрасферичні поліноми Гегенбауера  $C_{2l}^v(\xi)$ ,  $C_{2l+1}^v(\xi)$ , системи яких ортогональні з вагою  $(1 - \xi^2)^{v-\frac{1}{2}}$  і повні на відрізку  $[0,1]$ . Тому функції  $f^{e(m)}(y)$  згідно з (2.33) доцільно шукати у вигляді [137]:

$$f^{e(m)}(y) = \sum_{l=0}^{\infty} \left( \alpha_{l1}^{e(m)} \varphi_{l1}^{e(m)}(y) \Theta(0, h) + \alpha_{l2}^{e(m)} \varphi_{l2}^{e(m)}(y) \Theta(h, h + d) \right), \quad (2.40)$$

де  $\Theta(\alpha, \gamma) = \Theta(y - \alpha) - \Theta(y - \gamma)$ ;  $\Theta(y)$  – функція Хевісайда;

$$\begin{aligned} \varphi_{l1}^e(y) &= \left(1 - \frac{y^2}{h^2}\right)^{v-\frac{1}{2}} C_{2l+1}^v\left(\frac{y}{h}\right); \varphi_{l2}^e(y) = \left(1 - \left(\frac{h+d-y}{d}\right)^2\right)^{v-\frac{1}{2}} C_{2l+1}^v\left(\frac{h+d-y}{d}\right); \\ \varphi_{l1}^m(y) &= \left(1 - \frac{y^2}{h^2}\right)^{v-\frac{1}{2}} C_{2l}^v\left(\frac{y}{h}\right); \varphi_{l2}^m(y) = \left(1 - \left(\frac{h+d-y}{d}\right)^2\right)^{v-\frac{1}{2}} C_{2l}^v\left(\frac{h+d-y}{d}\right). \end{aligned} \quad (2.41)$$

Для проєкційних базисів зручно також вибрати поліноми Гегенбауера:

$$\begin{aligned} \psi_{n1}^m(x) &= \varphi_{n1}^m(x) \Theta(0, h); \quad \psi_{n2}^m(x) = \varphi_{n2}^m(x) \Theta(h, h + d); \\ \psi_{n1}^e(x) &= \varphi_{n1}^e(x) \Theta(0, h); \quad \psi_{n2}^e(x) = \varphi_{n2}^e(x) \Theta(h, h + d). \end{aligned} \quad (2.42)$$

Використання визначених таким чином координатних і проєкційних базисів приводить до рівняння (2.36), в якому матриця  $\mathbf{A}$  та вектор-стовпчик  $\mathbf{X}$  мають вигляд:

$$\begin{aligned} \mathbf{A} &= \begin{bmatrix} \mathbf{A}_1^{e1} & \mathbf{Z} & \mathbf{A}_1^{m1} & \mathbf{Z} \\ \mathbf{Z} & \mathbf{A}_2^{e1} & \mathbf{Z} & \mathbf{A}_2^{m1} \\ \mathbf{A}_1^{e2} & \mathbf{Z} & \mathbf{A}_1^{m2} & \mathbf{Z} \\ \mathbf{Z} & \mathbf{A}_2^{e2} & \mathbf{Z} & \mathbf{A}_2^{m2} \end{bmatrix}; \\ \mathbf{X} &= \left[ \alpha_{10}^e, \alpha_{11}^e, \dots, \alpha_{20}^e, \alpha_{21}^e, \dots, \alpha_{10}^m, \alpha_{11}^m, \dots, \alpha_{20}^m, \alpha_{21}^m, \dots \right]^T. \end{aligned} \quad (2.43)$$

де  $\mathbf{Z}$  – нульова матриця, а інші елементи матриці  $\mathbf{A}$  обчислюються з (2.37) відповідно до (2.41) та (2.42).

Слід зазначити, що всі елементи матриці  $\mathbf{A}$  в (2.36) виражаються у вигляді нескінченних рядів. Для практичного розв'язання задачі за допомогою методу редукції слід від нескінченних рядів перейти до скінченних сум. При цьому для зменшення часу розрахунків суттєвим є питання про врахування збіжності рядів.

Вибір апроксимуючих функцій, які враховують особливості електромагнітного поля на границі розділу часткових областей, дозволяє отримати високу збіжність розв'язання рівняння (2.36), але при цьому призводить до досить трудомістких обчислень елементів матриці  $\mathbf{A}$  і великих витрат машинного часу, що не завжди виправдано. У випадку, коли  $d \ll h$  або  $\varepsilon_1 \approx \varepsilon_2$  розв'язання інтегрального рівняння можна значно спростити [138], якщо функції  $f^{e(m)}(y)$  шукати у відповідності з (2.33) у вигляді розкладання за власними функціями першої області, тобто координатні функції вибрати у вигляді:

$$\varphi_l^{e(m)}(y) = Y_{1l}^{e(m)}(y), \quad (2.44)$$

а для проєкційних функцій обрати власні функції другої області:

$$\psi_l^{e(m)}(y) = Y_{2l}^{e(m)}(y). \quad (2.45)$$

Такий вибір базисних функцій, враховуючи ортогональність систем функцій  $Y_{1l}^{e(m)}(y)$ ,  $Y_{2l}^{e(m)}(y)$  на відрізку  $[0, h+d]$ , дає змогу отримати легко обчислювані вирази для елементів матриці  $\mathbf{A}$ , а також врахувати логарифмічну особливість ядра  $G_2^e(y, y')$ , що забезпечує швидку збіжність розв'язків рівняння (2.36).

Для розрахунку елементів багатохвильової (багатомодової) матриці розсіювання в площині розділу областей 1 та 2 ( $z = 0$ ) у випадку збудження з боку області 1 можна скористатися наступними співвідношеннями [140]:

$$S_{11}^{j_e(m)k_e(m)} = \sqrt{\frac{\int_0^{h+d} \mathbf{E}_{\perp 1k_e(m)}^- \times \mathbf{H}_{\perp 1k_e(m)}^{-*} \cdot \mathbf{e}_z dy}{\int_0^{h+d} \mathbf{E}_{\perp 1j_e(m)}^+ \times \mathbf{H}_{\perp 1j_e(m)}^{+*} \cdot \mathbf{e}_z dy}}; \quad (2.46)$$

$$S_{21}^{j_e(m)k_e(m)} = \sqrt{\frac{\int_0^{h+d} \mathbf{E}_{\perp 2k_e(m)}^+ \times \mathbf{H}_{\perp 2k_e(m)}^{+*} \cdot \mathbf{e}_z dy}{\int_0^{h+d} \mathbf{E}_{\perp 1j_e(m)}^+ \times \mathbf{H}_{\perp 1j_e(m)}^{+*} \cdot \mathbf{e}_z dy}}; \quad (2.47)$$



де  $S_{11}^{j_e(m)k_e(m)}$ ,  $S_{21}^{j_e(m)k_e(m)}$  – коефіцієнти відбиття і проходження відповідно для  $LM$ - хвиль з індексом  $k_e$  та  $LE$ - хвиль з індексом  $k_m$  у випадку падаючої  $LM$ - хвилі с з індексом  $j_e$   $LE$ - хвилі с з індексом  $j_m$ ,

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\perp l i_e}^{+(-)} &= \frac{\partial^2 \Gamma_{l i_e}^{e+(-)}}{\partial x \partial y} \mathbf{e}_x + \left( \frac{\partial^2 \Gamma_{l i_e}^{e+(-)}}{\partial y^2} + \varepsilon_l(y) k^2 \Gamma_{l i_e}^{e+(-)} \right) \mathbf{e}_y; \\ \mathbf{E}_{\perp l i_m}^{+(-)} &= j \omega \mu_0 \frac{\partial \Gamma_{l i_m}^{m+(-)}}{\partial z} \mathbf{e}_x; \\ \mathbf{H}_{\perp l i_e}^{+(-)} &= -j \omega \varepsilon_l(y) \varepsilon_0 \frac{\partial \Gamma_{l i_e}^{e+(-)}}{\partial z} \mathbf{e}_x; \\ \mathbf{H}_{\perp l i_m}^{+(-)} &= \frac{\partial^2 \Gamma_{l i_m}^{m+(-)}}{\partial x \partial y} \mathbf{e}_x + \left( \frac{\partial^2 \Gamma_{l i_m}^{m+(-)}}{\partial y^2} + \varepsilon_l(y) k^2 \Gamma_{l i_m}^{m+(-)} \right) \mathbf{e}_y; \end{aligned} \quad , \quad l = 1, 2, \quad (2.48)$$

$\mathbf{e}_x$ ,  $\mathbf{e}_y$ ,  $\mathbf{e}_z$  – орти прямокутної системи координат.

Слід зазначити, що для обчислення  $S_{11}^{j_e(m)k_e(m)}$ ,  $S_{21}^{j_e(m)k_e(m)}$  під час розрахунку полів  $\mathbf{E}_{\perp l i_e}^{+(-)}$ ,  $\mathbf{H}_{\perp l i_e}^{+(-)}$  для падаючої хвилі  $LM$ -типу задача дифракції розв'язується за умов  $c_{1j_e}^e \neq 0$ ;  $c_{1i}^e = 0, i \neq j_e$ ;  $c_{1i}^m = 0, i = \overline{1, n_{1m}}$ ;  $c_{2i}^{e(m)} = 0, i = \overline{1, n_{2e(m)}}$ . Під час збудження хвилею  $LE$ -типу амплітуди падаючих хвиль обираються згідно з вимогами:  $c_{1j_m}^m \neq 0$ ;  $c_{1i}^m = 0, i \neq j_m$ ;  $c_{1i}^e = 0, i = \overline{1, n_{1e}}$   $c_{2i}^{e(m)} = 0, i = \overline{1, n_{2e(m)}}$ .

Враховуючи (2.9)-(2.12), (2.15) та (2.16), отримуємо простий зв'язок коефіцієнтів відбиття та проходження з амплітудними сталими  $c_{1i}^{e(m)}$ ,  $a_{1i}^{e(m)}$  і  $a_{2i}^{e(m)}$ :

$$\begin{aligned} S_{11}^{j_e k_e} &= \frac{a_{1k_e}^e \sqrt{\beta_{zk_e} (\varepsilon_3 k^2 - \beta_{yk_e}^2)}}{c_{1j_e}^e \sqrt{\beta_{zj_e} (\varepsilon_3 k^2 - \beta_{yj_e}^2)}}, \quad S_{11}^{j_e k_m} = \frac{a_{1k_m}^m Z_0 \sqrt{\beta_{zk_m} (\varepsilon_3 k^2 - \beta_{yk_m}^2)}}{c_{1j_e}^e \sqrt{\varepsilon_3 \beta_{zj_e} (\varepsilon_3 k^2 - \beta_{yj_e}^2)}}, \\ S_{11}^{j_m k_e} &= \frac{a_{1k_e}^e \sqrt{\varepsilon_3 \beta_{zk_e} (\varepsilon_3 k^2 - \beta_{yk_e}^2)}}{c_{1j_m}^m Z_0 \sqrt{\beta_{zj_m} (\varepsilon_3 k^2 - \beta_{yj_m}^2)}}, \quad S_{11}^{j_m k_m} = \frac{a_{1k_m}^m \sqrt{\beta_{zk_m} (\varepsilon_3 k^2 - \beta_{yk_m}^2)}}{c_{1j_m}^m \sqrt{\beta_{zj_m} (\varepsilon_3 k^2 - \beta_{yj_m}^2)}}, \end{aligned}$$

$$S_{21}^{j_e k_e} = \frac{a_{2k_e}^e \sqrt{\bar{\varepsilon}_{2k_e} \beta_{z_{k_e}}^e (\varepsilon_1 k^2 - \beta_{y_{1k_e}}^e)^2}}{c_{1j_e}^e \sqrt{\varepsilon_3 \beta_{z_{j_e}} (\varepsilon_3 k^2 - \beta_{y_{j_e}}^2)}}, \quad S_{21}^{j_m k_e} = \frac{a_{2k_e}^e \sqrt{\bar{\varepsilon}_{2k_e} \beta_{z_{k_e}}^e (\varepsilon_1 k^2 - \beta_{y_{1k_e}}^e)^2}}{c_{1j_m}^m Z_0 \sqrt{\beta_{z_{j_m}} (\varepsilon_3 k^2 - \beta_{y_{j_m}}^2)}},$$

$$S_{21}^{j_e k_m} = \frac{a_{2k_m}^m Z_0 \sqrt{\beta_{z_{k_m}}^m (\varepsilon_1 k^2 - \beta_{y_{1k_m}}^m)^2}}{c_{1j_e}^e \sqrt{\varepsilon_3 \beta_{z_{j_e}} (\varepsilon_3 k^2 - \beta_{y_{j_e}}^2)}}, \quad S_{21}^{j_m k_m} = \frac{a_{2k_m}^m \sqrt{\beta_{z_{k_m}}^m (\varepsilon_1 k^2 - \beta_{y_{1k_m}}^m)^2}}{c_{1j_m}^m \sqrt{\beta_{z_{j_m}} (\varepsilon_3 k^2 - \beta_{y_{j_m}}^2)}},$$

$$\text{де } \bar{\varepsilon}_{2i} = \int_0^{h+d} \varepsilon_2^2(y) (Y_{2i}^e(y))^2 dy = \frac{2\beta_{y_{1i}}^e h + \sin(2\beta_{y_{1i}}^e h)}{4\beta_{y_{1i}}^e N_i^{e2} \cos^2(\beta_{y_{1i}}^e h)} + \frac{2\beta_{y_{2i}}^e d + \sin(2\beta_{y_{2i}}^e d)}{4\beta_{y_{2i}}^e N_i^{e2} \cos^2(\beta_{y_{2i}}^e d)}.$$

Елементи матриці розсіювання залежать не тільки від внутрішніх властивостей структури, а й від положення площин відліку. Так, коефіцієнт відбиття в площині  $z = -z_1$  може бути знайдений з виразу:

$$S_{11}^{j_e(m)k_e(m)}(z = -z_1) = S_{11}^{j_e(m)k_e(m)} \exp\left(-j\left(\beta_{z_{k_e(m)}} + \beta_{z_{j_e(m)}}\right)z_1\right).$$

Коефіцієнт проходження від площини  $z = -z_1$  до площини  $z = z_2$  може бути перерахований за формулою:

$$S_{21}^{j_e(m)k_e(m)}(z = z_2) = S_{21}^{j_e(m)k_e(m)} \exp\left(-j\left(\beta_{z_{k_e(m)}} z_2 + \beta_{z_{j_e(m)}} z_1\right)\right).$$

Елементи багатохвильової матриці розсіювання в площині розділу областей 1 і 2 ( $z = 0$ ) у випадку збудження з боку області 2 можна знайти з співвідношень:

$$S_{22}^{j_e(m)k_e(m)} = \sqrt{\int_0^{h+d} \mathbf{E}_{\perp 2k_e(m)}^+ \times \mathbf{H}_{\perp 2k_e(m)}^{+*} \cdot \mathbf{e}_z dy / \int_0^{h+d} \mathbf{E}_{\perp 2j_e(m)}^- \times \mathbf{H}_{\perp 2j_e(m)}^{-*} \cdot \mathbf{e}_z dy},$$

$$S_{12}^{j_e(m)k_e(m)} = \sqrt{\int_0^{h+d} \mathbf{E}_{\perp 1k_e(m)}^- \times \mathbf{H}_{\perp 1k_e(m)}^{-*} \cdot \mathbf{e}_z dy / \int_0^{h+d} \mathbf{E}_{\perp 2j_e(m)}^- \times \mathbf{H}_{\perp 2j_e(m)}^{-*} \cdot \mathbf{e}_z dy}.$$

Компоненти електромагнітного поля знаходять з (2.48) та урахування того, що для падаючої хвилі  $LM$ -типу задача дифракції розв'язується за умов  $c_{2j_e}^e \neq 0; c_{2i}^e = 0, i \neq j_e; c_{2i}^m = 0, i = \overline{1, n_{2m}}; c_{1i}^{e(m)} = 0, i = \overline{1, n_{1e(m)}}$ . Під час збудження хвилею

$LE$ -типу амплітуди падаючих хвиль вибираються виходячи з вимог:

$$c_{2j_m}^m \neq 0; c_{2i}^m = 0, i \neq j_m; c_{2i}^e = 0, i = \overline{1, n_{2e}}; c_{1i}^{e(m)} = 0, i = \overline{1, n_{1e(m)}}.$$

Враховуючи (2.9)-(2.12), (2.15) та (2.16), отримуємо зв'язок коефіцієнтів відбиття та проходження з амплітудними сталими  $c_{2i}^{e(m)}$ ,  $a_{1i}^{e(m)}$  и  $a_{2i}^{e(m)}$ :

$$\begin{aligned} S_{22}^{j_e k_e} &= \frac{a_{2k_e}^e \sqrt{\bar{\varepsilon}_{2k_e} \beta_{zk_e}^e (\varepsilon_1 k^2 - \beta_{y1k_e}^{e^2})}}{c_{2j_e}^e \sqrt{\bar{\varepsilon}_{2j_e} \beta_{zj_e}^e (\varepsilon_1 k^2 - \beta_{y1j_e}^{e^2})}}, & S_{22}^{j_e k_m} &= \frac{a_{2k_m}^m Z_0 \sqrt{\beta_{zk_m}^m (\varepsilon_1 k^2 - \beta_{y1k_m}^{m^2})}}{c_{2j_e}^e \sqrt{\bar{\varepsilon}_{2j_e} \beta_{zj_e}^e (\varepsilon_1 k^2 - \beta_{y1j_e}^{e^2})}}, \\ S_{22}^{j_m k_e} &= \frac{a_{2k_e}^e \sqrt{\bar{\varepsilon}_{2k_e} \beta_{zk_e}^e (\varepsilon_1 k^2 - \beta_{y1k_e}^{e^2})}}{c_{2j_m}^m Z_0 \sqrt{\beta_{zj_m}^m (\varepsilon_1 k^2 - \beta_{y1j_m}^{m^2})}}, & S_{22}^{j_m k_m} &= \frac{a_{2k_m}^m \sqrt{\beta_{zk_m}^m (\varepsilon_1 k^2 - \beta_{y1k_m}^{m^2})}}{c_{2j_m}^m \sqrt{\beta_{zj_m}^m (\varepsilon_1 k^2 - \beta_{y1j_m}^{m^2})}}, \\ S_{12}^{j_e k_e} &= \frac{a_{1k_e}^e \sqrt{\varepsilon_3 \beta_{zk_e}^e (\varepsilon_3 k^2 - \beta_{yk_e}^2)}}{c_{2j_e}^e \sqrt{\bar{\varepsilon}_{2j_e} \beta_{zj_e}^e (\varepsilon_1 k^2 - \beta_{y1j_e}^{e^2})}}, & S_{12}^{j_e k_m} &= \frac{a_{1k_m}^m Z_0 \sqrt{\beta_{zk_m}^m (\varepsilon_3 k^2 - \beta_{yk_m}^2)}}{c_{2j_e}^e \sqrt{\bar{\varepsilon}_{2j_e} \beta_{zj_e}^e (\varepsilon_1 k^2 - \beta_{y1j_e}^{e^2})}}, \\ S_{12}^{j_m k_e} &= \frac{a_{1k_e}^e \sqrt{\varepsilon_3 \beta_{zk_e}^e (\varepsilon_3 k^2 - \beta_{yk_e}^2)}}{c_{2j_m}^m Z_0 \sqrt{\beta_{zj_m}^m (\varepsilon_1 k^2 - \beta_{y1j_m}^{m^2})}}, & S_{12}^{j_m k_m} &= \frac{a_{1k_m}^m \sqrt{\beta_{zk_m}^m (\varepsilon_3 k^2 - \beta_{yk_m}^2)}}{c_{2j_m}^m \sqrt{\beta_{zj_m}^m (\varepsilon_1 k^2 - \beta_{y1j_m}^{m^2})}}. \end{aligned}$$

Елементи матриці розсіювання у випадку збудження з боку області 2 в площинах  $z = -z_1$ ,  $z = z_2$  можуть бути знайдені з виразів:

$$\begin{aligned} S_{22}^{j_e(m)k_e(m)}(z = z_2) &= S_{22}^{j_e(m)k_e(m)} \exp\left(-j\left(\beta_{z_{k_e(m)}}^{e(m)} + \beta_{z_{j_e(m)}}^{e(m)}\right)z_2\right), \\ S_{12}^{j_e(m)k_e(m)}(z = -z_1) &= S_{12}^{j_e(m)k_e(m)} \exp\left(-j\left(\beta_{z_{k_e(m)}}^{e(m)} z_2 + \beta_{z_{j_e(m)}}^{e(m)} z_1\right)\right). \end{aligned}$$

Оскільки в практичній реалізації МЧО використовується метод редукції, то важливим є питання про збіжність методу. Залежності відносних обчислювальних похибок коефіцієнта відбиття  $\delta S_{11}$  і коефіцієнта проходження  $\delta S_{21}$  від кількості доданків  $N_k$ , які утримуються в рядах (2.33), для різних проникностей діелектричної сходинок  $\varepsilon_1$ , відносних товщин повітряного зазору між діелектриком і металевою пластиною і нормованих сталих поширення у вільному просторі показано на рис. 2.6. Залежності на цьому рисунку отримано за таких фіксованих параметрів:  $kh=0.7$ ,

$d/h = 10^{-3}$  (рис. 2.6 (а));  $kh=0.7$ ,  $\varepsilon_1 = 10$  (рис. 2.6 (б));  $\varepsilon_1 = 10$ ,  $d/h = 10^{-3}$  (рис. 2.6 (в)). Аналіз наведених залежностей показує, що збіжність методу покращується із зменшенням відносної діелектричної проникності діелектричної сходинки  $\varepsilon_1$ , відношення товщин повітряного зазору між діелектриком і металевою пластиною до товщини діелектрика  $d/h$  і нормованої сталої поширення у вільному просторі [139]. Для більшості практичних застосувань можна обмежитися значенням  $N_k$  біля 100.

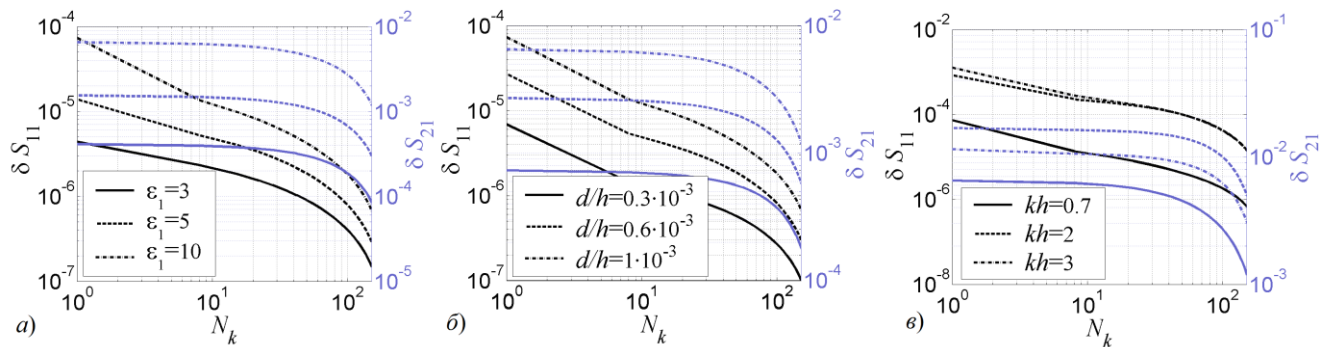


Рис. 2.6. Залежність відносної обчислювальної похибки коефіцієнтів відбиття і проходження від числа членів, утримуваних в рядах розкладів за власними і базисними функціями, для різних проникностей діелектричної сходинки (а), відносних товщин повітряного зазору між діелектриком і металевою пластиною (б), нормованих сталих поширення у вільному просторі (в), для  $\varepsilon_2 = 1$ .

Для верифікації МЧО результати розрахунку цим методом були порівняні з результатами, отриманими методами скінченних елементів і скінченних різниць у часовій області. Порівняння розрахунків елементів матриці розсіювання для нижчого  $LM$ -типу коливань переліченими методами продемонстровано на рис. 2.7. Як видно, спостерігається задовільна відповідність між пропонованим методом і методами скінченних елементів і скінченних різниць у часовій області. Разом з тим, МЧО призводить до систем лінійних алгебраїчних рівнянь набагато нижчого порядку, ніж вище згадані методи. Тому обчислювальна процедура виявляється ефективнішою і вимагає значно менших витрат часу для проведення розрахунків.

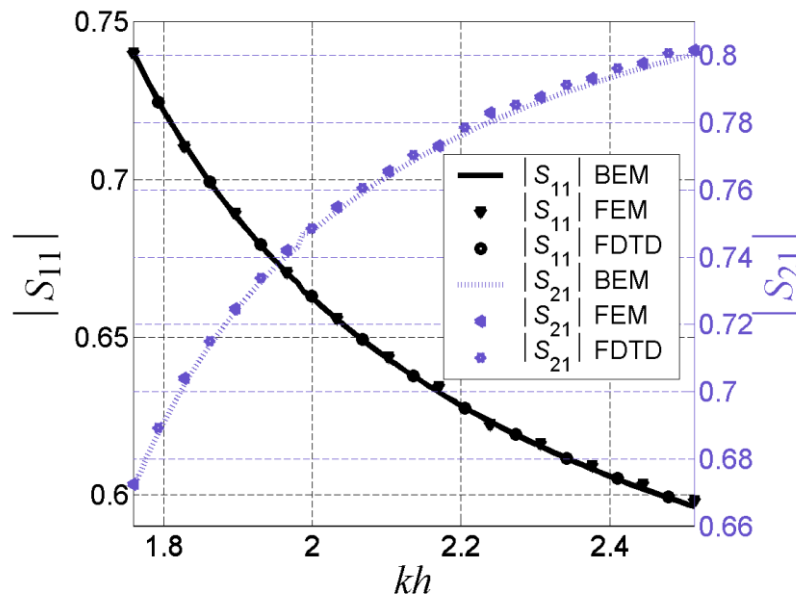


Рис. 2.7. Порівняння результатів розрахунку коефіцієнта відбиття  $S_{11}$  і коефіцієнта проходження  $S_{21}$  методами часткових областей (BEM), методом скінченних різниць (FEM) і методом скінченних різниць у часовій області (FDTD) для структури, яка характеризується параметрами:  $\varepsilon_1 = 10$ ,  $\varepsilon_2 = 1$ ,  $\beta_x h = \pi/2$ ,  $d/h = 0,001$

### 2.3. Ефективна діелектрична проникність одновимірної діелектричної неоднорідності

Основною керованою характеристикою електромагнітного поля в одновимірній діелектричній неоднорідності є довжина хвилі. Для оцінки кількісної зміни цієї характеристики зручно порівняти зміну довжини хвилі в розглянутій структурі та в однорідній структурі.

Під ефективною діелектричною проникністю будемо розуміти таку діелектричну проникність однорідного діелектрика, розташованого між двома паралельними металевими пластинами, що знаходяться на відстані  $h + d$  один від одного, за якої довжина хвилі в однорідній структурі дорівнювала б реальній довжині хвилі в неоднорідній структурі, що наведена на рис. 2.1 [141]. Ефективна діелектрична проникність залежить від типу коливань.

Розглянемо нижчий тип  $LM$ -коливань. Цей тип має найменшу критичну частоту і є основним типом коливань. Оскільки для цього типу коливань у однорідному діеле-

ктрику поперечне хвильове число  $\beta_y$  дорівнює нулю, то, відповідно до раніше введеного визначення ефективної діелектричної проникності  $\epsilon_{eff}$ , маємо:

$$\epsilon_{eff} k^2 = \beta^e{}^2. \quad (2.49)$$

Оскільки довжина хвилі в розглянутій структурі визначається хвильовим числом  $\beta^e$ , то воно має бути одним і тим же в рівняннях (2.2) та (2.49). Тоді порівнюючи (2.2) та (2.49) отримуємо:

$$\epsilon_{eff} = \epsilon_1 - \frac{\beta_{y1}^e{}^2}{k^2}. \quad (2.50)$$

З (2.50) випливає, що характер залежності ефективної діелектричної проникності від величини повітряного зазору  $d$  не залежить від розподілу електромагнітного поля в напрямі  $Ox$  і визначається виключно поведінкою функції  $\beta_{y1}^e(d)$  та частотою.

Розглянемо питання про граничний діапазон зміни ефективної діелектричної проникності. З (2.50) випливає, що відносна зміна ефективної діелектричної проникності може бути виражена як відношення нормованих хвильових чисел:

$$\delta\epsilon_{eff} = \frac{\epsilon_1 - \epsilon_{eff}}{\epsilon_1} = \frac{\tilde{\beta}_{y1}^e{}^2}{\epsilon_1 \tilde{k}^2}, \quad (2.51)$$

де  $\tilde{\beta}_{y1}^e = \beta_{y1}^e h$ ,  $\tilde{k} = kh$ .

Оскільки максимальне значення нормованого поперечного хвильового числа  $\tilde{\beta}_{y1}^e$  дорівнює  $\pi/2$ , то за великих значень  $\tilde{k}$  максимальна відносна зміна ефективної діелектричної проникності може бути оцінена як  $\delta\epsilon_{eff \max} < \frac{\pi^2}{4\epsilon_1 \tilde{k}^2}$ . Міра великих і малих  $\tilde{k}$  буде оцінена нижче.

З (2.51) випливає, що відносна зміна ефективної діелектричної проникності зростає зі зменшенням нормованої сталої поширення. Максимальний діапазон зміни ефективної діелектричної проникності досягається у випадку, коли  $\tilde{k} \rightarrow 0$  [142]. Як-

що ця умова виконана, то як видно з (2.3) та (2.8),  $\tilde{\beta}_{y1}^e$  також прямує до нуля. Це дозволяє, використовуючи еквівалентність нескінченно малих величин, розв'язати рівняння (2.3) та (2.8) аналітично. В результаті отримаємо:

$$\lim_{\tilde{k} \rightarrow 0} \tilde{\beta}_{y1}^e = \sqrt{\frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \frac{d}{h} \tilde{k}}{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} + \frac{d}{h}}}. \quad (2.52)$$

Отже,

$$\lim_{\tilde{k} \rightarrow 0} \delta\varepsilon_{eff} = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_2 \frac{d}{h} + \varepsilon_1}. \quad (2.53)$$

Звідки видно, що за умови  $\tilde{k} \rightarrow 0$  ефективна діелектрична проникність змінюється з ростом  $d$  від  $\varepsilon_1$  до  $\varepsilon_2$ .

Графічно залежність (2.53) наводиться на рис. 2.8. Ця залежність демонструє максимально можливу зміну ефективної діелектричної проникності одновимірної діелектричної неоднорідності за рахунок зміни повітряного зазору між діелектриком і металевою пластиною і для конкретної величини  $\varepsilon_1$  є верхньою асимптотою для інших значень нормованої сталої поширення  $\tilde{k}$ . У випадку, коли  $\tilde{k} \neq 0$ , аналогічні залежності лежать нижче тих, які показано на рис. 2.8. Як видно з рисунка, ефективність керування зростає зі збільшенням діелектричної проникності області 1. Тут і далі під ефективністю керування або ефективністю перелаштування будемо розуміти здатність досягнення найбільшої зміни мікрохвильової характеристики (довжини хвилі, фази, резонансної частоти, тощо) за найменшої зміни товщини повітряного проміжку, внаслідок якого перелаштовується ця мікрохвильова характеристика.

Оскільки діапазон зміни ефективної діелектричної проникності від  $\varepsilon_1$  до  $\varepsilon_2$  є граничним, то, з урахуванням того, що максимальне значення нормованого поперечного хвильового числа  $\tilde{\beta}_{y1}^e$  дорівнює  $\pi/2$ , з (2.51) випливає, що для досягнення найбільш

можливого керування ефективною діелектричною проникністю повинна виконуватися умова:

$$\tilde{k} < \frac{\pi}{2\sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}}. \quad (2.54)$$

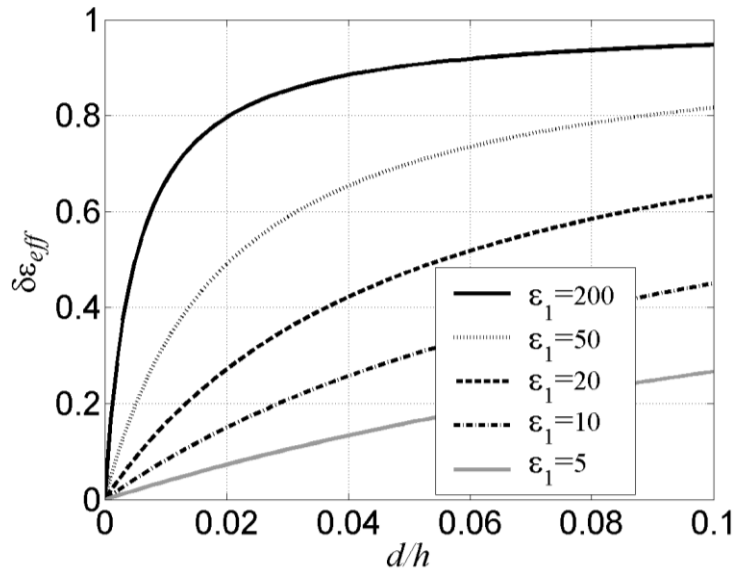


Рис. 2.8. Залежність відносної зміни ефективною діелектричною проникності одновимірної діелектричної неоднорідності від нормованої товщини області 2 за умови

$$\varepsilon_2 = 1 \text{ і } \tilde{k} \rightarrow 0$$

Невиконання умови (2.54) призводить до того, що значення  $\varepsilon_{eff}$  буде обмежено

величиною  $\varepsilon_1 - \frac{\pi^2}{4\tilde{k}^2} > \varepsilon_2$ . До такого ж висновку можна прийти і з аналізу формули

(2.52) за умови  $\frac{d}{h} \rightarrow \infty$ . Аналогічний висновок можна отримати і з аналізу розв'язків

рівнянь (2.3) та (2.8) в більш загальних випадках.

Ілюстрація впливу нормованої сталої поширення на граничний діапазон зміни ефективною діелектричною проникністю наведена на рис. 2.9. На цьому малюнку показана залежність відносної зміни ефективною діелектричною проникністю одновимірної діелектричної неоднорідності від нормованої на товщину діелектрика величини повітряного зазору між діелектриком і металеву пластину для  $\varepsilon_1 = 50$ . Для даної



відносної діелектричної проникності області 1 умова (2.54) призводить до вимоги

$$\tilde{k} < \frac{\pi}{14} \approx 0.224.$$

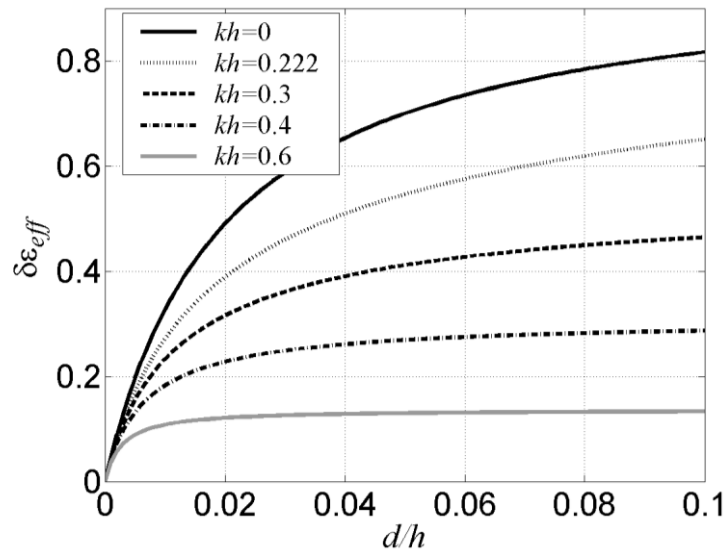


Рис. 2.9. Залежність відносної зміни ефективної діелектричної проникності однорівневої діелектричної неоднорідності від нормованої товщини області 2 для  $\epsilon_1 = 50$ ,  $\epsilon_2 = 1$  і різних значеннях нормованого хвильового числа  $\tilde{k} = kh$

Як видно з рисунка, якщо ця вимога не виконана, то граничний діапазон зміни ефективної діелектричної проникності суттєво зменшується і вже для  $\tilde{k} = 0.6$  становить лише близько 10%, причому для  $\frac{d}{h} > 0.02$  ефективна діелектрична проникність практично не залежить від відстані від діелектрика до металевієї пластини. Аналогічний ефект у заповнених багатошаровим діелектриком хвилеводах, коли фазова швидкість хвилі слабо залежить від розміру діелектричного включення, названий діелектричним ефектом або ефектом діелектричного хвилеводу [143]. Цей ефект пояснюється також, виходячи з розподілу електричного поля, що наведений на рис. 2.10. Як видно зміна відносного повітряного проміжку  $d/h$  з 0,02 до 0,04 слабо впливає на розподіл електромагнітного поля, що відображається на зменшенні чутливості ефективної діелектричної проникності до зміни проміжку між діелектриком і металевією пластинією.

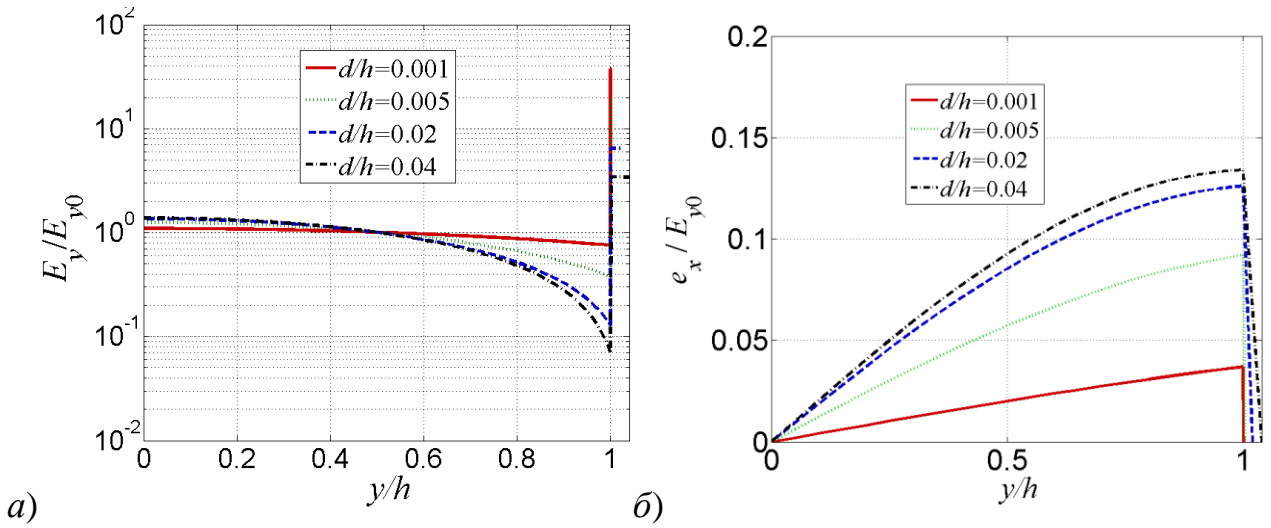


Рис. 2.10. Залежність напруженостей електричного поля: у- компоненти (а) та нор-

мованої х- компоненти  $e_x = \frac{E_x}{h \frac{\partial f^e(x,z)}{\partial x}}$  (б), нормованих на значення  $E_y$  для нульово-

го повітряного зазору  $E_{y0}$ , у напрямку, перпендикулярному границі поділу діелект-

ричних проникностей для різних розмірів повітряного проміжку і  $\epsilon_1 = 50$ ,  $\epsilon_2 = 1$ ,

$$kh = 0,6.$$

Як видно з рис.2.9, залежність зміни ефективної діелектричної проникності від нормованого хвильового числа має протилежну тенденцію, ніж залежність зміни поперечного хвильового числа (рис. 2.2). Якщо швидкість зміни поперечного хвильового числа збільшується з ростом нормованої сталої поширення в вільному просторі то швидкість зміни ефективної діелектричної проникності (а саме цей параметр характеризує керованість системи) за тієї ж умови зменшується. Це пов'язано з тим, що зміна ефективної діелектричної проникності визначається не стільки самим нормованим поперечним хвильовим числом  $\tilde{\beta}_{y1}^e$ , скільки його співвідношенням до хвильового числа  $\tilde{k}$ .

Умову (2.54) можна розглядати як критерій малості нормованого хвильового числа  $\tilde{k}$ . Якщо ця умова виконується, то нормоване хвильове число слід вважати малим, в іншому випадку великим.

Таким чином, для збільшення ефективності керування довжиною хвилі нижчого типу коливань, що поширюється в одновимірній діелектричній неоднорідності, необхідно забезпечити малість нормованої сталої поширення у вільному просторі, що визначається добутком частоти на товщину діелектрика. Оскільки частота зазвичай вибирається з умови відсічки і не може змінюватись в широких межах, то для забезпечення малості нормованої сталої поширення в вільному просторі необхідно зменшувати товщину діелектрика. З (2.54) випливає, що товщину необхідно вибрати такою, щоб задовольнити умові:

$$h < \frac{\pi}{2k\sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}}. \quad (2.55)$$

Якщо умова (2.55) не виконується, то гранично можливе значення відносної зміни ефективної діелектричної проникності зменшуватиметься за законом, близьким до  $\sim h^{-2}$ . Крім того, необхідні абсолютні переміщення металеві пластини для керування ефективною діелектричною проникністю, будуть зростати.

Використання моделі ефективної діелектричної проникності надає можливість спростити розв'язання задачі розсіювання електромагнітних хвиль на діелектричній сходинці (рис. 2.5), якщо поширюється тільки найнижчий тип коливань [144]. У цьому випадку, замінюючи область 2 однорідним діелектриком з відносною проникністю  $\varepsilon_{eff}$ , елементи матриці розсіювання можуть бути знайдені за формулами:

$$S_{11} = \frac{\beta_{z1} - \beta_{z2}}{\beta_{z1} + \beta_{z2}}, \quad S_{21} = \frac{2\sqrt{\beta_{z1}\beta_{z2}}}{\beta_{z1} + \beta_{z2}}, \quad (2.56)$$

де  $\beta_{z1} = \sqrt{\varepsilon_3 k^2 - \beta_x^2}$ ,  $\beta_{z2} = \sqrt{\varepsilon_{eff} k^2 - \beta_x^2}$  – сталі поширення в областях 1 і 2,  $\beta_x$  – поперечне хвильове число в напрямку  $Ox$ .

Результати розрахунку елементів матриці розсіювання за формулами (2.46), (2.47) та (2.56) порівнюються на рис. 2.11.

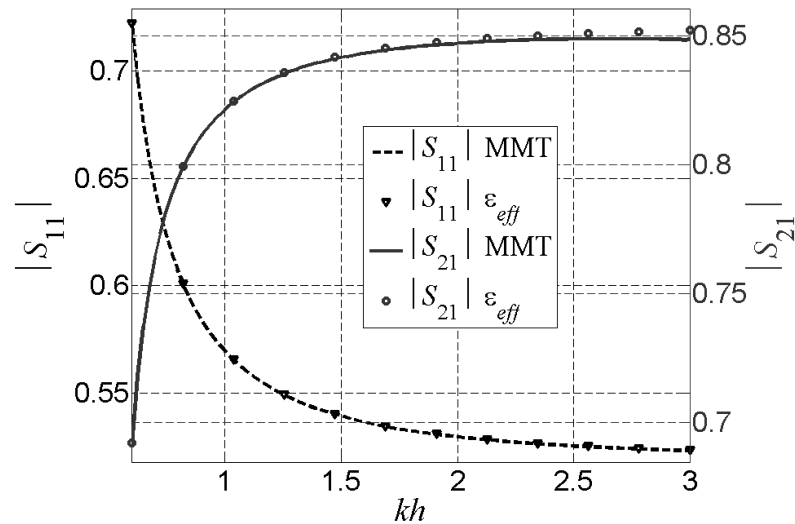


Рис. 2.11. Порівняння результатів розрахунку коефіцієнта відбиття  $S_{11}$  і коефіцієнта проходження  $S_{21}$  методом часткових областей (ММТ) та в наближенні ефективної діелектричної проникності ( $\epsilon_{eff}$ ) для структури, яка характеризується параметрами:

$$\epsilon_1 = 10, \epsilon_2 = \epsilon_3 = 1, \beta_x h = \pi/6, d/h = 0,001$$

## 2.4. Втрати в одновимірній діелектричній неоднорідності

Втрати електромагнітної енергії в одновимірній діелектричній неоднорідності пов'язані з дисипативними втратами в діелектричних та металевих областях.

Діелектричні втрати є частиною енергії постійного електричного поля, яка витрачається на нагрівання діелектрика. У змінному електричному полі втрати пов'язані з процесами поляризації. Коли частоти власних коливань іонів і електронів співпадають з частотою електричного поля, електронна і іонна поляризації викликають поглинання енергії електричного поля в ультрафіолетовому і інфрачервоному частотному діапазоні. Тепловий рух електронів, іонів, радикалів, доменів, полярних молекул або об'ємних зарядів локалізованих на неоднорідностях, є основним джерелом діелектричних втрат в широкому діапазоні частот. У змінному електричному полі закономірності діелектричних втрат мають складніший характер, ніж у постійному електричному полі.

Діелектричні втрати можна розділити на такі види [145]:

- Резонансні втрати, які виникають за збігу частоти коливань з власними частотами електронів або іонів.
- Релаксаційні втрати, викликані поляризацією діелектриків.
- Втрати на електропровідність, які проявляються в усіх без виключення діелектриках, як у постійному, так і в змінному електричному полі.
- Іонізаційні втрати, що виникають в діелектриках, що мають газові включення або пори.
- Втрати, пов'язані з розсіянням енергії на неоднорідностях діелектрика (шаруватість, газові включення і т.п.).

Діелектричні втрати враховуються в уявній складовій комплексної діелектричної проникності, яка записується таким виразом:

$$\dot{\epsilon} = \epsilon' - j\epsilon'' , \quad (2.57)$$

де дійсна частина  $\epsilon'$  – це ефективна діелектрична проникність, а  $\epsilon''$  характеризує втрати і називається коефіцієнтом діелектричних втрат:

$$\epsilon'' = \epsilon' \operatorname{tg} \delta , \quad (2.58)$$

де  $\operatorname{tg} \delta$  – тангенс кута діелектричних втрат.

Вираз для коефіцієнта діелектричних втрат описує всі види втрат у діелектрику, окрім втрат в діелектрику на електропровідність, які описуються наступним виразом:

$$\epsilon''_{\text{пр}} = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega} , \quad (2.59)$$

де  $\sigma$  – питома електропровідність,  $\omega = 2\pi f$ ,  $f$  – частота,  $\epsilon_0$  – електрична стала.

Розглянемо випадок, коли діелектрик в області 1 (рис. 2.1) має втрати, що характеризуються тангенсом кута діелектричних втрат  $\operatorname{tg} \delta$ . Залежності нормованої уявної частини поперечного хвильового числа нижчого *LM*-типу коливань від нормованої товщини повітряного зазору (області 2) для різних відносних діелектричних проникностей області 1 і частот, які характеризуються нормованим хвильовим числом  $kh$ , наведено на рис. 2.12. Як видно з цього малюнка, уявна частина поперечного хвильового числа має від'ємні значення. Це говорить про те, що діелектричні втрати

в структурі з повітряним зазором зменшуються порівняно з однорідною структурою, оскільки, як випливає з (2.2), модуль уявної частини поздовжнього хвильового числа зменшується. При цьому існує мінімум діелектричних втрат, що залежить від відносної діелектричної проникності в області 1, товщини повітряного зазору і частоти.

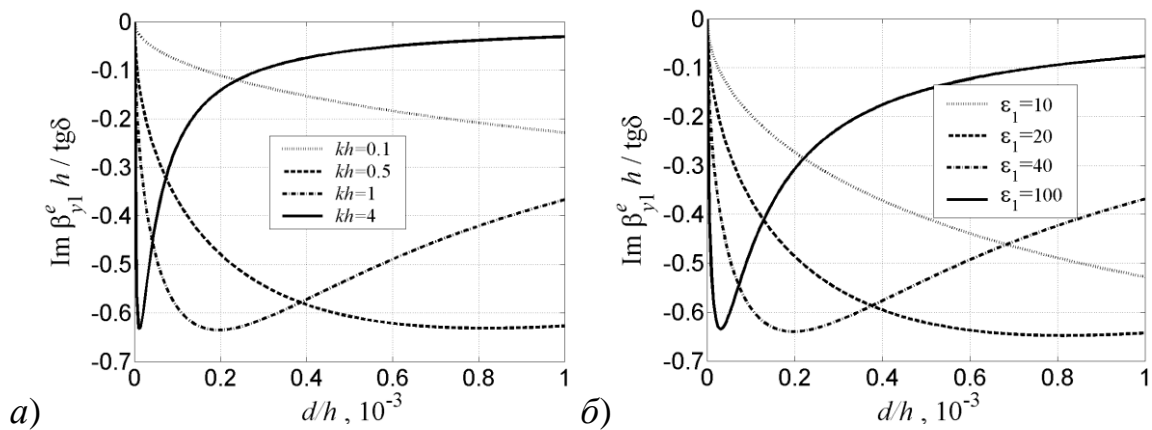


Рис. 2.12. Залежність нормованої уявної частини поперечного хвильового числа нижчого  $LM$ -типу коливань від нормованої товщини області 2: (а) для різних значень нормованої частоти і діелектричних проникностей областей:  $\varepsilon_1 = 80$ ,  $\varepsilon_2 = 1$ ; (б) для різних значень діелектричної проникності області 1,  $\varepsilon_2 = 1$ ,  $kh = 2$ .

За наявності діелектричних втрат в області 1 ефективна діелектрична проникність буде комплексною величиною  $\dot{\varepsilon}_{eff} = \varepsilon_{eff} (1 - j \operatorname{tg} \delta_{eff})$ , де  $\operatorname{tg} \delta_{eff}$  – ефективний тангенс кута діелектричних втрат, що характеризує дисипативні втрати системи. Значення  $\operatorname{tg} \delta_{eff}$  може бути розраховано з (2.50), звідки випливає, що ефективний тангенс кута діелектричних втрат залежить від відносних діелектричної проникності областей, співвідношення їх розмірів і частоти. Як приклад, на рис. 2.13 наведено залежності нормованого ефективного тангенса кута діелектричних втрат одновимірної діелектричної неоднорідності від нормованої товщини області 2 для різних значень нормованої частоти та діелектричної проникності області 1.

Як видно з рис. 2.13, ефективний тангенс кута діелектричних втрат неоднорідної структури з повітряною неоднорідністю завжди менший, ніж для однорідної структури, що вказує на зменшення діелектричних втрат в неоднорідній структурі. Проте характер залежності діелектричних втрат від відстані металевої пластини до діелек-

трика залежить від добутку частоти на товщину діелектрика. Якщо умова (2.55) не виконана, то залежність діелектричних втрат від відстані  $d$  між металевою пластиною і діелектриком має екстремальний характер, тобто існує таке значення  $d$ , для якого діелектричні втрати мінімальні. Проте, якщо умова (2.55) виконана, то діелектричні втрати монотонно зменшуються з ростом відстані між металевою пластиною та діелектриком. Оскільки умова (2.55) визначає діапазон та ефективність перелаштування мікрохвильових характеристик, то забезпечення ефективності перелаштування одночасно призводить до зменшення діелектричних втрат. Отже зменшення товщини діелектрика  $h$  не тільки підвищує ефективність перелаштування, а й призводить до зменшення діелектричних втрат.

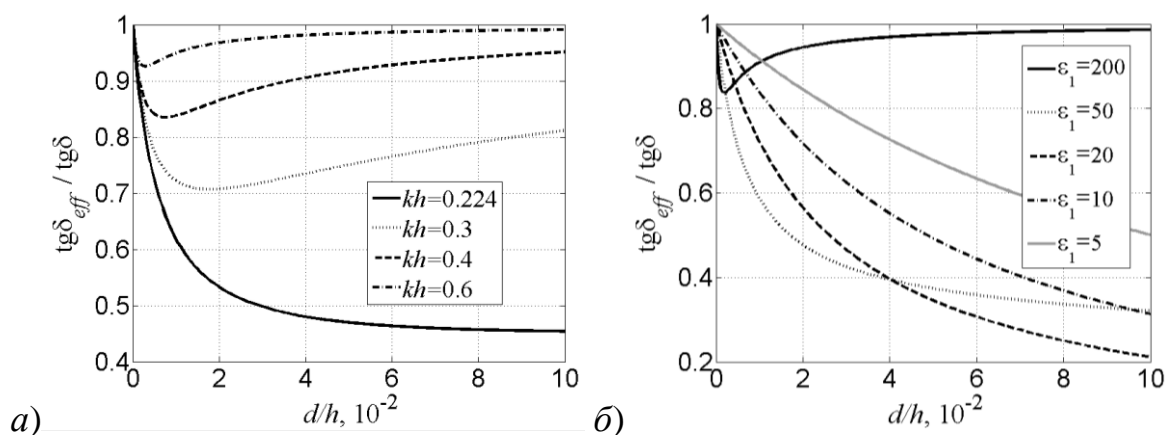


Рис. 2.13. Залежності нормованого ефективного тангенса кута діелектричних втрат одновимірної діелектричної неоднорідності від нормованої товщини області 2: (а) для різних значень нормованої частоти і діелектричних проникностей областей:  $\varepsilon_1 = 50$ ,  $\varepsilon_2 = 1$ ; (б) для різних значень діелектричної проникності області 1,  $\varepsilon_2 = 1$ ,  $kh = 0,2$ .

Найменші діелектричні втрати в системі, що розглядається, забезпечуються, якщо нормоване хвильове число  $\tilde{k} = kh$  дорівнює нулю. Залежності нормованого ефективного тангенса кута діелектричних втрат у цьому випадку від нормованого переміщення металевої пластини над діелектриком наведено на рис. 2.14. Ці залежності є нижніми асимптотами аналогічних залежностей для  $\tilde{k} \neq 0$ .

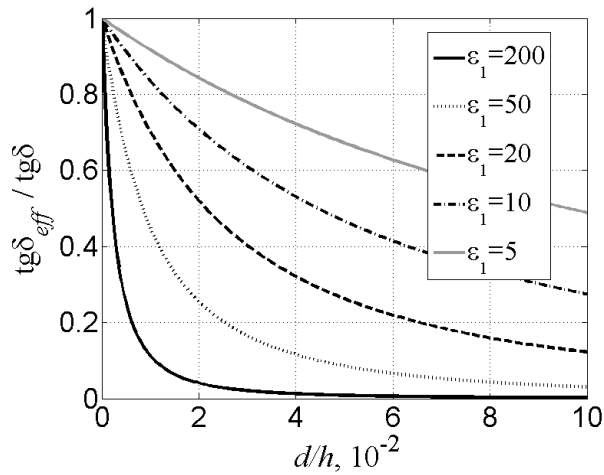


Рис. 2.14. Залежність нормованого ефективного тангенса кута діелектричних втрат одновимірної діелектричної неоднорідності від нормованої товщини області 2, якщо  $\varepsilon_2 = 1$  і  $\tilde{k} \rightarrow 0$ .

Для врахування металічних втрат необхідно розрахувати потужність втрат на металевих поверхнях  $P_M$ , яка описується виразом [146]:

$$P_M = R_S \int_{S_m} |\mathbf{H} \times \mathbf{n}|^2 dS, \quad (2.60)$$

де  $\mathbf{H}$  – напруженість магнітного поля,  $\mathbf{n}$  – орт нормалі до металевої стінки,  $S_m$  – площа металевих поверхонь,  $R_S = \sqrt{\frac{\omega \mu \mu_0}{2\sigma}}$  – поверхневий опір металевої поверхні внаслідок скін-ефекту [146, с.40],  $\sigma$  – питома провідність металу.

Враховуючи (2.1), (2.4) та обчисливши інтеграл, який входить в (2.60), на рухомій металевій пластині, яка описується рівнянням  $y = h + d$  отримаємо:

$$\frac{P_M}{P_M|_{d=0}} = \frac{1}{\cos^2(\beta_{y2}^e d)}, \quad (2.61)$$

де  $P_M$  – втрати в рухомій металевій пластині ( $y = h + d$ ),  $P_M|_{d=0}$  – втрати в цій металевій пластині за відсутності повітряного проміжку між металом та діелектриком.

З (2.61), (2.2) та (2.3) випливає, що відносні втрати в рухомій металевій пластині залежать від діелектричної проникності матеріалу діелектрика, частоти та відно-



шення товщини повітряного проміжку до товщини діелектрика. Деякі з цих залежностей продемонстровані на рис. 2.15. Як видно з цього рисунка, металічні втрати в рухомій металевій пластині зменшуються в результаті віддалення металевої пластини від діелектрика. Порівняно з однорідною структурою металічні втрати тим менші, чим більша діелектрична проникність матеріалу діелектрика та добуток частоти на товщину діелектрика. Отже характер зменшення металічних втрат від товщини діелектрика має протилежну тенденцію, ніж діелектричні трати. Враховуючи, що абсолютне значення металічних втрат зростає з ростом проникності та зменшенням товщини діелектрика, то збільшення металічних втрат обмежує підвищення ефективності перелаштування мікрохвильових характеристик оскільки критерії підвищення цієї ефективності суперечать вимогам зменшення втрат, тобто чим більша ефективність перелаштування, тим більші металічні втрати. Тому, якщо домінують металічні втрати, слід шукати компроміс між високою ефективністю перелаштування та прийнятними втратами.

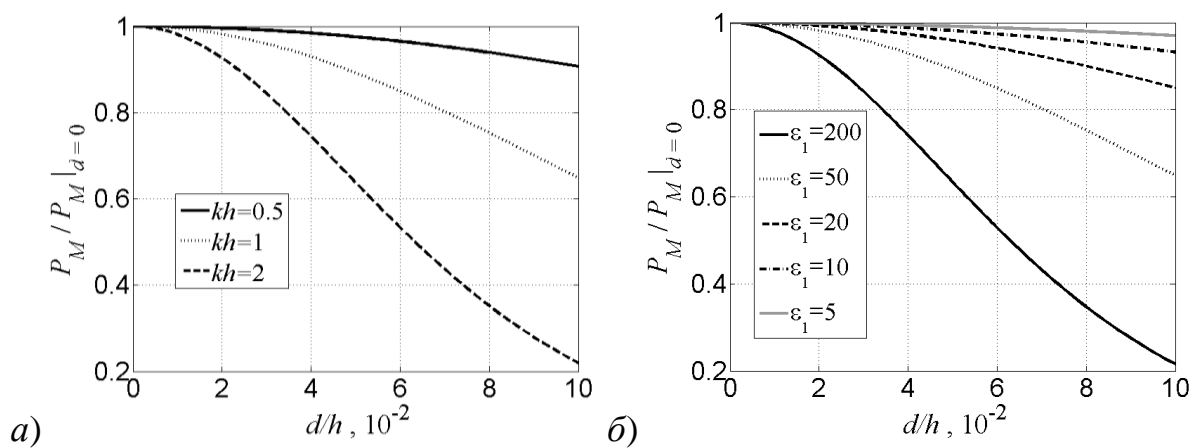


Рис. 2.15. Залежності нормованих втрат в рухомій металевій пластині одновимірної діелектричної неоднорідності від нормованої товщини області 2: (а) для різних значень нормованої частоти і діелектричних проникностей областей:  $\epsilon_1 = 50$ ,  $\epsilon_2 = 1$ ; (б) для різних значень діелектричної проникності області 1,  $\epsilon_2 = 1$ ,  $kh = 2$ .

## 2.5. Висновки

1. Одновимірна діелектрична однорідність у вигляді системи діелектрик-повітря, що розташована між металевими пластинами, є найпростішою структурою, придатною для електромеханічного керування за допомогою п'єзоелектричних або електро-

стрикційних актюаторів. Переміщення металеві пластини над діелектриком призводить до зміни довжини хвилі в структурі, що може бути використано для створення електромеханічно перелаштовуваних фазообертачів та резонансних елементів.

2. Показано, що ефективно перелаштовуються тільки ті типи коливань, у яких присутня ненульова компонента електричного поля, нормальна до границі розділу діелектрика і повітря.

3. Методом часткових областей розв'язано задачу дифракції на діелектричній сходинці, розташованій між металевими пластинами. Задача зведена до системи інтегральних рівнянь Фредгольма I роду, яка розв'язана методом моментів. Порівняння результатів розрахунку методом часткових областей, методів скінченних елементів і скінченних різниць у часовій області показує добре узгодження між ними. Разом з тим, запропонований метод призводить до систем лінійних алгебраїчних рівнянь відносно низького порядку. Тому він виявляється ефективнішим, ніж метод скінченних елементів і метод скінченних різниць у часовій області.

4. Для кількісної оцінки керованості характеристик одновимірної діелектричної неоднорідності уведено поняття ефективної діелектричної проникності. Межі її зміни ростуть зі збільшенням відносної проникності діелектрика та зі зменшенням добутку робочої частоти на товщину діелектрика. Отримано асимптотичні залежності ефективної діелектричної проникності від електрофізичних і геометричних параметрів діелектричної неоднорідності. Показано, що ефективна діелектрична проникність може змінюватися від відносної проникності діелектрика до одиниці за рахунок мікропереміщень металеві пластини над діелектриком. Настільки висока керованість не може бути досягнута іншими способами, включаючи використання нелінійності сегнетоелектриків.

5. Встановлено критерій максимальної товщини діелектрика, коли не спостерігається ефект діелектричного хвилеводу. Якщо товщина діелектрика не відповідає умові (2.55), то діапазон зміни ефективної діелектричної проникності обмежується значенням  $\left(\frac{\pi}{2kh}\right)^2$ . Отже, для створення мікромеханічних перестроюваних пристроїв необхідно забезпечити малість товщини діелектрика, виходячи з умови (2.55). Збільшення відносної проникності діелектрика призводить до зменшення необхідної товщини діелектрика і необхідних переміщень металеві пластини, що підвищує ефективність перелаштування. Однак, це призводить до зменшення характеристич-

ного опору структури і може вимагати використання узгоджувальних трансформаторів, що збільшує загальні розміри пристрою, що перелаштовується. Отримані результати дозволяють знайти компроміс між ефективністю перелаштування і розмірами пристроїв.

6. У разі використання діелектриків з втратами та скінченої провідності металу наявність повітряного проміжку між діелектриком і металеву пластину зменшує як діелектричні, так і металічні втрати структури. Характер зменшення діелектричних втрат зі зміною повітряного проміжку між металеву пластину та діелектриком залежить від діелектричної проникності матеріалу діелектрика та добутку товщини діелектрика на частоту. Якщо товщина діелектрика не відповідає умові (2.55), то діелектричні втрати мають мінімум, що відповідає певній товщині повітряного проміжку, положення та глибина якого залежить від діелектричної проникності та добутку товщини діелектрика на частоту. Якщо товщина діелектрика визначена з умови (2.55), то діелектричні втрати монотонно зменшуються зі збільшенням повітряного проміжку, а діапазон зменшення зростає зі збільшенням діелектричної проникності матеріалу діелектрика і зменшення добутку товщини діелектрика на частоту. Отримано залежності діелектричних втрат у разі нульового добутку частоту на товщину діелектрика, що визначають мінімально можливі діелектричні втрати, які є нижніми асимптотами для інших значень частоти та товщини діелектрика. Показано, що підвищення ефективності перелаштування одночасно зменшує діелектричні втрати.

7. Металічні втрати в одновимірній діелектричній неоднорідності, викликані скінченною провідністю рухомої металеву пластини є меншими, ніж в однорідній структурі. Похідна залежності цих втрат від розміру повітряного проміжку є від'ємною і зменшується з ростом проникності діелектрика та добутку його товщини на частоту. Крім цього, за цих умов абсолютні значення металічних втрат зростають. Тому існує суперечність між вимогами забезпечення високої чутливості перелаштування до переміщень та мінімального рівня втрат, що вимагає пошуку компромісу між ефективністю керування та металічними втратами, коли останні є домінуючими.

8. Наведені у цьому розділі основні наукові результати викладено в роботах автора [126-131, 139, 141, 142, 144].

### 3. Хвилеводний діелектричний фазообертач

#### 3.1. Обґрунтування конструкції хвилеводного діелектричного фазообертача

Розглянемо частково-заповнений діелектриком прямокутний хвилевід (рис. 3.1).

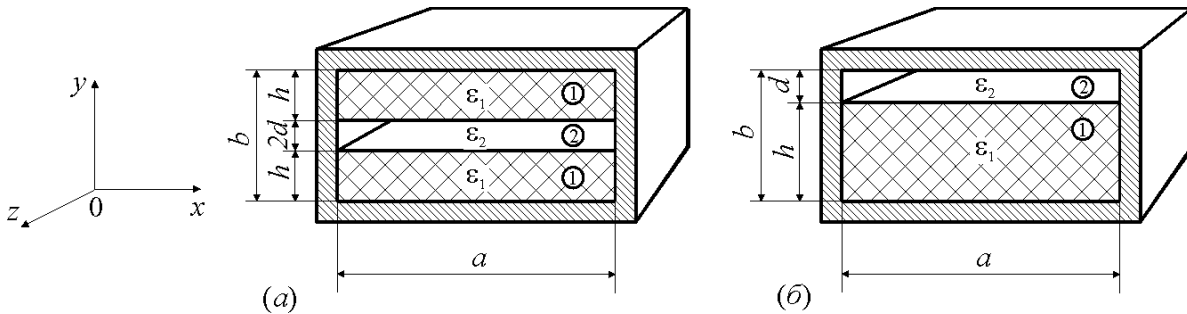


Рис. 3.1. Частково-заповнений діелектриком хвилевід: (а) симетрична конструкція; (б) асиметрична конструкція.

Розв'язання електродинамічної задачі для такої структури допускає поділ на  $LM$ - і  $LE$ - моди. Якщо  $d = 0$ , то мода  $LM_{10}$  співпадає з  $TE_{10}$  ( $H_{10}$ ) типом коливань, який для стандартних співвідношень розмірів прямокутного хвилеводу є нижчим типом. Для цієї моди вектор електричного поля направлений уздовж осі  $Oy$ , тобто перпендикулярно пластині діелектричної неоднорідності, що забезпечує ефективність перелаштування параметрів електродинамічної системи (ЕС).

Електромагнітне поле  $LM_{10}$  типу коливань може бути виражене через  $y$ -компоненту електричного вектора Герца (2.1), де

$$f^e(x, z) = \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right) \exp(-j\beta_z z), \quad (3.1)$$

де  $\beta_z$  – поздовжнє хвильове число, пов'язане з поперечними хвильовими числами  $\beta_{y1}^e, \beta_{y2}^e$  дисперсійними рівняннями:

$$\varepsilon_{1(2)} k^2 = \frac{\pi^2}{a^2} + \beta_{y1(2)}^e{}^2 + \beta_z^2. \quad (3.2)$$

Оскільки поперечні хвильові числа  $\beta_{y1}^e$ ,  $\beta_{y2}^e$  залежать від величини повітряного зазору  $d$  (див. рис. 2.2), то і поздовжнє хвильове число, що визначає довжину хвилі у хвилеводі, також залежить від повітряного зазору [147]. Для оцінки кількісної зміни поздовжнього хвильового числа зручно перейти до нормованих хвильових чисел:  $\check{\beta}_z = \beta_z a$ ,  $\check{k} = ka$ . Тоді з (3.2) маємо:

$$\check{\beta}_z = \sqrt{\varepsilon_1 \check{k}^2 - \pi^2 - \left( \check{\beta}_{y1}^e \frac{a}{h} \right)^2}, \quad (3.3)$$

де  $\check{\beta}_{y1}^e$  – нормоване поперечне хвильове число, яке визначено в підрозділі 2.3.

З (3.3) і (2.3) випливає, що довжина хвилі в частково-заповнених діелектриком хвилеводах, зображених на рис.3.1, залежить від товщини повітряного зазору, проникності та товщини діелектрика, ширини хвилеводу та частоти. На рис. 3.2 показано залежність приросту нормованого поздовжнього хвильового числа

$$\Delta \check{\beta}_z = \Delta \beta_z a = \check{\beta}_z - \check{\beta}_{z0}, \quad (3.4)$$

де  $\check{\beta}_{z0} = \sqrt{\varepsilon_1 \check{k}^2 - \pi^2}$  – нормоване поздовжнє хвильове число, що відповідає нульовому повітряному зазору, від його нормованої товщини для різних співвідношень товщини діелектрика до ширини хвилеводу та різних проникностей діелектрика на частоті, яка визначається нормованим хвильовим числом  $\check{k} = 1,4\pi$ . Зміна нормованого поздовжнього хвильового числа має простий фізичний сенс – це набіг фази (фазовий зсув) в секції хвилеводу на довжині, рівній ширині хвилеводу  $a$ . Як видно діапазон фазового зсуву збільшується за умови зменшення відношення  $h/a$ , а чутливість фазового зсуву до зміни повітряного зазору в області малих зазорів збільшується як в результаті зменшення відношення  $h/a$ , так і збільшення відносної проникності діелектрика. Разом з тим, наведені графіки демонструють ефект діелектричного хвилеводу, описаного в підрозділі 2.3, який обмежує діапазон зміни фазового зсуву у випадку великої товщини та проникності діелектрика. Як показано в підрозділі 2.3, щоб уникнути ефекту діелектричного хвилеводу необхідно, щоб товщина діелектрика задо-

вольняла умові (2.55), яка для випадку діелектричного хвилеводного фазообертача переписеться у вигляді:

$$\frac{h}{a} < \frac{\pi}{2\tilde{k}\sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}}. \quad (3.5)$$

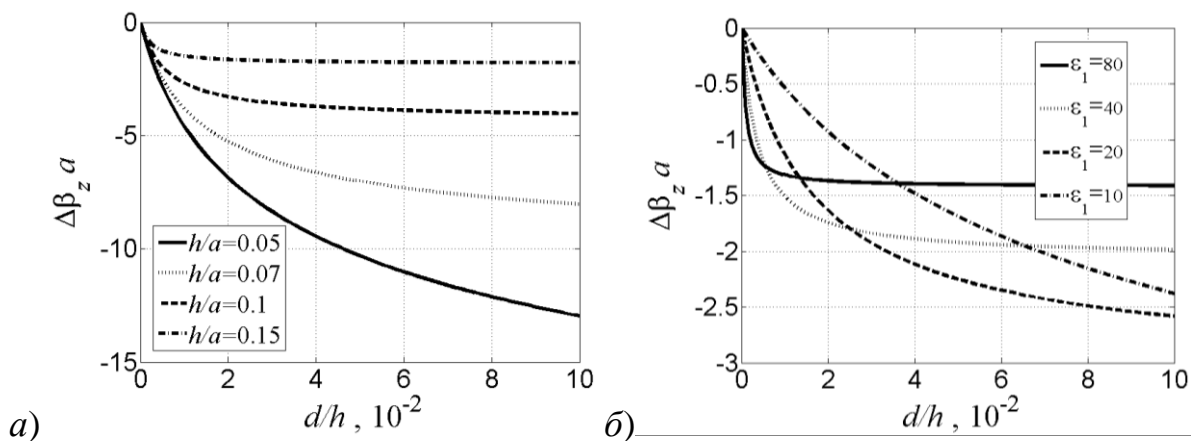


Рис. 3.2. Залежність зміни нормованого поздовжнього хвильового числа від нормованої товщини повітряного зазору для різних співвідношень товщини діелектрика до ширини хвилеводу і  $\varepsilon_1 = 50$  (а), та різних проникностей діелектрика і  $h/a = 0,1$  (б) на частоті, яка визначається нормованим хвильовим числом  $\tilde{k} = 1,4\pi$ .

Графічно залежність (3.5) наведена на рис. 3.3. Як видно з цього рисунка, тільки по одній залежності на рис. 3.2а,б задовольняє умові (3.5). Для решти залежностей рис. 3.2а,б спостерігається обмеження фазового зсуву під час переміщення металеві стінки над діелектриком. Таким чином для підвищення ефективності перелаштування фазообертача необхідно зменшувати товщину діелектрика.

Вираз (3.3) можна спростити використовуючи поняття ефективної діелектричної проникності. Ефективна діелектрична проникність для часткового заповненого хвилеводу може бути введена як діелектрична проникність повного заповнення хвилеводу, коли довжина хвилі у хвилеводі дорівнювала б реальній довжині хвилі в частково заповненому хвилеводі. Як було показано в підрозділі 2.3, ефективна діелектрична проникність для будь-якого типу хвилі може бути знайдена із співвідношення (2.50), з якого випливає, що ефективна діелектрична проникність не залежить від ширини хвилеводу  $a$ , а залежить тільки від відносної діелектричної проникності

області 1, відносної товщини області 2 і добутку товщини діелектрика в області 1 на частоту.

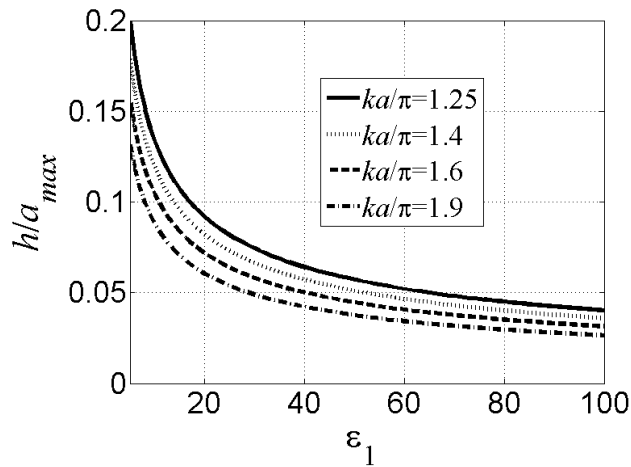


Рис. 3.3. Залежність максимального відношення товщини діелектрика до ширини хвилеводу коли не спостерігається ефект діелектричного хвилеводу, від діелектричної проникності області 1 для різних співвідношень нормованої сталої поширення в вакуумі

Використовуючи поняття ефективної діелектричної проникності формула (3.3) переписеться у вигляді:

$$\check{\beta}_z = \sqrt{\varepsilon_{eff} \check{k}^2 - \pi^2}. \quad (3.6)$$

Формула (3.6) може бути використана для знаходження максимально можливого фазового зсуву, який досягається за умови, що товщина діелектрика прямує до нуля. Враховуючи (2.53), з (3.6) отримуємо:

$$\lim_{h \rightarrow 0} \check{\beta}_z = \sqrt{\varepsilon_1 \frac{1 + \frac{d}{h}}{1 + \frac{\varepsilon_1 d}{\varepsilon_2 h}} \check{k}^2 - \pi^2}. \quad (3.7)$$

Залежності максимально можливого фазового зсуву від нормованої товщини області 2 для різних проникностей діелектрика в області 1 і  $\check{k} = 1,4\pi$  показано на рис. 3.4.

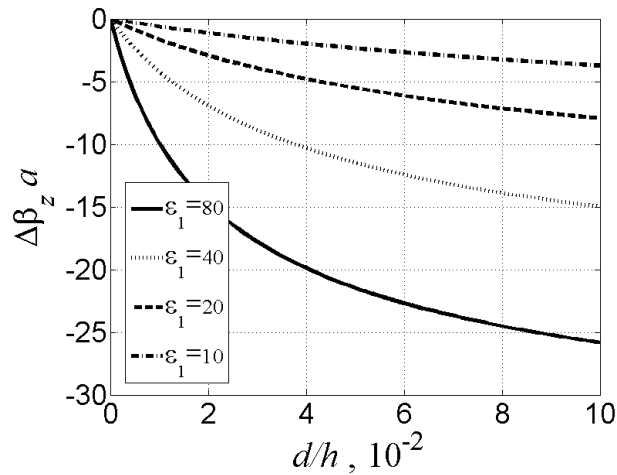


Рис. 3.4. Залежність зміни нормованого поздовжнього хвильового числа від нормованої товщини повітряного зазору для різних проникностей діелектрика за умови

$$h \rightarrow 0, \tilde{k} = 1,4\pi.$$

Як видно з рис. 3.4, діапазон фазового зсуву і чутливість фазового зсуву до переміщення металеві стінки над діелектриком зростає разом із збільшенням відносної діелектричної проникності області 1. Проте збільшення відносної проникності діелектрика та зменшення його товщини призводить до зменшення характеристичного опору фазообертаючої секції. Тому для зменшення відбиття необхідна наявність узгоджувальної секції між підвідним хвилеводом та фазообертаючою секцією.

Таким чином, під час конструювання хвилеводного діелектричного фазообертача необхідно обирати товщину діелектрика з умови (3.5) та забезпечити узгодження між фазообертаючою секцією та хвилеводами, що підводять. Вибір відносної проникності діелектрика пов'язаний з необхідністю враховувати, що збільшення цієї проникності призводить до зменшення необхідних переміщень металеві стінки хвилеводу та довжини фазообертаючої секції для забезпечення потрібних фазових зсувів, проте може викликати необхідність збільшення довжини узгоджувальної секції.

На рис. 3.5 показано одну з можливих конструкцій хвилеводного діелектричного фазообертача [148], в якій роль ідеальної електричної стінки відіграє площина симетрії, що паралельна широкій стінці хвилеводу. Відрізок прямокутного хвилеводу звужується від висоти  $b_0$  до висоти  $b$  за допомогою чебишевського трансформатора 1. У звуженій частині хвилеводу встановлено дві діелектричні пластини 2, на проти-



лежні грані яких нанесено металізацію 5. Діелектричні пластини розташовані одна відносно іншої на відстані  $2d$ , яка може змінюватися за допомогою актюаторів 4. Активна зона пристрою має низький імпеданс через зменшену висоту хвилеводу і заповнення діелектриком, тому для покращення умов узгодження можуть також бути використані діелектричні трансформатори 3.

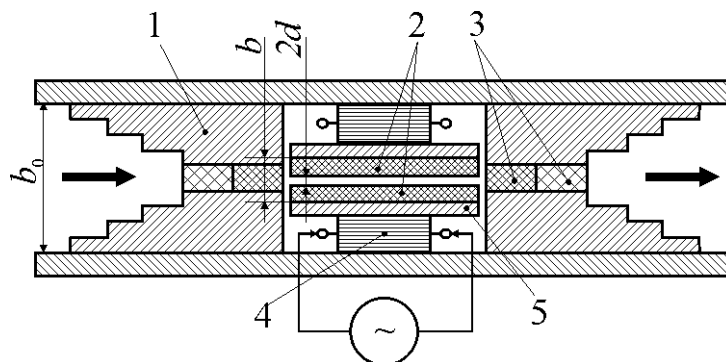


Рис. 3.5. Симетрична конструкція хвилеводного фазообертача: 1 – секція чебишевського узгодження; 2 – діелектричні пластини; 3 – діелектричні трансформатори; 4 – п'єзoeлектричний актюатор; 5 – металізація.

Початковий зазор  $d$  між діелектричними пластинами встановлюється таким, щоб під час найбільшого розширення актюаторів діелектричні пластини торкалися між собою. В результаті зменшення керуючої напруги, прикладеної до актюатора, збільшується зазор між пластинами, що викликає відповідну зміну умов поширення хвилі.

Така конструкція пристрою може бути практично реалізована багатьма шляхами. Так, наприклад, п'єзoeлектричні актюатори можуть бути розташовані як усередині хвилеводу, так і поза його межами і приводити діелектричні пластини в рух за допомогою штовхачів [149]. Крім того, конструкція допускає свободу у виборі геометрії. Так, необхідний відносний фазовий зсув може бути отриманий як за рахунок застосування діелектричних матеріалів з високим значеннями проникності, так і за рахунок збільшення довжини активної області пристрою. Також слід відмітити, що шляхом масштабування конструкція може бути пристосована для відповідного діапазону частот, який визначається діапазоном робочих частот хвилеводу.

Хвилеводний фазообертач також може бути реалізований з використанням тільки одного актюатора [150], якщо одна з діелектричних пластин закріплена на широкій стінці хвилеводу. Інший різновид конструкції з використанням тільки одного актюатора – асиметрична (рис. 3.6). У ній використовується тільки одна діелектрична пластина, а повітряний зазор утворюється між діелектричною пластиною і широкою стінкою хвилеводу [151].

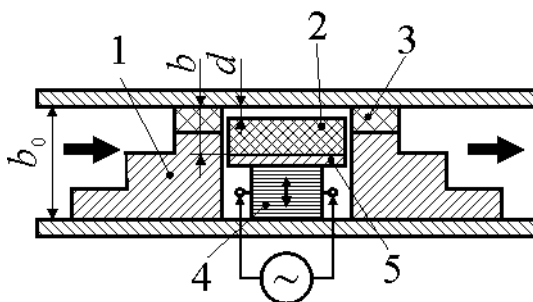


Рис. 3.6. Асиметрична конструкція хвилеводного фазообертача: 1 – секція чебишевського узгодження; 2 – діелектрична пластина; 3 – діелектричний трансформатор; 4 – п'єзоелектричний актюатор; 5 – металізація.

Для моделювання конструкцій діелектричного хвилеводного фазообертача використовується апарат, наведений в підрозділах 2.2, 2.3 [152] та методи теорії кіл з розподіленими параметрами [153].

Слід зазначити, що розглянуті конструкції можуть бути використані і для створення перелаштовуваних аттенюаторів [154].

### 3.2. Експериментальні дослідження хвилеводного діелектричного фазообертача

Експериментальні дослідження хвилеводного фазообертача були проведені для асиметричного варіанту (рис. 3.6). Низьковольтний п'єзоактюатор (виробник – Piezomechanik GmbH, Німеччина) був закріплений поза хвилеводом. Початкове значення повітряного зазору встановлюється за допомогою мікрометричного гвинта (рис. 3.7).

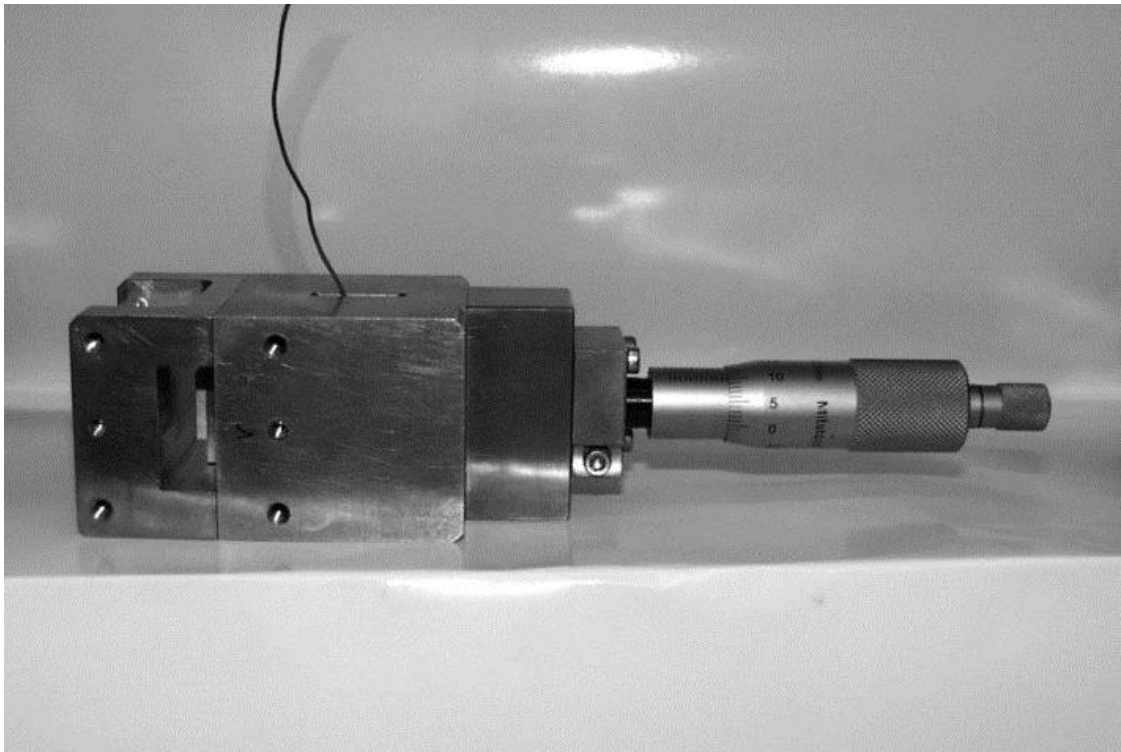


Рис. 3.7. Фотографія макета хвильоводного фазообертача

Гвинтом встановлюється зазор, який гарантовано більший, ніж переміщення актюатора, до актюатора прикладається найбільша допустима напруга (150 В), а потім за допомогою мікрометричного гвинта діелектрична пластина вводиться в контакт із стінкою хвильоводу. Після цього величиною повітряного зазору можна управляти електричним шляхом.

Використовуваний актюатор мав гістерезис. Однак сучасні електрострикційні актюатори позбавлені такого недоліку [155]. Крім того, гістерезисний актюатор може бути пристосований для використання шляхом уведення зворотного зв'язку в схему управління.

Макет приєднувався до стандартного прямокутного хвильоводу перерізом 23x10 мм і за допомогою хвильоводно-коаксіальних переходів підключався до векторного панорамного вимірювача характеристик електричних кіл Agilent 8510C. На рис. 3.8 показано виміряні амплітудно-частотні характеристики пристрою з діелектричними областями з  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Відбиття на рівні  $-7\dots-10$  дБ свідчить про неповне узгодження пристрою з хвильоводом. Однак рівень втрат близько  $-1$  дБ говорить про високий ККД пристрою в цілому [156].

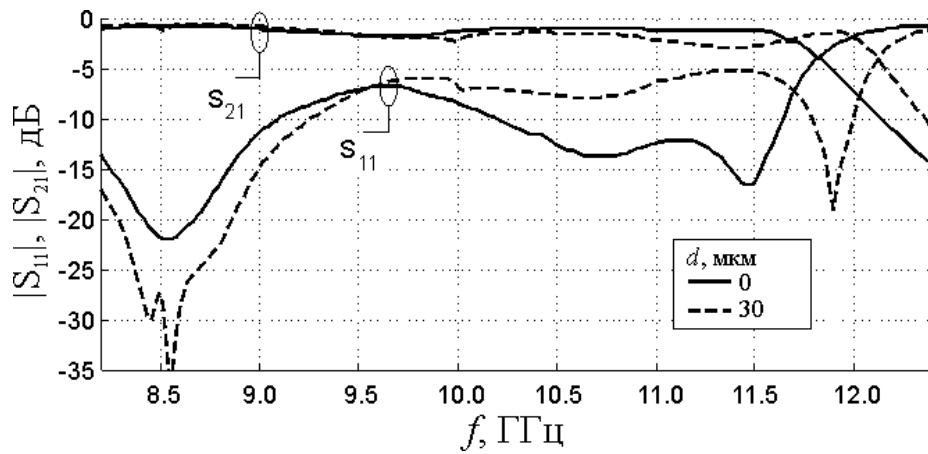


Рис. 3.8. Виміряні АЧХ хвильового фазообертача з діелектричною областю з  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Висота хвильоводу  $b = 2$  мм.

Під час зміни повітряного зазору відбувається зміна АЧХ (рис. 3.8), однак ці зміни незначні. Це дозволяє очікувати, що навіть за умови зміни характеристик активної області в процесі управління можна забезпечити узгодження в певному діапазоні частот [129, 157].

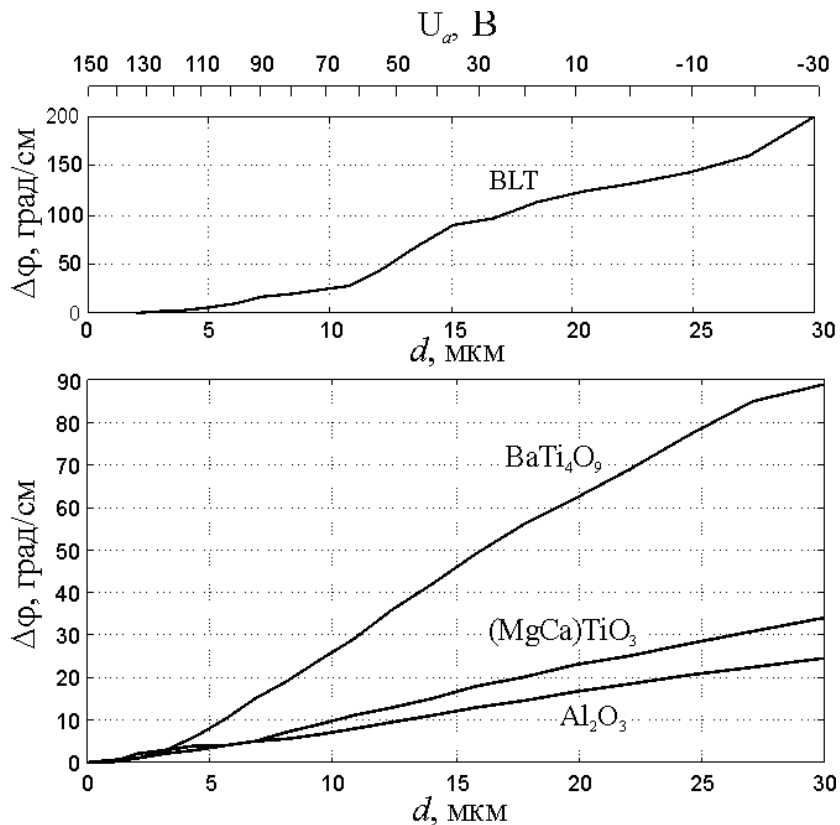


Рис. 3.9. Виміряна залежність відносного фазового зсуву від величини повітряного зазору (прикладеного до актюатора напруги). Частота  $f = 10$  ГГц, висота хвильоводу

$$b = 2 \text{ мм.}$$

Найважливішою в практичному використанні є керуюча характеристика пристрою. Статичні керуючі характеристики для макета з різними діелектричними областями показано на рис. 3.9. Як видно з наведених залежностей від розміру повітряного зазору керуюча характеристика близька до лінійної і не має виражених особливостей. Для порівняння на рис.3.9 показаний зв'язок розміру повітряного зазору з напругою, що прикладається до п'єзоелектричного актюатора. Ця шкала нелінійна, що зумовлено властивостями актюатора. Однак в практичному використанні цей недолік може бути усунений схемою управління напругою, яка може бути налаштована на конкретний актюатор. Крім цього, схеми управління, як правило, мають зворотній зв'язок для реалізації адаптивних алгоритмів перелаштування фази [158].

### 3.3. Втрати у хвилеводному діелектричному фазообертачі

Втрати електромагнітної енергії в пристрої зумовлені відбиттям через недосконале узгодження, втратами в металевих частинах конструкції і втратами в діелектрику. Втрати, зумовлені відбиттям, в певному частотному діапазоні можуть бути зменшені за рахунок застосування відповідних узгоджувальних пристроїв [159]. Решта втрат носять фундаментальний характер, що потребує окремого дослідження.

Як показано в [146, с.79-80], за умови малості металічних та діелектричних втрат, коли абсолютні значення уявних частин сталої поширення в хвилеводі набагато менші, ніж її дійсна частина та на частотах, більших від критичної, ці втрати є адитивними, і їх можна розрахувати незалежно одна від одної.

Діелектричні втрати можуть бути оцінені з (3.3) враховуючи комплексний характер відносної проникності області 1:  $\dot{\epsilon}_1 = \epsilon_1(1 - j \operatorname{tg} \delta)$ , де  $\operatorname{tg} \delta$  – тангенс кута втрат в матеріалі діелектрика. В цьому випадку поздовжнє хвильове число стає комплексним:  $\dot{\beta}_z = \beta_z - j\alpha_d$ , де  $\alpha_d$  – стала згасання, викликана втратами в діелектричній області фазообертача.

На рис. 3.10 наведено залежності нормованої сталої згасання  $\frac{\alpha_d}{\sqrt{\epsilon_1} k \operatorname{tg} \delta}$ , яка викликана діелектричними втратами, від нормованої товщини повітряного зазору для

різних співвідношень товщини діелектрика до ширини хвилеводу і різних проникностей. Як видно, якщо умова (3.5) не виконана, то діелектричні втрати з ростом повітряного зазору спочатку спадають, досягаючи мінімального значення, а потім зростають, досягаючи, внаслідок дисперсії у хвилеводі, значень навіть більших, ніж за відсутності повітряного проміжку.

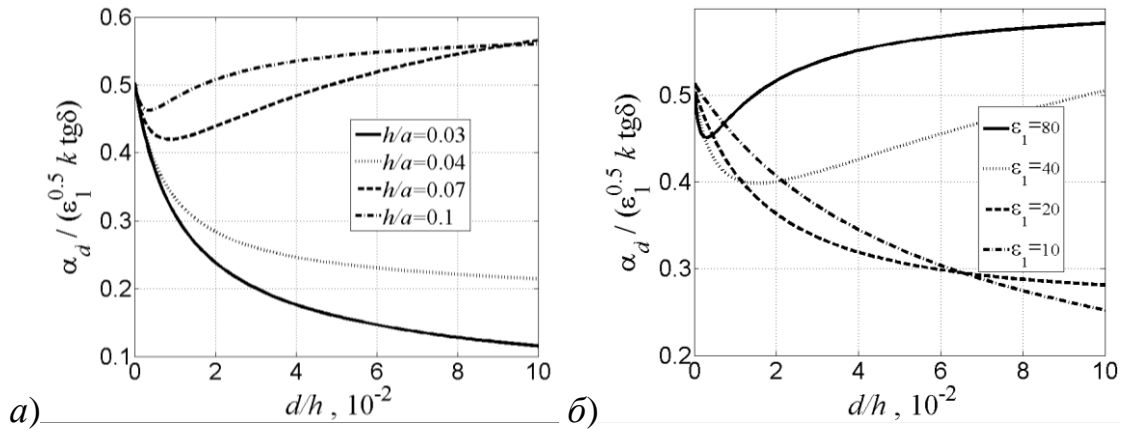


Рис. 3.10. Залежності нормованої сталої згасання, яка викликана діелектричними втратами, від нормованої товщини повітряного зазору для різних відношень товщини діелектрика до ширини хвилеводу і  $\epsilon_1 = 50$  (а), та різних проникностей діелектрика і  $h/a = 0,07$  (б) на частоті, яка визначається нормованим хвильовим числом

$$\tilde{k} = 1,4\pi.$$

Якщо умова (3.5) виконується, то діелектричні втрати описуються монотонно спадаючою функцією. Таким чином, мікромеханічний метод перелаштування не тільки не вносить додаткових діелектричних втрат, але й зменшує їх. Діелектричні втрати зменшуються разом зі зменшенням товщини діелектрика. Оскільки остання умова також підвищує ефективність перелаштування фази електромагнітної хвилі, то зменшення товщини діелектрика необхідне як для зменшення переміщень, що забезпечують потрібний фазовий зсув, так і для зменшення діелектричних втрат. Мінімально можливі діелектричні втрати у фазообертачі можна оцінити з (3.7) за умови комплексного значення відносної проникності  $\epsilon_1$ . Залежності мінімально можливих втрат від нормованої товщини повітряного зазору для різних проникностей діелектрика продемонстровані на рис. 3.11. Ці залежності є нижніми асимптотами для ви-

падків, коли  $h \neq 0$  і дозволяють оцінити мінімально можливі діелектричні втрати у хвилеводному фазообертачі.

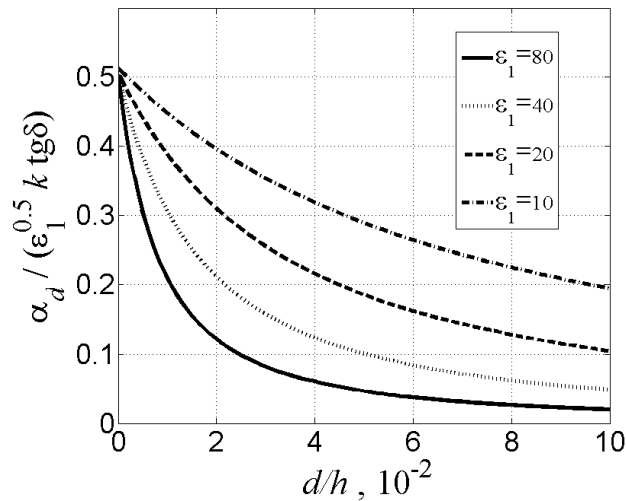


Рис. 3.11. Залежності нормованої сталої згасання, яка викликана діелектричними втратами, від нормованої товщини повітряного зазору для різних проникностей діелектрика за умови  $h \rightarrow 0$ ,  $\tilde{k} = 1,4\pi$ .

Стала згасання  $TE_{10}$  типу коливань, викликана втратами в металевих частинах конструкції, розраховується за формулою [146, с.81]:

$$\alpha_m = \frac{R_s \beta_z}{2Z_0 k} \frac{\int_L |\mathbf{H}_\tau|^2 dl}{\int_S |\mathbf{H}_\perp|^2 ds}, \quad (3.8)$$

де  $\mathbf{H}_\tau$  – тангенціальна складова вектору магнітного поля на металевій поверхні,  $L$  – контур металеві поверхні в поперечному перерізі хвилеводу,  $\mathbf{H}_\perp$  – складова вектору магнітного поля, яка лежить в поперечному перерізі хвилеводу,  $S$  – площа поперечного перерізу хвилеводу.

Враховуючи (2.1), (2.4), (3.1) та зв'язок компонент магнітного поля з  $y$ -компонентою вектора Герца:  $H_x = j\omega\epsilon\epsilon_0 \frac{\partial \Gamma^e}{\partial z}$ ,  $H_y = 0$ ,  $H_z = -j\omega\epsilon\epsilon_0 \frac{\partial \Gamma^e}{\partial x}$  з (3.8) отримаємо:

$$\alpha_m = \frac{R_s \left( 4 \frac{\pi^2}{a^2} \mathfrak{S} + (\varepsilon_1 k^2 - \beta_{y1}^e) \left( \frac{1}{\cos^2 \beta_{y1}^e h} + \frac{1}{\cos^2 \beta_{y2}^e d} \right) a \right)}{Z_0 k \beta_z \mathfrak{S} a}, \quad (3.9)$$

де  $\mathfrak{S} = \frac{h}{\cos^2 2\beta_{y1}^e} + \frac{\operatorname{tg} \beta_{y1}^e h}{\beta_{y1}^e} + \frac{d}{\cos^2 2\beta_{y2}^e} + \frac{\operatorname{tg} \beta_{y2}^e d}{\beta_{y2}^e}$ ,  $\beta_{y1}^e, \beta_{y2}^e$  – перші корені системи рівнянь (2.3), (2.8).

Розраховані залежності нормованої сталої згасання  $\alpha_m h \sqrt{\frac{\sigma}{\varepsilon_1 k}} TE_{10}$  типу коливань від нормованої товщини повітряного зазору для різних співвідношень товщини діелектрика до ширини хвилеводу і проникностей діелектрика на частоті, яка визначається нормованим хвильовим числом  $\check{k} = 1,4\pi$ , наведено на рис. 3.12. Як видно, металічні втрати в конструкції не перевищують втрат в хвилеводі, заповненому однорідним діелектриком. Ця обставина дозволяє стверджувати, що мікромеханічний метод перелаштування фази не привносить додаткових втрат. Разом з тим, як видно з наведених графіків, металічні втрати зростають зі зменшенням товщини та збільшенням відносної проникності діелектрика. Проте останні фактори важливі для забезпечення ефективності перелаштування оскільки зменшення товщини діелектрика та збільшення його відносної проникності призводять до зменшення переміщень, які забезпечують необхідні фазові зсуви, та збільшення діапазону перелаштування фази на одиницю довжини фазообертаючої секції. Тому, якщо металічні втрати домінують над діелектричними, то необхідний пошук компромісу між втратами, що вносяться фазообертачем, та ефективністю перелаштування.

Аналізуючи залежності, що наведені на рис. 2.15а та рис. 3.12а, можна зробити висновок, що в результаті зменшення товщини діелектрика основний вклад в металічні втрати вносить рухома металева стінка. Тому, використання симетричної конструкції (рис. 3.5), де роль металевої стінки відіграє ідеальна електрична стінка, що співпадає з площиною симетрії, може істотно зменшити металічні втрати. Проте та-



ка конструкція має більші масогабаритні показники і вимагає вдвічі більших переміщень.

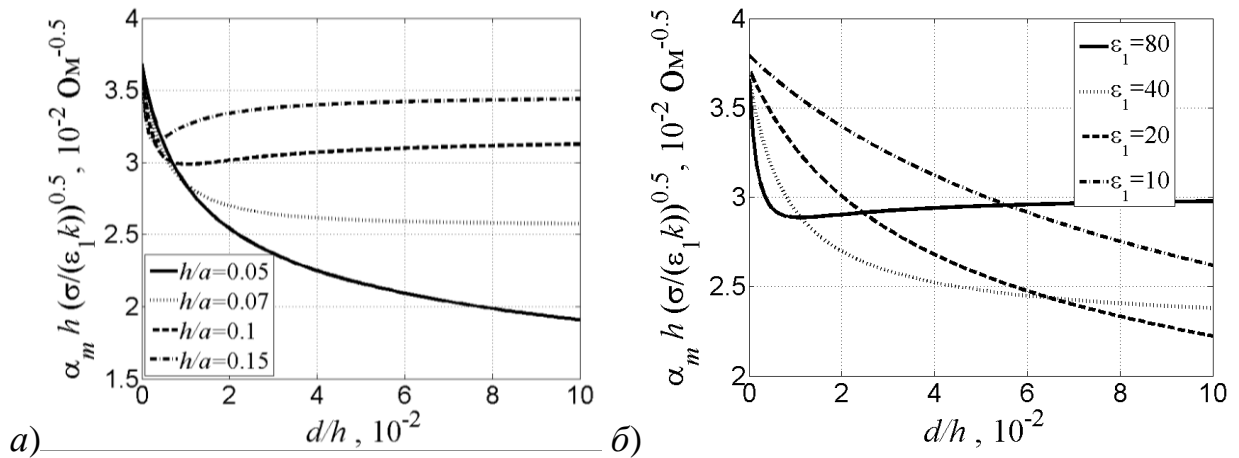


Рис. 3.12. Залежності нормованої сталої згасання, яка викликана металічними втратами, від нормованої товщини повітряного зазору для різних відношень товщини діелектрика до ширини хвилеводу і  $\epsilon_1 = 50$  (а), та різних проникностей діелектрика і  $h/a = 0,07$  (б) на частоті, яка визначається нормованим хвильовим числом  $\tilde{k} = 1,4\pi$ .

Слід зазначити, що хоча стала згасання, викликана металічним втратами, зростає разом зі зменшенням товщини та збільшенням відносної проникності діелектрика, проте останні чинники можуть не призводити до суттєвого збільшення металічних втрат оскільки за цих обставин зменшується довжина фазообертаючої секції. Тому пошук компромісу між низькими керуючими напругами, масогабаритними показниками та втратами повинен окремо розглядатися в кожному конкретному випадку. Для побудови цільової функції може бути використаний апарат, розроблений у цьому та попередньому розділах.

### 3.4. Максимально допустима потужність, що передається у хвилеводному діелектричному фазообертачі

Максимально допустима потужність, що може передаватися у хвилеводному діелектричному фазообертачі визначається двома факторами: нагріванням конструкції до граничних температур за рахунок дисипативних втрат та явищами електричного пробою в діелектричних шарах. Перший фактор може бути врахований використо-

вуючи результати, які наведені в попередньому підрозділі та особливості тепловідведення від конструкції фазообертача. Тому в цьому підрозділі будуть розглянуті тільки обмеження, пов'язані з явищами пробую в діелектричних областях фазообертача.

Потужність, що переноситься через поперечний переріз ЛП площею  $S$  може бути розрахована за формулою [146, с.76]:

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_S \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* \cdot \mathbf{e}_z ds, \quad (3.10)$$

де  $\mathbf{e}_z$  – одиничний вектор напрямку поширення електромагнітної хвилі.

Для  $TE_{10}$  типу коливань формула (3.10) має вигляд:

$$P = \frac{1}{2} \int_S E_y H_x ds,$$

де  $E_y = (\beta_x^2 + \beta_z^2) \Gamma^e$  –  $y$ -компонента напруженості електричного поля,

$H_x = \omega \varepsilon \varepsilon_0 \beta_z \Gamma^e$  –  $x$ -компонента напруженості магнітного поля.

Враховуючи (2.1), (2.4), (3.1) та обчисливши останній інтеграл, отримаємо:

$$P = \frac{A_0^2 a}{4Z_0} k \beta_z (\beta_x^2 + \beta_z^2) (N_0^e)^2,$$

де  $N_0^e$  – функція, що визначена в підрозділі 2.2,  $A_0 = A_1^e \varepsilon_1 \cos(\beta_{y1}^e h) = A_2^e \varepsilon_2 \cos(\beta_{y2}^e d)$ .

Остання формула надає можливість знайти зв'язок сталої  $A_0$  з потужністю  $P$  та знайти максимальні значення напруженості електричного поля в області з діелектричною проникністю  $\varepsilon_1$   $E_{\max 1}$  та області з проникністю  $\varepsilon_2$   $E_{\max 2}$ :

$$E_{\max 1} = \frac{2}{N_0^e \varepsilon_1 \cos(\beta_{y1}^e h)} \sqrt{\frac{P Z_0 (\beta_x^2 + \beta_z^2)}{a k \beta_z}}, \quad E_{\max 2} = \frac{2}{N_0^e \varepsilon_2 \cos(\beta_{y2}^e d)} \sqrt{\frac{P Z_0 (\beta_x^2 + \beta_z^2)}{a k \beta_z}}.$$

Напруженості  $E_{\max 1}$  та  $E_{\max 2}$  не повинні перевищувати напруженості пробую діелектриків відповідно  $E_{\text{пр}1}$  та  $E_{\text{пр}2}$ . Ця умова визначає гранично допустимі потужнос-

ті, що пов'язані з пробом в області з діелектричною проникністю  $\varepsilon_1$   $P_{\max 1}$  та області з проникністю  $\varepsilon_2$   $P_{\max 2}$ :

$$P_{\max 1} = \frac{k\beta_z a (N_0^e)^2 \varepsilon_1^2 \cos^2(\beta_{y1}^e h)}{4Z_0(\beta_x^2 + \beta_z^2)} E_{\text{пр}1}^2, \quad P_{\max 2} = \frac{k\beta_z a (N_0^e)^2 \varepsilon_2^2 \cos^2(\beta_{y2}^e d)}{4Z_0(\beta_x^2 + \beta_z^2)} E_{\text{пр}2}^2. \quad (3.11)$$

Максимально допустима потужність не повинна перевищувати мінімальне із значень  $P_{\max 1}$  та  $P_{\max 2}$ . Залежності цих значень, нормованих на характеристичний опір вільного простору  $Z_0$ , площу поперечного перерізу фазообертаючої секції  $S$ , проникність та напруженість пробом діелектричних областей, від нормованої товщини повітряного зазору для різних співвідношень між товщиною діелектрика і шириною хвилеводу та різних проникностей діелектрика наведено на рис. 3.13.

Поведінка  $P_{\max 1}$  у разі збільшення повітряного проміжку залежить від відношення  $h/a$ . Якщо це відношення задовольняє умові (3.5), то  $P_{\max 1}$  зростає разом зі збільшенням повітряного зазору, а в протилежному випадку спадає. В той же час  $P_{\max 1}$  зростає разом зі збільшенням відносної проникності діелектрика  $\varepsilon_1$ . Таким чином, якщо обмеження максимальної потужності пов'язано з пробом діелектрика, то чинники, що сприяють підвищенню чутливості фазових зсувів до керуючого впливу призводять також і до збільшення максимально допустимої потужності. Проте зменшення висоти хвилеводу та перехід в більш високочастотний діапазон призводить до зменшення  $P_{\max 1}$ .

Однак, з (3.11) випливає, що максимально допустима потужність пропорційна квадрату відносної діелектричної проникності. Разом з цим, як правило, напруженість пробом діелектричних матеріалів більша ніж повітря [145]. Тому в переважній більшості випадків  $P_{\max 2} < P_{\max 1}$ , а отже  $P_{\max 2}$  визначає максимально допустиму потужність.

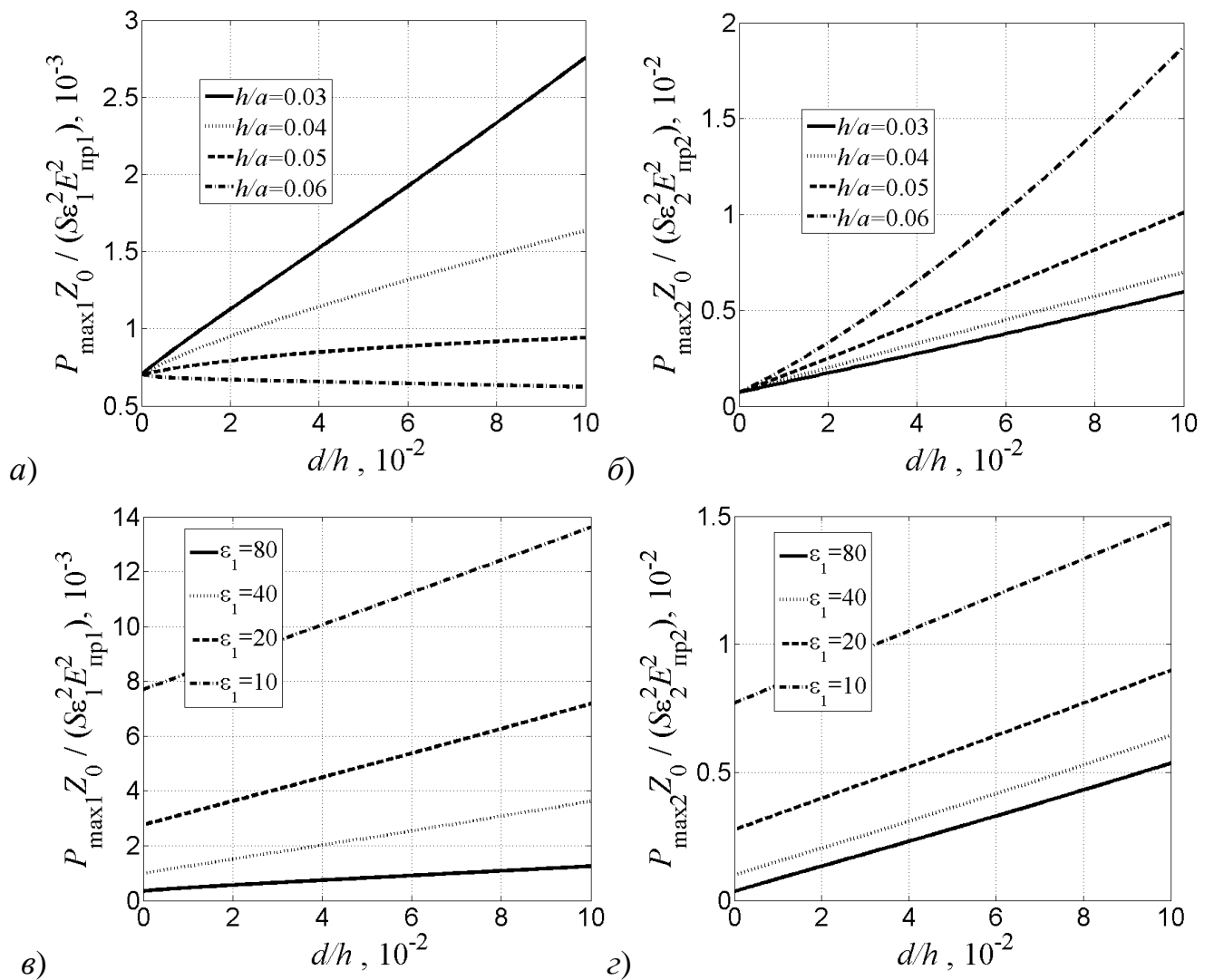


Рис. 3.13. Залежності нормованих максимально допустимих потужностей, що визначаються напруженістю пробою в областях з діелектричними проникностями  $\epsilon_1$  та  $\epsilon_2 = 1$  від нормованої товщини повітряного зазору для різних відношень товщини діелектрика до ширини хвилеводу і  $\epsilon_1 = 50$  (а,б), та різних проникностей діелектрика і  $h/a = 0,03$  (в,г) на частоті, яка визначається нормованим хвильовим числом  $\tilde{k} = 1,4\pi$ .

Як видно з рис. 3.13,  $P_{\max 2}$  зменшується в результаті зменшення відношення  $h/a$  та збільшення відносної проникності діелектрика. А отже підвищення чутливості фазових зсувів до керуючого впливу, а також перехід в більш високочастотний діапазон пов'язано зі зменшенням максимально допустимої потужності, що може передаватися в фазообертачі, що може вимагати пошук компромісних рішень між високою чутливістю до мікропереміщень та максимально допустимою потужністю сигналів.

### 3.5. Висновки

Закономірності, виявлені в розділі 2, поширені на хвилевід з частковим діелектричним заповненням. Наведено обґрунтування побудови на таких хвилеводах керування фазообертачів за рахунок мікроперемішень широкої металеві стінки хвилеводу над діелектриком або керування повітряним зазором двома діелектриками, що розташовані між широкими стінками хвилеводу. Щоб уникнути обмеження діапазону фазового зсуву за рахунок ефекту діелектричного хвилеводу отримано критерії вибору товщини діелектрика в залежності від відносної проникності матеріалу і робочої частоти. Показано, щоб уникнути ефекту діелектричного хвилеводу, необхідно, щоб товщина діелектрика задовольняла умові (3.5), що визначає максимальне відношення товщини діелектрика до довжини широкої стінки хвилеводу залежно від відносної проникності діелектрика. Аналітично отримано асимптотичну залежність нормованої фази електромагнітної хвилі (3.7), яка визначає максимально можливий фазовий зсув в результаті переміщення широкої стінки хвилеводу над діелектриком для заданого значення його відносної проникності.

Показано, що втрати, як в діелектричних, так і в металевих областях фазообертача не перевищують втрат в хвилеводі, заповненому однорідним діелектриком, що дозволяє стверджувати, що мікромеханічний метод перелаштування фази не привносить додаткових втрат. Проведений аналіз вказує, що стала згасання, викликана втратами в діелектрику у разі виконання умови (3.5) зменшується в результаті зменшення товщини діелектрика, проте стала згасання внаслідок металічних втрат збільшується за тих самих умов. Ця обставина, в залежності від домінування тих чи інших втрат, спонукає до пошуку компромісу між діапазоном необхідних переміщень, що визначає керуючі напруги, та втратами. Такий компроміс може бути знайдений шляхом розв'язання задачі оптимізації, в якій цільова функція може бути побудована, використовуючи апарат, розроблений в цьому та попередньому розділах. Під час побудови такої цільової функції потрібно враховувати, що зменшення товщини діелектрика та збільшення його відносної проникності зменшує характеристи-

чний опір фазообертаючої секції, що призводить до збільшення розмірів узгоджуючих засобів і може погіршувати масогабаритні показники.

Отримано асимптотичні залежності для фазового зсуву та втрат надають можливість знайти гранично досяжні показники фазообертача.

Отримання суттєвих фазових зсувів за рахунок мікропереміщень дозволило реалізувати п'єзоелектричне керування хвилеводним діелектричним фазообертачем. Експериментально реалізовані і досліджені конструкції фазообертачів в 3-х сантиметровому діапазоні довжин хвиль. Отримані фазові зсуви складали десятки та сотні градусів на сантиметр фазообертаючої секції за напруг керування до 200 В. Втрати пропускання визначались, в основному якістю узгодження характеристичних опорів фазообертаючої секції та стандартного хвилеводу і становили близько  $-1$  дБ.

Розроблений теоретичний апарат, який підтверджений експериментально, надає можливість не тільки моделювати різноманітні конструкції фазообертачів, але й будувати цільові функції для знаходження оптимальних рішень з точки зору мінімальних керуючих напруг, втрат та масо-габаритних показників фазообертачів.

До недоліків розглянутого фазообертача слід віднести певну громіздкість, зумовлену використанням хвилеводу. Однак таке обмеження не є суттєвим для порівняно малих решіток, наприклад, одновимірних решіток в системах запобігання зіткненню автомобілів. Разом з тим, пристрій є вигідною альтернативою для феритових систем військового призначення з високими значеннями передаваної потужності. Порівняно з феритовими пристроями запропонована конструкція має значно менші габарити та масу, а також керується напругою, на відміну від керування струмом підмагнічування у феритових системах. Ще однією перевагою діелектричного фазообертача є його здатність працювати як на пропускання, так і на відбиття.

Основні наукові результати, що наведені у цьому розділі, викладено в роботах автора [129, 147-152, 154, 156-159].

## 4. Керовані компоненти на основі мікросмужкових та копланарних ліній передачі

### 4.1. Ефективна діелектрична проникність та характеристичний опір керованих мікросмужкових та копланарних ліній

#### 4.1.1. Методи розрахунку ефективної діелектричної проникності та хвильового опору мікросмужкових та копланарних ліній

Для знаходження розподілу електромагнітного поля та основних еквівалентних параметрів МСЛ та копланарних ліній (КЛ) необхідно розв'язати систему диференціальних рівнянь, описану рівняннями Максвелла:

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\epsilon\epsilon_0\mathbf{E} + \mathbf{J}_{ext}; \quad (4.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu\mu_0\mathbf{H}; \quad (4.2)$$

$$\nabla \cdot (\mu\mu_0\mathbf{H}) = 0; \quad (4.3)$$

$$\nabla \cdot (\epsilon\epsilon_0\mathbf{E}) = \rho; \quad (4.4)$$

де  $\mathbf{E}$  – вектор напруженості електричного поля;  $\mathbf{H}$  – вектор напруженості магнітного поля;  $\mathbf{J}_{ext}$  – густина струму зовнішнього джерела;  $\epsilon$  – відносна діелектрична проникність;  $\epsilon_0$  – електрична стала;  $\mu$  – відносна магнітна проникність;  $\mu_0$  – магнітна стала;  $\rho$  – питома густина просторового заряду.

На границі поділу середовищ з різними електрофізичними параметрами функції  $\mathbf{E}$  і  $\mathbf{H}$  можуть мати розриви, що не допускають явного використання рівнянь Максвелла. Для знаходження співвідношень між складовими векторів електромагнітного поля по обидві сторони від границі поділу зазвичай використовують граничні умови. Для ідеальної металевої поверхні граничні умови мають вигляд:

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{H} = 0; \quad \mathbf{n} \times \mathbf{E} = 0, \quad (4.5)$$

де  $\mathbf{n}$  – одиничний вектор, нормальний до поверхні металу. граничні умови (4.5) часто називають умовами на електричній стінці. Дуальні до них умови

$$\mathbf{n} \times \mathbf{H} = 0, \quad \mathbf{n} \cdot \mathbf{E} = 0$$

називають граничними умовами на магнітній стінці.

Загальний розв'язок рівнянь (4.1) - (4.4) у вільному просторі визначає просторову стоячу хвилю, яка формується хвилями, що відходять та приходять з нескінченності. Проте, оскільки джерела електромагнітного поля на нескінченності відсутні, то розв'язок, який містить хвилю, що приходить з нескінченності, повинен бути відкинтий, оскільки він не відповідає фізичній природі явищ, що аналізуються. Розв'язок, який описує хвилю, що поширюється у нескінченність, повинен задовольняти умові випромінювання Зоммерфельда, яка забезпечує одиничність розв'язку задачі, що розглядається. Ця умова для будь якого розв'язку  $\phi$  задачі (4.1) - (4.4) записується у вигляді граничного співвідношення [160]:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \left( r^\tau \left( \frac{\partial \phi}{\partial r} + i \sqrt{\epsilon \mu} k \phi \right) \right) = 0, \quad (4.6)$$

де  $r$  – відстань від початку координат до точки спостереження,  $k$  – стала поширення,  $\tau=1$  для тривимірного простору та  $\tau=0.5$  для двомірного простору. З (4.6) випливає, що в разі, коли  $r \rightarrow \infty$  вирази для векторів електромагнітного поля повинні мати асимптотичну форму:

$$\mathbf{E}, \mathbf{H} \sim \frac{\exp(-jkr)}{r^\tau}$$

Перетворення рівнянь Максвелла часто призводять до системи з шести рівнянь в частинних похідних з шістьма невідомими, якими виступають компоненти магнітного і електричного полів. Число невідомих функцій і їх розмірність в рівняннях Максвелла можна скоротити шляхом впровадження допоміжних функцій електричних і магнітних потенціалів електромагнітного поля [146] (скалярних потенціалів  $\phi^e$ ,  $\phi^m$  і



векторних потенціалів  $\mathbf{A}^e$ ,  $\mathbf{A}^m$ ). Тоді компоненти електричного і магнітного полів  $\mathbf{E}$  і  $\mathbf{H}$  визначаються через векторні і скалярні потенціали як:

$$\mathbf{E} = -j\omega\mathbf{A}^e - \nabla\varphi^e; \quad \mathbf{H} = \frac{\nabla \times \mathbf{A}^e}{\mu\mu_0}; \quad (4.7)$$

$$\mathbf{E} = -\frac{\nabla \times \mathbf{A}^m}{\varepsilon\varepsilon_0}; \quad \mathbf{H} = -j\omega\mathbf{A}^m - \nabla\varphi^m. \quad (4.8)$$

Виходячи з рівнянь (4.7), за рахунок використання електричних і магнітних потенціалів, можна розкласти електромагнітне поле на типи, в яких одна із складових поля дорівнює нулю. Якщо, наприклад, магнітний векторний потенціал спрямований уздовж осі  $z$  ( $\mathbf{A}^m = A^m\mathbf{e}_z$ , де  $\mathbf{e}_z$  – одиничний орт осі  $z$ ), то функції  $A^m$  і  $\varphi^m$  описують поля  $H$ -типу ( $TE$ -моди), у яких  $E_z = 0$ . Але якщо електричний векторний потенціал спрямований уздовж осі  $z$  ( $\mathbf{A}^e = A^e\mathbf{e}_z$ ), то функції  $A^e$  і  $\varphi^e$  описують поля  $E$ -типу ( $TM$ -моди), у яких  $H_z = 0$ .

Проте співвідношення (4.7), (4.8) не дозволяють однозначно зв'язати скалярні і векторні потенціали з напруженістю електричного і магнітного полів. Якщо функції  $\mathbf{A}^e$  і  $\varphi^e$  описують довільне електромагнітне поле, то функції  $\mathbf{A}^e + \nabla\phi$  і  $\varphi^e - j\omega\phi$ , де  $\phi$  – будь-яка диференційована скалярна функція, описують те ж саме електромагнітне поле. Для усунення невизначеності, можна ввести додаткові умови зв'язку векторних і скалярних потенціалів. Одна з них – це умова калібрування Лоренца [146]:

$$\nabla \cdot \mathbf{A}^{e(m)} + j\frac{\omega}{c^2}\varepsilon\mu\varphi^{e(m)} = 0, \quad (4.9)$$

де  $c$  – швидкість світла у вакуумі.

Для систем, які мають тільки діелектричні неоднорідності і магнітна проникність різних областей яких залишається постійною, зручніше використовувати рівняння (4.7). Підставляючи рівняння (4.7) в рівняння (4.1) і приймаючи, що  $\mu = \text{const}$ , отримуємо:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A}^e - \varepsilon \mu \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{A}^e + i \varepsilon \mu \frac{\omega}{c^2} \nabla \varphi^{e(m)} = \mu \mu_0 \mathbf{J}_{\text{ext}}. \quad (4.10)$$

Якщо припустити, що відсутні зовнішні джерела струмів ( $\mathbf{J}_{\text{ext}} = 0$ ), взявши до уваги, що  $\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \nabla \nabla \cdot \mathbf{A} - \nabla^2 \mathbf{A}$ ,  $\varepsilon = \varepsilon(x, y, z)$  і, враховуючи (4.9), маємо:

$$\nabla^2 \mathbf{A}^e + \varepsilon \mu \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{A}^e - \nabla \nabla \cdot \mathbf{A}^e + \varepsilon \nabla \left( \frac{1}{\varepsilon} \nabla \cdot \mathbf{A}^e \right) = 0. \quad (4.11)$$

Далі буде розглянуто розв'язання електродинамічної задачі методом скінченних елементів.

#### 4.1.1.1. Двовимірний метод скінченних елементів

Розглянемо Е-типи електромагнітного поля, які описуються функціями  $\mathbf{A}^e = A^e \mathbf{e}_z$  та  $\varphi^e$ . Враховуючи умову калібрування Лоренца (4.9) рівняння (4.11) перепишеться у вигляді:

$$\nabla^2 (A^e \mathbf{e}_z) + \varepsilon \mu k^2 A^e \mathbf{e}_z - j \varepsilon \mu \frac{\omega}{c^2} \left( \nabla \varphi^e - \frac{1}{\varepsilon} \nabla (\varepsilon \varphi^e) \right) = 0. \quad (4.12)$$

Підставляючи (4.7) у (4.4), отримаємо

$$\nabla \left( -j \omega \varepsilon \varepsilon_0 A^e \mathbf{e}_z - \varepsilon \varepsilon_0 \nabla \varphi^e \right) = \rho.$$

Приймаючи  $\rho = 0$  та враховуючи, що  $\varepsilon = \varepsilon(x, y)$  та (4.9), маємо

$$\nabla \left( \varepsilon \nabla \varphi^e \right) + \varepsilon^2 \mu k^2 \varphi^e = 0. \quad (4.13)$$

Подамо розв'язок рівняння (4.13) у вигляді:

$$\varphi^e = \psi(x, y) Z(z), \quad (4.14)$$

де  $\psi$  – функція розподілу скалярного потенціалу в площині  $Oxy$ ,  $Z(z)$  – функція розподілу скалярного потенціалу вздовж вісі  $Oz$ .

Враховуючи, що  $\varepsilon(z) = \text{const}$ , з (4.13) випливає, що подання (4.14) надає можливість провести поділ змінних, отримавши два незалежних рівняння:

$$\nabla \cdot (\varepsilon \nabla \psi) + \varepsilon \beta^2 \psi = 0, \quad (4.15)$$

$$\frac{d^2 Z}{dz^2} + \beta_z^2 Z = 0,$$

де  $\varepsilon \mu k^2 = \beta^2 + \beta_z^2$ ,  $\beta$  – поперечне хвильове число,  $\beta_z$  – повздовжнє хвильове число.

Останнє рівняння має простий розв'язок

$$Z = \exp(-j\beta_z z). \quad (4.16)$$

З (4.9), (4.14) та (4.16) випливає, що:

$$A^e = \varepsilon \mu \frac{\omega}{c^2 \beta_z} \varphi^e. \quad (4.17)$$

Таким чином, задача звелась до розв'язання рівняння (4.15). Знайдені розв'язки, з врахуванням (4.17), необхідно перевірити на відповідність рівнянню (4.12). Фактично, розв'язок задачі зводиться до знаходження такого  $\beta_z$ , яке мінімізує нев'язку розв'язку рівняння (4.12).

Після розв'язання рівнянь, розподіл електромагнітного поля в поперечному розрізі може бути розраховано за формулами:

$$E_x = -\frac{\partial \psi}{\partial x}; \quad E_y = -\frac{\partial \psi}{\partial y}; \quad E_z = -j \frac{\beta^2}{\beta_z} \psi;$$

$$H_x = Z_0^{-1} \frac{\varepsilon k}{\beta_z} \frac{\partial \psi}{\partial y}; \quad H_y = -Z_0^{-1} \frac{\varepsilon k}{\beta_z} \frac{\partial \psi}{\partial x},$$

де  $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \approx 120\pi$  Ом – характеристичний опір вільного простору.

Потрібно відзначити, що для більшості практичних застосувань виконується співвідношення:

$$\beta \ll \beta_z.$$

У цьому випадку  $E_z \approx 0$  та розв'язки практично відповідають *TEM*-хвилі. При цьому отримані розв'язки є практично частотно-незалежними. Ця обставина дозволяє говорити про існування квазі *TEM*- хвилі.

Розв'язок електромагнітної задачі методом скінченних елементів можливий тільки за наявності обмеженої області простору. Тому досліджувана система обмежувалася площинами, на яких задавалися або граничні умови Діріхле

$$\psi = 0, \quad (4.18)$$

або граничні умови Неймана

$$\mathbf{n} \cdot \nabla \psi = 0, \quad (4.19)$$

або узагальнені граничні умови Неймана

$$\mathbf{n} \cdot \nabla \psi + k\psi = 0. \quad (4.20)$$

Граничні умови (4.18) и (4.19) описують ідеально відбиваючі електричну і магнітну стінки. Граничні умови (4.20) еквівалентні умовам випромінювання Зоммерфельда (4.6) і відповідають ідеально поглинаючій стінці.

Для моделювання характеристик відкритих ЛП обмежуючі площини віддалялися настільки далеко, щоб не справляли істотного впливу на характеристики, що розраховуються.

Наявність симетрії розглянутих систем дозволяє істотно спростити розв'язання задач, оскільки площини симетрії без порушення структури поля можуть бути замінені або електричною стінкою, якщо електричне поле перпендикулярне площині симетрії, або магнітної стінкою, якщо електричне поле паралельне площині симетрії.

На електродах досліджуваних МСЛ і КЛ задаються їх потенціали:

$$\Psi = \Phi_{1(2)},$$

де  $\Phi_1$  – потенціал на сигнальному електроді,  $\Phi_2$  – потенціал на заземлюючих електродах.

Розрахований розподіл електромагнітного поля в ЛП дозволяє знайти інтегральні характеристики лінії: характеристичний опір і ефективну діелектричну проникність.

Знайдемо характеристичний опір для квазі-*ТЕМ* моди. Потужність, що передається в ЛП, дорівнює:

$$P = \frac{\operatorname{Re} \int_S \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* d\mathbf{S}}{2} = \frac{\int_S (E_x H_y^* - E_y H_x^*) dS}{2} = \frac{\iint_S \frac{\varepsilon k}{\beta_z} \left( \left( \frac{\partial \psi}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \psi}{\partial y} \right)^2 \right) dx dy}{2Z_0},$$

де  $S$  – площа поперечного перерізу ЕС.

Оскільки в аналізованій ЕС можуть існувати кілька областей з різними електрофізичними параметрами, то потужність, що передається в такій системі, буде дорівнювати:

$$P = \frac{1}{2Z_0} \sum_{i=1}^N \left( \frac{\varepsilon_i k}{\beta_z} \iint_{S_i} \left( \left( \frac{\partial \psi}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \psi}{\partial y} \right)^2 \right) dx dy \right), \quad (4.21)$$

де  $S_i$  – площа, яку займає  $i$ -та область системи,  $\varepsilon_i$  – відносна діелектрична проникність  $i$ -тої області системи,  $N$  – кількість підобластей системи.

З іншого боку, ця потужність дорівнює:

$$P = \frac{U^2}{2Z},$$

де  $U$  – амплітуда напруги між сигнальним і заземлювальним електродами,  $Z$  – характеристичний опір для квазі-*ТЕМ* моди. Об'єднавши ці рівняння, отримаємо [161]:

$$Z = Z_0 \frac{(\varphi_1 - \varphi_2)^2}{\sum_{i=1}^N \frac{\varepsilon_i k}{\beta_z} \iint_{S_i} \left( \left( \frac{\partial \psi}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \psi}{\partial y} \right)^2 \right) dx dy}. \quad (4.22)$$

Будемо вважати ефективною проникністю системи  $\varepsilon_{\text{ф}}$  таку проникність однорідного середовища, по якому поширюється хвиля такої ж потужності, як і у вихідній ЕС з областями з різною діелектричною проникністю.

Слід зазначити, що в однорідному середовищі рівняння (4.15) зазнає суттєвого спрощення:

$$\nabla^2 \psi = 0, \quad (4.23)$$

що відповідає *ТЕМ*-моді в чистому вигляді.

Тоді, потужність, що передається в однорідній системі дорівнюватиме:

$$P = \frac{1}{2Z_0} \sqrt{\frac{\epsilon_{eff}}{\mu}} \iint_S \left( \left( \frac{\partial \psi_1}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \psi_1}{\partial y} \right)^2 \right) dx dy, \quad (4.24)$$

де  $\psi_1$  – розв'язок задачі (4.23).

З порівняння (4.21) та (4.24) маємо:

$$\epsilon_{eff} = \left( \frac{\sum_{i=1}^N \left( \frac{\sqrt{\mu \epsilon_i} k}{\beta_z} \iint_{S_i} \left( \left( \frac{\partial \psi}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \psi}{\partial y} \right)^2 \right) dx dy \right)}{\iint_S \left( \left( \frac{\partial \psi_1}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \psi_1}{\partial y} \right)^2 \right) dx dy} \right)^2. \quad (4.25)$$

Інший спосіб визначення ефективної діелектричної проникності ґрунтується на порівнянні енергії, що запасється у вихідній ЕС, що складається з областей з різною діелектричною проникністю, і енергії, що запасється в однорідній ЕС, заповненій діелектриком з відносною діелектричною проникністю  $\epsilon_{eff}$  [162]. У першому випадку, запасена енергія електричного поля може бути знайдена як

$$W = \frac{\epsilon_0}{2} \int_S \epsilon (E_x^2 + E_y^2) dS = \frac{\epsilon_0}{2} \sum_{i=1}^N \left( \epsilon_i \iint_{S_i} \left( \left( \frac{\partial \psi}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \psi}{\partial y} \right)^2 \right) dx dy \right). \quad (4.26)$$

З іншого боку, електрична енергія, збережена в системі, заповненої однорідним діелектриком з відносною діелектричною проникністю  $\epsilon_{eff}$ , дорівнює:

$$W = \frac{\epsilon_{eff} \epsilon_0}{2} \iint_S \left( \left( \frac{\partial \psi_1}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \psi_1}{\partial y} \right)^2 \right) dx dy. \quad (4.27)$$

З порівняння (4.26) та (4.27) маємо:

$$\varepsilon_{eff} = \frac{\sum_{i=1}^N \left( \varepsilon_i \iint_{S_i} \left( \left( \frac{\partial \psi}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \psi}{\partial y} \right)^2 \right) dx dy \right)}{\iint_S \left( \left( \frac{\partial \psi_1}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \psi_1}{\partial y} \right)^2 \right) dx dy}. \quad (4.28)$$

Таким чином, з математичної точки зору, задача розрахунку електромагнітного поля зводиться до розв'язання еліптичного диференціального рівняння з частинними похідними в області  $\Omega$ :

$$\nabla \cdot (a \nabla \psi) + b \psi = f,$$

де  $\Omega$  – обмежена в площині область,  $a$ ,  $b$ ,  $f$  – функції, задані в області  $\Omega$ ;  $\psi$  – комплексна функція, що підлягає визначенню в області  $\Omega$ .

У загальному випадку граничні умови задачі на границі  $\partial\Omega$  визначають комбінацію  $\psi$  і її нормальної до границі похідною:

1. граничні умови Діріхле  $h\psi = r$ ;
2. граничні умови Неймана  $\mathbf{n} \cdot (a \nabla \psi) = g$ ;
3. узагальнені граничні умови Неймана  $\mathbf{n} \cdot (a \nabla \psi) + q\psi = g$ ,

де  $\mathbf{n}$  – одиничний вектор нормалі,  $g$ ,  $q$ ,  $h$  і  $r$  – функції, визначені на границі  $\partial\Omega$ .

Відзначимо, що узагальнені умови Неймана є загальною формою умов Діріхле та Неймана. Дійсно, якщо в узагальнених граничних умовах Неймана  $q \rightarrow 0$ , отримаємо граничні умови Неймана. Якщо в узагальнених граничних умовах Неймана  $q, g \rightarrow \infty$ , отримуємо граничні умови Діріхле. Тому надалі будемо використовувати тільки узагальнені граничні умови Неймана.

Для розв'язання еліптичного диференціального рівняння з частинними похідними скористаємося методом скінченних елементів (МСЕ) [163 – 166]. Як правило, МСЕ використовує варіаційний метод. Припустимо, що  $\psi$  є розв'язком диференціального рівняння. Помножимо рівняння на довільну тестову функцію і проінтегруємо по області  $\Omega$ :

$$\iint_{\Omega} ((\nabla \cdot (a\nabla\psi))v + b\psi v) dx dy = \iint_{\Omega} f v dx dy.$$

Інтегруючи по частинах (використовуючи формулу Гріна) отримаємо:

$$\iint_{\Omega} (-(\nabla \cdot (a\nabla\psi))\nabla v + b\psi v) dx dy + \int_{\partial\Omega} \vec{n} \cdot (a\nabla\psi) v dS = \iint_{\Omega} f v dx dy.$$

В інтегралі по межі можна використовувати узагальнені граничні умови Неймана. Тоді отримане варіаційне рівняння може бути записано таким чином:

$$\iint_{\Omega} (-(\nabla \cdot (a\nabla\psi))\nabla v + b\psi v - f v) dx dy + \int_{\partial\Omega} (-q\psi + g) v dS = 0.$$

Це рівняння має задовольняти будь-якій функції  $v$ . Воно є базовим для МСЕ.

Метод скінченних елементів заснований на переході від неперервної задачі до дискретної, тобто до такої задачі, в якій не знаходять функції розподілу шуканої величини, а знаходять лише значення цієї величини в деякому скінченному наборі точок. При цьому область  $\Omega$ , параметри якої підлягають обчисленню, розбивається на скінченне число елементів, які цілком заповнюють цей простір. Елементи, як правило, є простими фігурами, для яких просто розв'язати задачу. Для просторової задачі елементи містять в собі об'єм, наприклад, таким елементом може бути тетраедр. Для плоских задач, або просторових завдань, які тим чи іншим способом зводяться до плоских, використовуються різні плоскі полігональні фігури.

Проблема оптимального розбиття простору є досить складною задачею. На кожен елемент розбиття можуть накладатися досить жорсткі обмеження. До того ж, у просторі задачі можуть існувати деякі характерні області, де параметри змінюються досить різко, наприклад, напруженість електричного поля поблизу країв електродів. Такі області вимагають детальнішого розбиття.

Найчастіше для побудови алгоритмів розбиття використовується триангуляція Делоне [167], яка має ряд корисних властивостей [168,169]. Приклад триангуляції аналізованої області для розрахунку характеристик МСЛ і КЛ показаний на рис. 4.1.

Кожен скінченний елемент описується вершинами (вузли) і ребрами (в трикутному скінченному елементі 3 вершини і 3 ребра). Кожному вузлу  $(x_i, y_i)$  відповідає скі-



нчена функція  $u_i(x, y)$ . Функція  $u_i(x, y)$  визначена тільки всередині скінченного елемента, і  $u_i(x, y) = 0$  для будь-якої точки за межами скінченного елемента. Усередині скінченного елемента функція  $u_i(x, y)$  має наступні властивості:

$$u_i(x_j, y_j) = \begin{cases} 1, & i = j; \\ 0, & i \neq j. \end{cases}$$

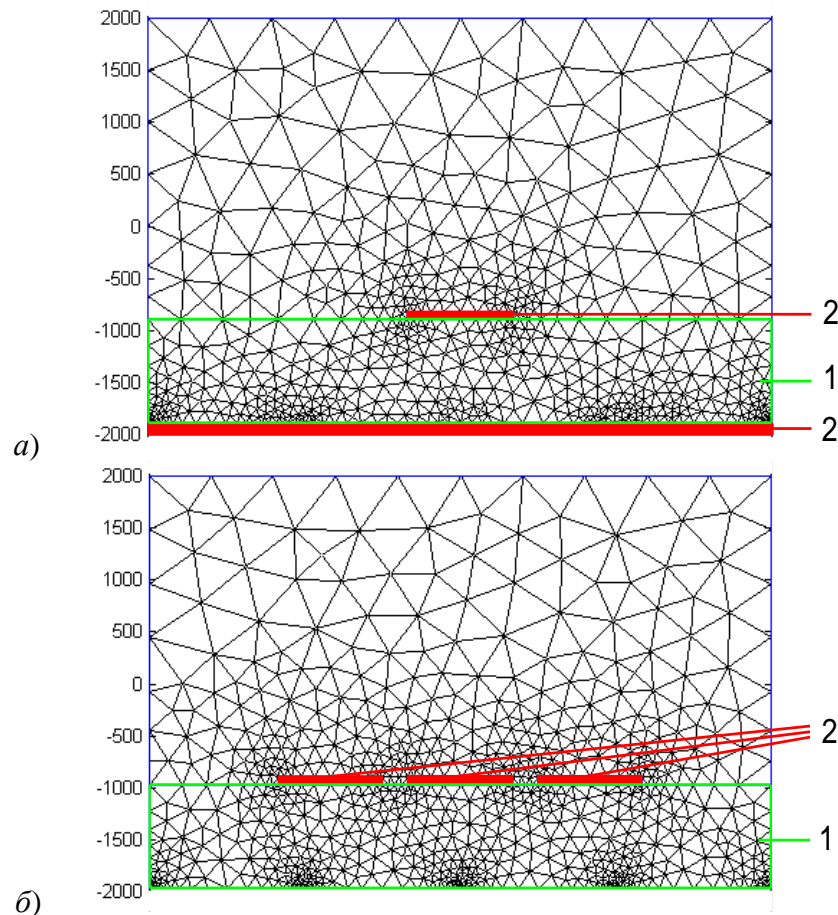


Рис. 4.1. Приклад триангуляції області розрахунку  $\Omega$  для а) МСЛ та б) КЛ. 1 – підкладка, 2 – електроди.

Отже, розв'язок  $\psi$  може бути описано простим виразом:

$$\psi = \sum_{i=1}^N \psi_i u_i(x, y),$$

де  $\psi_i$  – розв'язок системи диференціальних рівнянь у вузлі  $(x_i, y_i)$ ,  $N$  – кількість вузлів.

Якщо як проєкційні функції використовувати кожен з функцій  $u_j(x, y)$ , отримаємо систему лінійних алгебраїчних рівнянь щодо невідомих розв'язків системи диференціальних рівнянь  $\Psi$ :

$$(\mathbf{K} + \mathbf{M} + \mathbf{Q})\Psi = \mathbf{F} + \mathbf{G},$$

де  $\mathbf{K}$  – матриця жорсткості, елементи якої дорівнюють  $K_{ij} = -\iint_{\Omega} (\nabla \cdot (a \nabla u_i)) \nabla u_j dx dy$ ;

$\mathbf{M}$  – матриця ваг, елементи якої можна записати як  $M_{ij} = \iint_{\Omega} b u_i u_j dx dy$ ;  $\mathbf{Q}$  – матриця з

елементами  $Q_{ij} = -\int_{\partial\Omega} q u_i u_j dS$ ;  $\mathbf{F}$  – вектор з елементами  $F_j = -\iint_{\Omega} f u_j dx dy$ ;  $\mathbf{G}$  – вектор,

$j$ -й елемент якого дорівнює  $G_j = \int_{\partial\Omega} g u_j dS$ ;  $\Psi$  – вектор розв'язків системи диферен-

ціальних рівнянь з частинними похідними.

Таким чином, застосуванням МСЕ розв'язання диференціального рівняння (системи диференціальних рівнянь) зводиться до розв'язання системи лінійних алгебраїчних рівнянь. Методи розв'язання таких систем добре відомі і розроблені. Але для ефективного розв'язання цієї системи слід врахувати специфіку матриць  $\mathbf{K}$ ,  $\mathbf{M}$  і  $\mathbf{Q}$ , оскільки ці матриці є розрідженими. Дійсно, з властивостей скінченої функції випливає, що якщо точки  $(x_i, y_i)$  і  $(x_j, y_j)$  є вершинами різних трикутників, то  $K_{ij} = M_{ij} = Q_{ij} = 0$ . Додамо, що інтеграли обчислюються тільки в трикутниках, що містять вершини  $(x_i, y_i)$  та  $(x_j, y_j)$ .

У разі використання наближених розрахунків одним з найважливіших завдань є забезпечення збіжності чисельного методу. Стосовно до розглянутої задачі найважливішими факторами, що визначають похибку розрахунку, є розмір аналізованої області, тип граничних умов на її межах, а також характеристики скінченних елементів, в яких шукається розв'язок, тобто характеристики сітки.

Граничні умови, що задаються на межах області розрахунку, повинні, якщо змога, максимально відображати реальні умови в аналізованому об'єкті. Наприклад, якщо

аналізований пристрій поміщено в металевий корпус, то його поверхня задає природні розміри області розрахунку, а умови електричної стінки адекватно моделюють реальні умови поширення електромагнітних хвиль. Але такі умови в інженерній практиці зустрічаються нечасто. Пристрої розміщуються в корпуси складної форми, які можуть складатися як з металевих, так і інших, наприклад, пластмасових поверхонь, тобто прозорих для електромагнітних хвиль. Адекватне врахування всіх цих особливостей є непростою задачею.

До вибору розміру аналізованої області можуть висуватися суперечливі вимоги. Так, у випадку з металевим корпусом існують додаткові дані, які дозволяють вибрати розміри аналізованої області. Разом з тим, іноді становить інтерес задача аналізу пристроїв, віддалених від можливих джерел взаємодії. Для моделювання такої ситуації необхідно збільшувати розмір аналізованої області та використовувати на її межах поглинаючі граничні умови. Збільшення області розрахунку призводить до збільшення кількості скінченних елементів в сітці, що може не тільки істотно збільшити час розрахунку, а й збільшити обчислювальні похибки розв'язку. Тому важливим є також питання забезпечення стійкості застосовуваних чисельних методів.

У разі використання методу скінченних елементів критично важливим є питання побудови сітки скінченних елементів на аналізованій області. Вибір ступеня деталізації розбиття аналізованої області на скінченні елементи є досить складним питанням. З одного боку, в разі збільшення числа скінченних елементів підвищується точність апроксимації. З іншого боку, збільшення числа скінченних елементів призводить до збільшення обчислювальної похибки результату.

Для підвищення деталізації триангулярної сітки може бути використано наступний алгоритм:

1. Вибрати початковий набір трикутників, що підлягають деталізації.
2. У разі регулярної деталізації розділити навпіл всі сторони трикутників, у разі нерегулярної деталізації розділити навпіл найдовшу зі сторін трикутників.
3. Розділити найбільшу сторону кожного трикутника, якому належить розділена сторона.

4. Повторювати крок 3 доти, поки не будуть розділені всі необхідні сторони.
5. Оновити матриці, що описують геометрію сітки.

Для аналізу властивостей використаного методу було проведено кілька серій розрахунків, у кожній з яких була зроблена спроба встановити властивості методу за варіювання одного з параметрів (рис. 4.2) під час розрахунку характеристик класичних МСЛ і КЛ. Так, під час розрахунку показників КЛ задавалися незмінними параметри самої лінії, розміри аналізованої області, але триангулярна сітка піддавалася процедурі багаторазової деталізації за описаним вище алгоритмом. В табл. 4.1 зведені результати розрахунку МСЛ в разі використання поглинаючих граничних умов на стінках аналізованої області, розміром  $6 \times 8$  мм. Як видно з наведених результатів, після одного-двох кроків деталізації сітки отримані результати відрізняються менш, ніж на 1%. Тому можна очікувати подібні показники збіжності для подібних завдань під час використання невеликого числа кроків підвищення деталізації сітки.

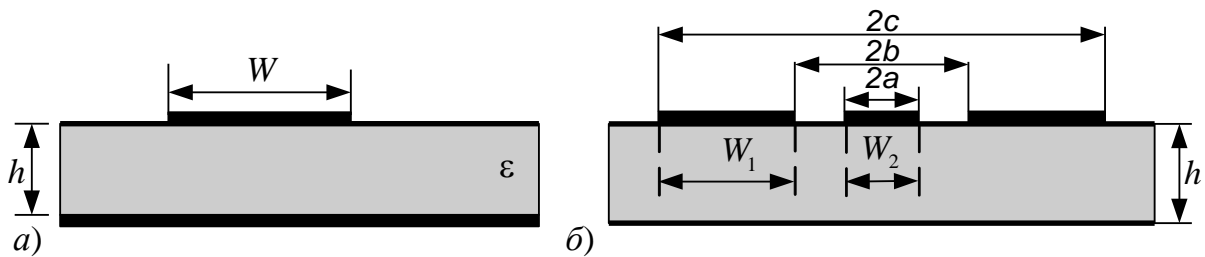


Рис. 4.2. Параметри мікросмужкової і копланарної ліній передачі:

а – мікросмужкова лінія, б – копланарна лінія.

Аналогічно, в результаті використання на межах аналізованої області відбиваючих граничних умов після одного-двох кроків деталізації сітки відхилення отриманих результатів не перевищує 1% (табл. 4.2).

Розміри аналізованої області можуть мати істотний вплив на отримувані результати. Для дослідження збіжності методу залежно від розмірів аналізованої області була проведена серія розрахунків, в яких аналізувалася одна і та ж ЛП, але при цьому змінювалися розміри аналізованої області. Результати розрахунку в разі використання поглинаючих і відбиваючих граничних умов зведені у Додаток А в таблиці А.1 и А.2 відповідно. Результати подібних розрахунків для класичної КЛ наведено у дода-

тках в таблицях А.3 – А.6. Наведені розрахунки показують, що як для МСЛ, так і для КЛ отримані величини відрізняються менш, ніж на 1% в разі проведення одного-двох кроків деталізації триангулярної сітки і за розміру аналізованої області, яка приблизно в 10 разів перевищує характерні розміри лінії (ширину сигнального електрода МСЛ, відстань між бічними електродами КЛ). Ці рекомендації можна використовувати в практичних розрахунках.

Таблиця 4.1

Результати розрахунку еквівалентних параметрів МСЛ в залежності від деталізації сітки в разі поглинаючих граничних умов (розміри аналізованої області 6 x 8 мм, товщина підкладки 1 мм)

$w/h$	$\epsilon$ підкладки	Кількість деталізацій	$Z$ , Ом	$\epsilon_{eff}$
1	4	0	72,61	2,92
		1	73,14	2,91
		2	73,32	2,91
		3	73,39	2,91
1	5	0	65,85	3,55
		1	66,33	3,54
		2	66,50	3,54
		3	66,56	3,54
1	8	0	53,21	5,43
		1	53,61	5,42
		2	53,75	5,42
		3	53,80	5,42
1	10	0	47,95	6,69
		1	48,14	6,68
		2	48,45	6,67
		3	48,49	6,67

Для порівняння запропонованого методу аналізу НВЧ ЛП з класичними методиками були розраховані характеристики регулярних ЛП, властивості яких можуть бути проаналізовані методами, описаними в літературі, а саме МСЛ і КЛ методами Віллера, Хаммерстеда. Потім властивості цих же ліній були проаналізовані запропонованим методом.

В табл. 4.3 – 4.6 наведено результати розрахунків з використанням методу скінченних елементів і класичних методик розрахунку МСЛ [170–174]. В табл. 4.7 наведено результати розрахунків методом скінченних елементів і класичними методами розрахунку КЛ [173–175].

Таблиця 4.2

Результати розрахунку еквівалентних параметрів МСЛ в залежності від деталізації сітки в разі граничних умов, що відбивають (розміри аналізованої області 6 x 8 мм, товщина підкладки 1 мм)

$w/h$	$\epsilon$ підкладки	Кількість деталізацій	$Z$ , Ом	$\epsilon_{eff}$
1	4	0	70,54	2,82
		1	71,08	2,81
		2	71,26	2,81
		3	71,32	2,81
1	5	0	64,05	3,42
		1	64,54	3,41
		2	64,70	3,41
		3	64,76	3,41
1	8	0	51,84	5,21
		1	52,25	5,21
		2	52,39	5,20
		3	52,44	5,20
1	10	0	46,75	6,41
		1	47,12	6,40
		2	47,25	6,39
		3	47,29	6,39

Таблиця 4.3

Порівняння еквівалентних параметрів МСЛ, розрахованих за формулами Віллера [170,171] з результатами, отриманими за допомогою МСЕ

Вихідні дані		Формули Віллера [170, 171]		МСЕ	
$w/h$	$\epsilon_n$	$Z$ , Ом	$\epsilon_{eff}$	$Z$ , Ом	$\epsilon_{eff}$
0,25	4	137,42	2,72	125,54	2,68
1	4	85,93	2,87	75,21	2,87
2	4	63,18	3,05	51,71	3,03
0,1	10	117,10	5,99	111,52	5,74
0,25	10	93,70	6,11	88,55	5,99
0,5	10	76,12	6,27	70,22	6,20
1	10	58,98	6,52	52,03	6,55
1,25	10	53,72	6,65	46,35	6,70
1,5	10	49,61	6,78	41,89	6,82
2	10	43,65	7,04	35,21	7,03
2,5	10	28,52	7,34	30,45	7,23
3	10	25,27	7,49	26,86	7,39
0,25	40	48,95	23,07	49,34	22,51
1	40	30,86	24,79	28,44	24,91
2	40	22,91	26,94	18,94	27,02

Таблиця 4.4

Порівняння еквівалентних параметрів МСЛ, розрахованих за формулами Хаммерстеда [172] з результатами, отриманими за допомогою МСЕ

Вихідні дані		Формули Хаммерстеда [172]		МСЕ	
$w/h$	$\epsilon_n$	$Z$ , Ом	$\epsilon_{eff}$	$Z$ , Ом	$\epsilon_{eff}$
0,25	4	125,59	2,74	125,54	2,68
1	4	74,10	2,91	75,21	2,87
2	4	50,85	3,07	51,71	3,03
0,1	10	106,98	6,04	111,52	5,74
0,25	10	83,54	6,20	88,55	5,99
0,5	10	65,96	6,4	70,22	6,20
1	10	48,86	6,71	52,03	6,55
1,25	10	43,59	6,84	46,35	6,69
1,5	10	39,45	6,96	41,89	6,82
2	10	33,27	7,17	35,21	7,04
2,5	10	28,85	7,35	30,45	7,23
3	10	25,50	7,50	26,86	7,39
0,25	40	42,95	23,46	49,40	22,51
1	40	24,99	25,63	28,44	24,91
2	40	16,95	27,64	18,94	27,02

Таблиця 4.5

Порівняння еквівалентних параметрів МСЛ, розрахованих за аналітичними виразами Позара [37] з результатами, отриманими за допомогою МСЕ

Вихідні дані		Формули Позара [37]		МСЕ	
$w/h$	$\epsilon_n$	$\epsilon_{eff}$	$Z$ , Ом	$\epsilon_{eff}$	$Z$ , Ом
0,5	2,55	1,94	119,80	1,91	118,23
1,0	2,55	1,99	89,80	1,97	89,16
2,0	2,55	2,07	62,20	2,06	61,87
4,0	2,55	2,16	39,30	2,16	39,05
7,0	2,55	2,25	25,60	2,25	25,47
10,0	2,55	2,20	19,10	2,30	19,05

Таблиця 4.6

Порівняння еквівалентних параметрів МСЛ, розрахованих за допомогою квазі-татичного наближення Позара [37] з результатами, отриманими МСЕ

Вихідні дані		Чисельний розв'язок Позара [37]		МСЕ	
$w/h$	$\epsilon_{\pi}$	$\epsilon_{eff}$	$Z$ , Ом	$\epsilon_{eff}$	$Z$ , Ом
0,5	2,55	1,98	100,90	1,91	118,23
1,0	2,55	1,99	94,90	1,97	89,16
2,0	2,55	2,04	75,80	2,06	61,87
4,0	2,55	2,18	45,00	2,16	39,05
7,0	2,55	2,29	29,50	2,25	25,47
10,0	2,55	2,35	21,70	2,30	19,05

Таблиця 4.7

Порівняння еквівалентних параметрів КЛ, розрахованих за формулам [173–175] з результатами, отриманими за допомогою МСЕ

Вихідні дані				Формули [173–175]		МСЕ	
$a/b$	$c/(b-a)$	$h/b$	$\epsilon_{\pi}$	$Z$ , Ом	$\epsilon_{eff}$	$Z$ , Ом	$\epsilon_{eff}$
0,1	2	0,5	10	108,75	4,46	109,14	4,52
0,25	2	0,5	10	83,99	4,28	86,29	4,46
0,5	2	0,5	10	62,44	4,22	64,33	4,40
0,75	2	0,5	10	45,53	4,36	45,80	4,43
0,5	1,5	0,5	10	65,03	4,40	65,02	4,42
0,5	2,5	0,5	10	61,51	4,14	64,20	4,40
0,5	3	0,5	10	61,05	4,10	63,81	4,40
0,5	2	0,75	10	58,52	4,80	57,93	4,76
0,5	2	1,5	10	55,36	5,36	52,74	5,06
0,5	2	5	10	54,67	5,50	51,04	5,16
0,5	2	0,5	4	89,06	2,07	92,43	2,13
0,5	2	0,5	7	72,30	3,14	74,67	3,27
0,5	2	0,5	12	57,73	4,93	59,42	5,16

Як видно з таблиць 4.3 – 4.7, для більшості комбінацій параметрів МСЛ і КЛ різниця характеристик ліній, розрахованих за допомогою МСЕ, від результатів, отриманих за формулами Віллера не перевищує 5% і лише для крайніх значень параметрів відмінність досягає 10%. Разом з тим, відмінність від результатів, одержуваних за формулами Хаммерстеда і Позара, становить не більше 5% в широкому діапазоні вихідних параметрів. Результати, одержані за МСЕ, знаходяться між величинами, одержуваними різними класичними методиками, причому розкид значень останніх сягає 10%. Таким чином, чисельний експеримент показав хорошу відповідність розрахунків за МСЕ з результатами розрахунків за класичними методиками.



У підрозділі 4.1.3 проведено докладний аналіз похибок розрахунку. Для конструкції, що розглядалися, за похибки задання вхідних даних близько 1% похибки розрахунку не перевищують 5%.

#### 4.1.1.2. Тривимірний метод скінченних елементів

Для розв'язання рівняння (4.11) тривимірним МСЕ, розрахункова область ділиться на  $N_e$  дискретних тривимірних підобластей – скінченних елементів. Форма скінченних елементів може бути довільною, проте вони повинні покривати увесь об'єм розрахункової області.

Для розрахунку результатів наведених в роботі використовувалися найпоширеніші скінченні елементи (СЕ) у формі тетраедрів (рис. 4.3).

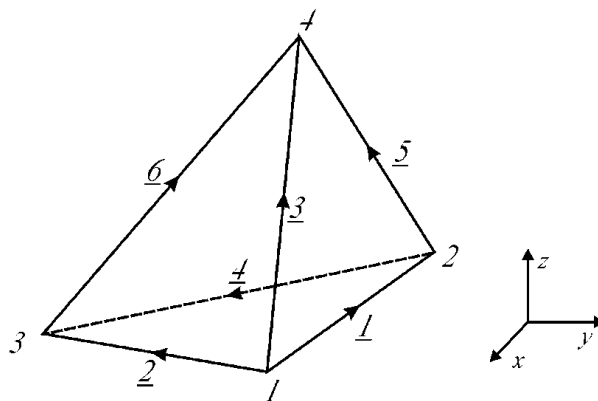


Рис. 4.3. Скінченний елемент у формі тетраедра

СЕ у формі тетраедра має 4 вершини і 6 ребер. На рисунку показана прийнята нумерація вершин і ребер (номери ребер підкреслені). На кожному ребрі стрілками вказаний позитивний напрям. На рис. 4.4 показана сітка розбиття об'єму  $V$  однорідної МСЛ на  $N_e$  тетраедрів із загальними суміжними ребрами.

У кожному тетраедрі вводиться система базисних функцій для апроксимації потенціалу поля усередині елемента. Ці функції мають бути фінітними, тобто квадратично інтегрованими усередині елемента, лінійно незалежними, диференційованими і перетворюватися на нуль поза цим елементом. Точність апроксимації при цьому визначається числом базисних функцій і їх видом. Векторні базисні функції, що наведені в [176], використовувалися для апроксимації векторних полів. Як видно на

рис. 4.4 область електрода МСЛ розбивається меншими за розміром тетраедрами. Це пов'язано з тим, що зміна розподілу поля зосереджена навколо електрода МСЛ і вимагає більш високого рівня апроксимації полів.

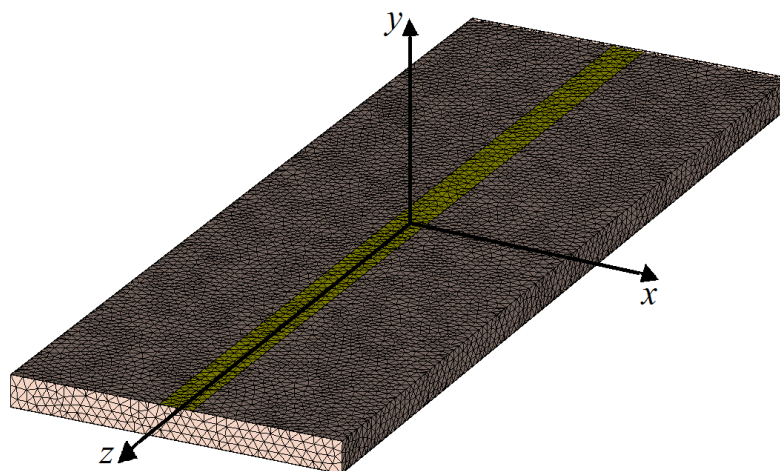


Рис. 4.4. МСЛ розбита на скінченні елементи у формі тетраедра.

Часто для апроксимації векторних полів використовують функції (форми) Уітні, пов'язані з ребрами тетраедра:

$$\mathbf{W}_m^q = \mathbf{N}_{ij}^q = l_{ij}^q (L_i^q \nabla L_j^q - L_j^q \nabla L_i^q), \quad i, j = 1 \dots 4,$$

де  $q$  – номер тетраедра;  $l_{ij}^q = l_m^q$  – довжина  $m$ -го ребра між вузлами  $i, j$ ;  $L_i^q, L_j^q$  – барицентричні функції його вершин, що мають вигляд поліномів першого степеня:

$$L_i^q(x, y, z) = a_i^q + b_i^q x + c_i^q y + d_i^q z,$$

коефіцієнти, які визначаються за координатами вершин тетраедра  $x_i^q, y_i^q, z_i^q, i = 1 \dots 4$ :

$$\begin{pmatrix} b_1 & c_1 & d_1 & a_1 \\ b_2 & c_2 & d_2 & a_2 \\ b_3 & c_3 & d_3 & a_3 \\ b_4 & c_4 & d_4 & a_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_1 & x_2 & x_3 & x_4 \\ y_1 & y_2 & y_3 & y_4 \\ z_1 & z_2 & z_3 & z_4 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \end{pmatrix}^{-1}$$

Розміщена в об'ємі тетраедра  $V^e$  точка  $P$  з координатами  $(x, y, z)$  утворює три нові тетраедри меншого об'єму  $V_p^e$  зі значенням коефіцієнта  $L_i^e = V^e / V_p^e$ . Номери тетраедрів тут і далі опускаються. Барицентричні функції дорівнюють нулю у вершинах первинного тетраедра і дорівнюють одиниці в точці  $P$ :

$$L_j(x_k, y_k, z_k) = \delta_{jk}.$$

Основні властивості реберних функцій:

- дивергенція ребрової функції дорівнює нулю:  $\nabla \cdot \mathbf{W}_m = 0, m = 1 \dots 6$ ;
- значення ребрової функції залишається сталим під час переміщення уздовж ребра і змінюється лінійно у напрямі нормалі до ребра.
- інтеграл від ребрової функції, по ребру, що відповідає цій функції, дорівнює його довжині, а по інших ребрах - нулю:

$$\int_l \mathbf{W}_m dl_n = l_m \delta_{mn}.$$

Векторний потенціал поля  $\mathbf{A}^{e(m)}$  в кожному скінченному елементі апроксимують суперпозицією базисних функцій:

$$\mathbf{A}_q^{e(m)} = \sum_{n=1}^6 u_n^q \mathbf{W}_n^q, \quad (4.29)$$

де  $u_n^q$  – невідомі коефіцієнти розкладу. Векторний потенціал пропорційний середньому значенню проекції вектора  $\mathbf{A}^{e(m)}$  на ребро тетраедра.

Отже, поле в будь-якій точці об'єму  $V$  можна представити у вигляді:

$$\mathbf{A}^e(x, y, z) = \sum_{q=1}^{N_e} \sum_{n=1}^6 u_n^q \mathbf{W}_n^q. \quad (4.30)$$

Якщо рівняння (4.11) скалярно помножити на базисну функцію  $\mathbf{W}_m^q$ , а потім проінтегрувати за об'ємом  $V$ , то внаслідок фінітності базисних функцій отримаємо, що цей інтеграл не дорівнює нулю тільки в тетраедрі  $q$ :

$$\int_{V_q} [\nabla \nabla \cdot (\mathbf{A}^e) - \nabla^2 (\mathbf{A}^{e(m)}) - \varepsilon \mu \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{A}^{e(m)} - \varepsilon \nabla \left( \frac{1}{\varepsilon} \nabla \cdot \mathbf{A}^{e(m)} \right)] \mathbf{W}_m^q dV = 0.$$

Використовуючи перетворення для диференціальних операцій другого порядку останнє рівняння можна спростити до вигляду:

$$\int_{V_q} [\nabla \times \nabla \times (\mathbf{A}^{e(m)}) - \varepsilon \mu \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{A}^{e(m)} - \varepsilon \nabla \left( \frac{1}{\varepsilon} \nabla \cdot \mathbf{A}^{e(m)} \right)] \mathbf{W}_m^q dV = 0.$$

Це рівняння за допомогою формул диференціювання добутку функцій перетворюється до вигляду:

$$\int_{V_q} \left( \begin{aligned} & \nabla \cdot (\mathbf{W}_m^q \times \nabla \times \mathbf{A}^{e(m)}) + \nabla \times \mathbf{W}_m^q \cdot \nabla \times \mathbf{A}^{e(m)} - \varepsilon \mu \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{A}^{e(m)} \cdot \mathbf{W}_m^q - \\ & - \varepsilon \left( \nabla \cdot \left( \frac{1}{\varepsilon} \nabla \cdot \mathbf{A}^{e(m)} \cdot \mathbf{W}_m^q \right) - \frac{1}{\varepsilon} \nabla \cdot \mathbf{A}^{e(m)} \cdot \nabla \cdot \mathbf{W}_m^q \right) \end{aligned} \right) dV = 0.$$

Враховуючи, що  $\nabla \cdot \mathbf{W}_m^q = 0$  і для діелектричних матеріалів з  $\mu = 1$  отримаємо:

$$\int_{V_q} \left( \begin{aligned} & \nabla \cdot (\mathbf{W}_m^q \times \nabla \times \mathbf{A}^{e(m)} - \nabla \cdot \mathbf{A}^{e(m)} \cdot \mathbf{W}_m^q) + \nabla \times \mathbf{W}_m^q \cdot \nabla \times \mathbf{A}^{e(m)} - \\ & - \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{A}^{e(m)} \cdot \mathbf{W}_m^q + \nabla \varepsilon \cdot \frac{1}{\varepsilon} \cdot \nabla \cdot \mathbf{A}^{e(m)} \cdot \mathbf{W}_m^q \end{aligned} \right) dV = 0.$$

Застосувавши формули Гріна, останнє рівняння виражається як сума двох інтегралів:

$$\begin{aligned} & \int_{V_q} \left( \nabla \times \mathbf{W}_m^q \cdot \nabla \times \mathbf{A}^{e(m)} + \nabla \varepsilon \cdot \frac{1}{\varepsilon} \cdot \nabla \cdot \mathbf{A}^{e(m)} \cdot \mathbf{W}_m^q - \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{A}^{e(m)} \cdot \mathbf{W}_m^q \right) dV + \\ & + \oint_s (\mathbf{W}_m^q (\vec{n} \times \nabla \times \mathbf{A}^{e(m)}) - \nabla \cdot \mathbf{A}^{e(m)} \cdot \mathbf{W}_m^q) dS = 0. \end{aligned} \quad (4.31)$$

Підставивши значення поля  $\mathbf{A}^{e(m)}$   $q$ -го тетраедра, вираженого у вигляді суми базисних функцій, помножених на проекції вектора  $\mathbf{A}^{e(m)}$  на ребра  $q$ -го тетраедра (4.29), в рівняння (4.31), з урахуванням властивостей базисної функції ( $\nabla \cdot \mathbf{W}_m^q = 0$ ), отримаємо:

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^6 u_j^q \int_{V_q} \left( \nabla \times \mathbf{W}_m^q \cdot \nabla \times \mathbf{W}_j^q + \nabla \varepsilon \cdot \frac{1}{\varepsilon} \cdot \nabla \cdot \mathbf{W}_j^q \cdot \mathbf{W}_m^q - \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{W}_j^q \cdot \mathbf{W}_m^q \right) dV + \\ & + \sum_{j=1}^6 u_j^q \oint_s (\mathbf{W}_m^q \times \nabla \times \mathbf{W}_j^q - \nabla \cdot \mathbf{W}_j^q \cdot \mathbf{W}_m^q) dS = 0, \quad m = 1 \dots 6. \end{aligned} \quad (4.32)$$

Система рівнянь для усього об'єму  $V$ , з урахуванням виразів (4.30) і (4.32) матиме вигляд:

$$\sum_{q=1}^{N_e} [\mathbf{T}^q] \cdot [\mathbf{U}^q] - \sum_{q=1}^{N_e} [\mathbf{M}^q] \cdot [\mathbf{U}^q] - \sum_{q=1}^{N_e} [\mathbf{Q}^q] \cdot [\mathbf{U}^q] = 0, \quad (4.33)$$

де  $\mathbf{T}^q$  – матриця жорсткості  $q$ -го тетраедра з елементами  $T_{ij}^q = \int_{V_q} (\nabla \times \mathbf{W}_i^q \cdot \nabla \times \mathbf{W}_j^q) dV$ ;

$\mathbf{M}^q$  – матриця вагових коефіцієнтів з елементами  $M_{ij}^q = -\frac{\omega^2}{c^2} \int_{V_q} (\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{W}_j^q \cdot \mathbf{W}_i^q) dV$ ;  $\mathbf{Q}^q$  –

матриця з елементами  $Q_{ij}^q = \oint_s (\mathbf{W}_i^q \cdot \vec{n} \times \nabla \times \mathbf{W}_j^q) dS$ .

Система (4.33) розв'язується відносно невідомих коефіцієнтів розкладу  $\mathbf{U}^q$ . У разі переходу від локальної нумерації ребер тетраедрів до нумерації за усім об'ємом варто враховувати, що багато тетраедрів мають суміжні ребра.

Із застосуванням МСЕ розв'язок системи диференціальних рівнянь зводиться до розв'язку системи лінійних алгебраїчних рівнянь, кількість яких визначається кількістю ребер тетраедрів у досліджуваному замкнутому об'ємі.

Підставивши отримані коефіцієнти розкладу  $\mathbf{U}^q$  у рівняння (4.30) можна розрахувати розподіл потенціалу  $\mathbf{A}^{e(m)}$  поля в об'ємі  $V$ . Розподіл електричного і магнітного поля в об'ємі  $V$  розраховується за допомогою виразів (4.7).

Для розрахунку елементів матриці розсіювання використані формули [140]:

$$S_{11}^{\text{MCE}} = \sqrt{\int_s \mathbf{E}_1^- \times \mathbf{H}_1^- dS / \int_s \mathbf{E}_1^+ \times \mathbf{H}_1^+ dS}, \quad (4.34)$$

$$S_{21}^{\text{MCE}} = \sqrt{\int_s \mathbf{E}_2^+ \times \mathbf{H}_2^+ dS / \int_s \mathbf{E}_1^+ \times \mathbf{H}_1^+ dS}, \quad (4.35)$$

де  $\mathbf{E}_1^+, \mathbf{H}_1^+$  – поперечні складові падаючих хвиль електричного і магнітного полів, збуджуваних на вході МСЛ;  $\mathbf{E}_1^-, \mathbf{H}_1^-$  – поперечні складові відбитих хвиль електричного і магнітного полів на вході МСЛ;  $\mathbf{E}_2^+, \mathbf{H}_2^+$  – поперечні складові падаючих хвиль електричного і магнітного полів на виході МСЛ.

Для розрахунку еквівалентних параметрів МСЛ розглянемо, однорідну в напрямку поширення електромагнітної хвилі, МСЛ з характеристичним опором  $Z_0$  та ефективною діелектричною проникністю  $\epsilon_{eff}$ , розташовану між портами з опорами  $Z_1$ . Схемна модель цієї лінії наведена на рис. 4.5.

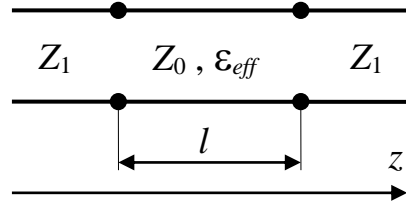


Рис. 4.5. Схемна модель однорідної МСЛ, розташованої між портами з опорами  $Z_1$ .

Елементи матриці розсіювання еквівалентної схеми, наведеної на рис. 4.5, знаходяться методом теорії кіл з розподіленими параметрами за формулами:

$$S_{11}^{amp} = \frac{2j(Z_0^2 - Z_1^2)\sin(\beta_z l)}{(Z_1 + Z_0)^2 \exp(j\beta_z l) - (Z_1 - Z_0)^2 \exp(-j\beta_z l)}, \quad (4.36)$$

$$S_{21}^{amp} = \frac{4Z_1 Z_0}{(Z_1 + Z_0)^2 \exp(j\beta_z l) - (Z_1 - Z_0)^2 \exp(-j\beta_z l)}, \quad (4.37)$$

де  $\beta_z = \sqrt{\epsilon_{eff}} \frac{\omega}{c}$  – стала поширення в лінії, а  $l$  – довжина лінії.

Така сама лінія (рис. 4.5) була розрахована методом скінченних елементів і знайдені елементи матриці розсіювання  $S_{11}^{MCE}$  і  $S_{21}^{MCE}$  за формулами (4.34) і (4.35). Ідентифікація еквівалентних параметрів проводилася методом найменших квадратів пошуком мінімального відхилення елементів матриці розсіювання, отриманих МСЕ та за формулами теорії кіл з розподіленими параметрами (4.36) і (4.37):

$$\min_{\epsilon_{eff}, Z_0} \sum_{i=1}^n \left[ \left| S_{21}^{MCE}(f_i) - S_{21}^{amp}(f_i) \right|^2 + \left| S_{11}^{MCE}(f_i) - S_{11}^{amp}(f_i) \right|^2 \right], \quad (4.38)$$

де  $n$  – кількість точок частотної залежності,  $f_i$  – частота на  $i$ -му відліку. Рис. 4.6 демонструє якість ідентифікації комплексної ефективної проникності та характеристичного опору, які виступали параметрами апроксимації.

Апроксимація проводилася за трьома параметрами: дійсною і уявною частинами ефективної діелектричної проникності та характеристичним опором.

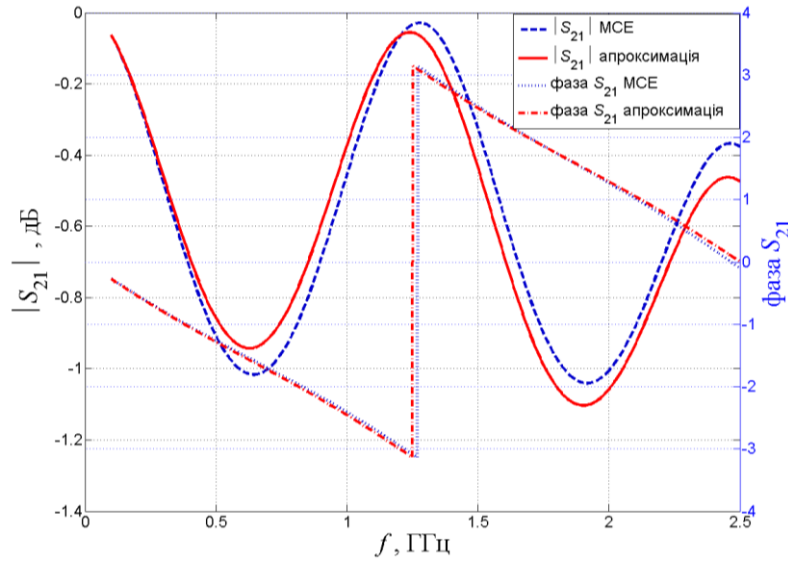


Рис. 4.6. Порівняння елементів матриці розсіювання, отриманих методом скінченних елементів, та їх апроксимації методами теорії кіл.

Порівняння результатів розрахунку еквівалентних параметрів ліній описаною методикою та іншими методами наводиться у наступному підрозділі.

#### 4.1.1.3. Метод скінченних інтегралів

Інший підхід до розв'язання електродинамічної задачі реалізується в методі скінченних інтегралів (МСІ), який використовувався у роботах [177-182]. На відміну від МСЕ у основу МСІ покладено розв'язання системи лінійних рівнянь отриманої кінцево-різницевою апроксимацією рівнянь Максвелла у інтегральній формі. Ці рівняння для лінійного середовища із втратами для  $p$ -ї елементарної комірки мають вигляд:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{C_p^e} \varepsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{c}^e = \oint_{\partial C_p^e} \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} - \int_{C_p^e} \sigma^e(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{c}^e, \quad (4.39)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{C_p^m} \mu(\mathbf{r}) \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{c}^m = - \oint_{\partial C_p^m} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} - \int_{C_p^m} \sigma^m(\mathbf{r}) \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{c}^m, \quad (4.40)$$

де  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  і  $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$  – комплексні амплітуди електричного та магнітного полів відповідно,  $\varepsilon(\mathbf{r})$ ,  $\mu(\mathbf{r})$  – діелектрична та магнітна проникності,  $\sigma^e(\mathbf{r})$  і  $\sigma^m(\mathbf{r})$  – електри-

чна та магнітна провідність, що характеризують втрати,  $\epsilon^e$  та  $\epsilon^m$  – грані основної сітки для електричного та магнітного полів відповідно.

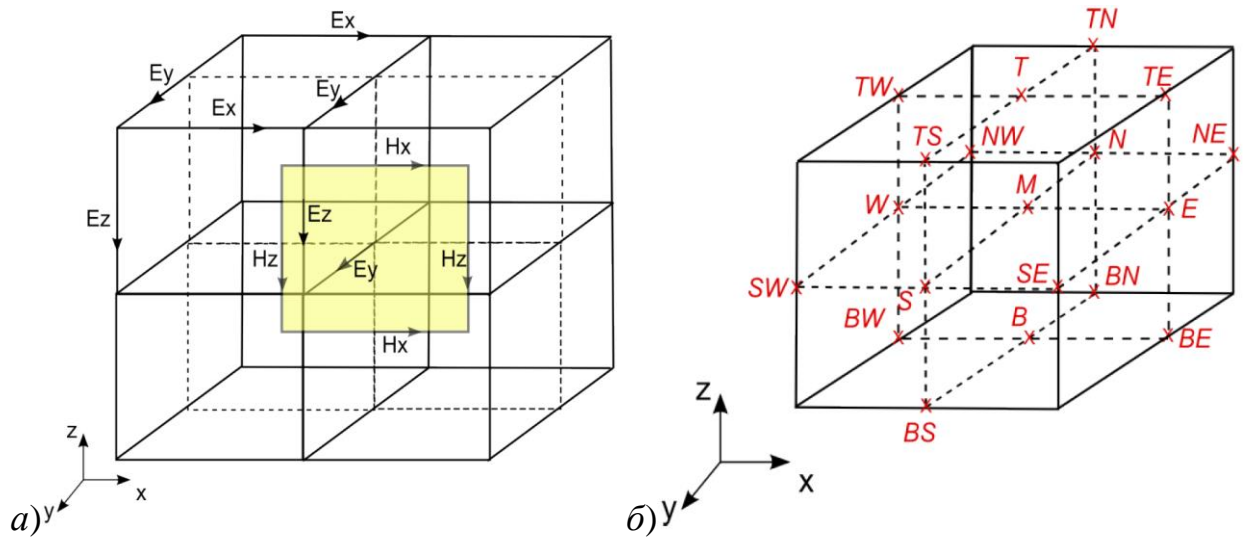


Рис. 4.7. Схема тривимірної шахової сітки для МСІ.

Розбиття досліджуваного об'єму відбувається не на довільні тривимірні елементи, а за так званою шаховою дуальною декартовою сіткою. Компоненти електричного та магнітного полів визначаються на шаховій сітці як показано на рис. 4.7а. Для того, щоб визначити положення сітки скінченних різниць відносно певної точки М прийнято наступні позначення (рис. 4.7 б):

$$W = M + \mathbf{e}_x \frac{h_x}{2}, \quad N = M + \mathbf{e}_y \frac{h_y}{2}, \quad T = M + \mathbf{e}_z \frac{h_z}{2},$$

$$E = M - \mathbf{e}_x \frac{h_x}{2}, \quad S = M - \mathbf{e}_y \frac{h_y}{2}, \quad D = M - \mathbf{e}_z \frac{h_z}{2},$$

де  $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$  – орти декартової сітки,  $h_x, h_y, h_z$  – довжини відповідних ребер сітки. На рис. 4.7 б зображено одиничний елемент шахової сітки.

Подібне розташування відповідає законам Ампера і Фарадея, тобто кожна компонента електричного поля оточена чотирма циркулюючими компонентами магнітного поля, кожна з яких у свою чергу оточена чотирма циркулюючими компонентами електричного поля. Окрім цього неперервність тангенціальних компонент електричного та магнітного полів зберігається на границі поділу різних середовищ де вона паралельна лініям сітки. Таке розбиття запропонував Yee у 1966 р. [177].

У розрахунках рівняння Максвела дискретизуються в просторі та часі. Просторова область дискретизується дуальною сіткою з розмірами  $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ . Розташування



електричного та магнітного векторів під час дискретизації демонструється на рис. 4.8. В часовій області рівняння Максвела (4.39) та (4.40) апроксимуються скінченними різницями:

$$\frac{\mathbf{E}_h^{n+1} - \mathbf{E}_h^n}{\Delta t} \int_{C_p^e} \varepsilon(\mathbf{r}) d\mathbf{c}^e = \oint_{\partial C_p^e} \mathbf{H}_h^{n+1/2}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} - \mathbf{E}_h^{n+1} \int_{\partial C_p^e} \sigma^e(\mathbf{r}) d\mathbf{c}^e,$$

$$\frac{\mathbf{H}_h^{n+1/2} - \mathbf{H}_h^{n-1/2}}{\Delta t} \int_{C_p^m} \mu(\mathbf{r}) d\mathbf{c}^m = -\oint_{\partial C_p^m} \mathbf{E}_h^n(\mathbf{r}) d\mathbf{r} - \mathbf{H}_h^{n+1/2} \int_{C_p^m} \sigma^m(\mathbf{r}) d\mathbf{c}^m,$$

де  $\Delta t$  – час дискретизації,  $\mathbf{E}_h^n$  і  $\mathbf{H}_h^{n+1/2}$  – електричний і магнітний вектори відповідно, апроксимовані у моменти часу  $n\Delta t$  та  $(n+0,5)\Delta t$  для  $n=0,1,\dots$

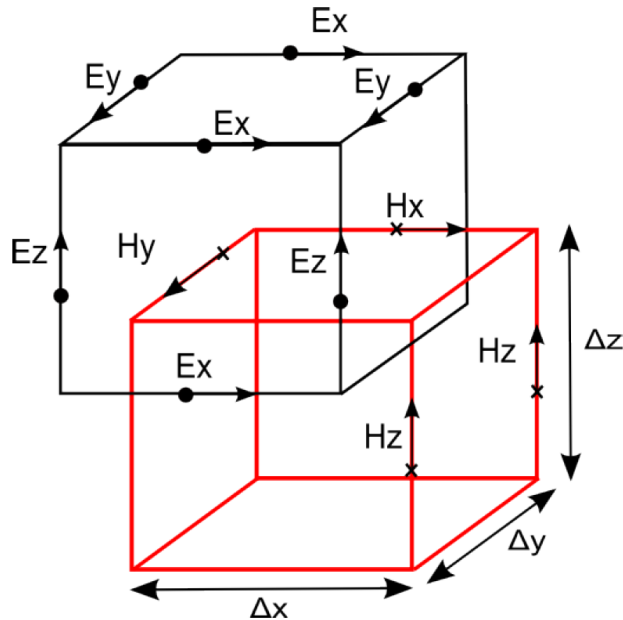


Рис. 4.8. Розташування компонентів векторів електричного та магнітного полів на дуальній сітці.

Таким чином, інтегрування по поверхні зводиться до добутку параметрів матеріалу на площі поверхні одиничного елемента сітки. Розрахунок параметрів матеріалу проводиться знаходженням інтегралу вздовж поверхні елементів сітки. Після знаходження векторів електричного та магнітного поля для розрахунку параметрів матриці розсіювання можна скористатися формулами (4.34) і (4.35).

Порівняння результатів розрахунку ефективної діелектричної проникності та характеристичного опору МСЛ, виготовленої на підкладці з діелектричною проникністю  $\epsilon_{\text{п}} = 12$ , тангенсом кута діелектричних втрат  $\text{tg } \delta_{\text{п}} = 0,01$  та відношенням ширини електрода до товщини підкладки  $w/h = 0,3$ , отриманих методом скінченних інтегралів та двовимірним і тривимірним МСЕ наведено на рис. 4.9. Відхилення результатів, отриманих різними методами не перевищує відносної похибки розрахунків, яка зумовлена збіжністю методів і забезпечувалася на рівні 2%. Таке порівняння було проведено в широкому діапазоні зміни електрофізичних та геометричних параметрів смужкових ліній і свідчить про достовірність отримуваних результатів. Окрім цього проводилось порівняння теоретичних розрахунків з експериментальними дослідженнями, які обговорюються в наступному підрозділі.

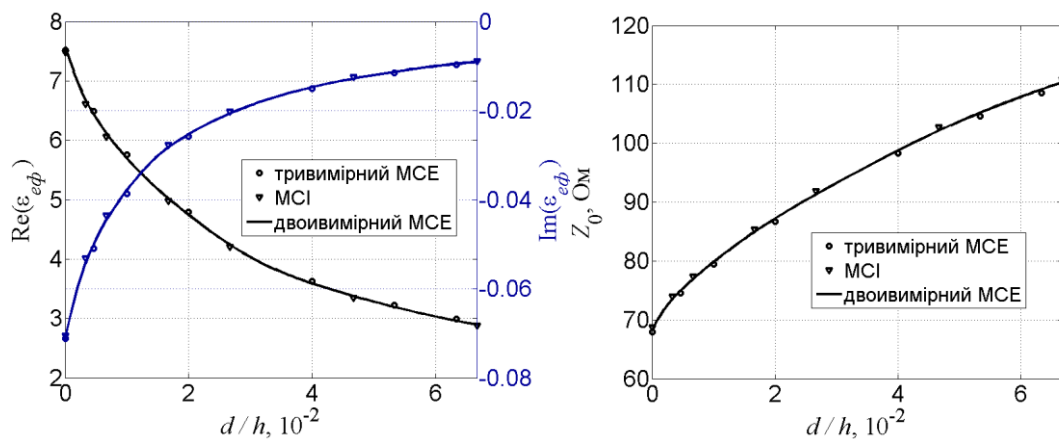


Рис. 4.9. Залежності ефективної діелектричної проникності та характеристичного опору МСЛ від нормованого розміру повітряного проміжку, отриманих методами скінченних інтегралів та елементів.

#### 4.1.2. Експериментальне вимірювання еквівалентних параметрів смужкових ліній

Для експериментального вимірювання ефективної діелектричної проникності та хвильового опору мікромеханічно перелаштовуваних смужкових ліній використовувався макет, наведений на рис. 4.10. Він складається з основи 2, на якій закріплено мікрометричний гвинт 1, який за допомогою магнітної ланки пов'язаний з підвіше-

ною на прецизійній направляючій рухомою платформою 3. Досліджувана підкладка 4 закріплюється в утримувачі 5, який потім прикріплюється до основи 2.

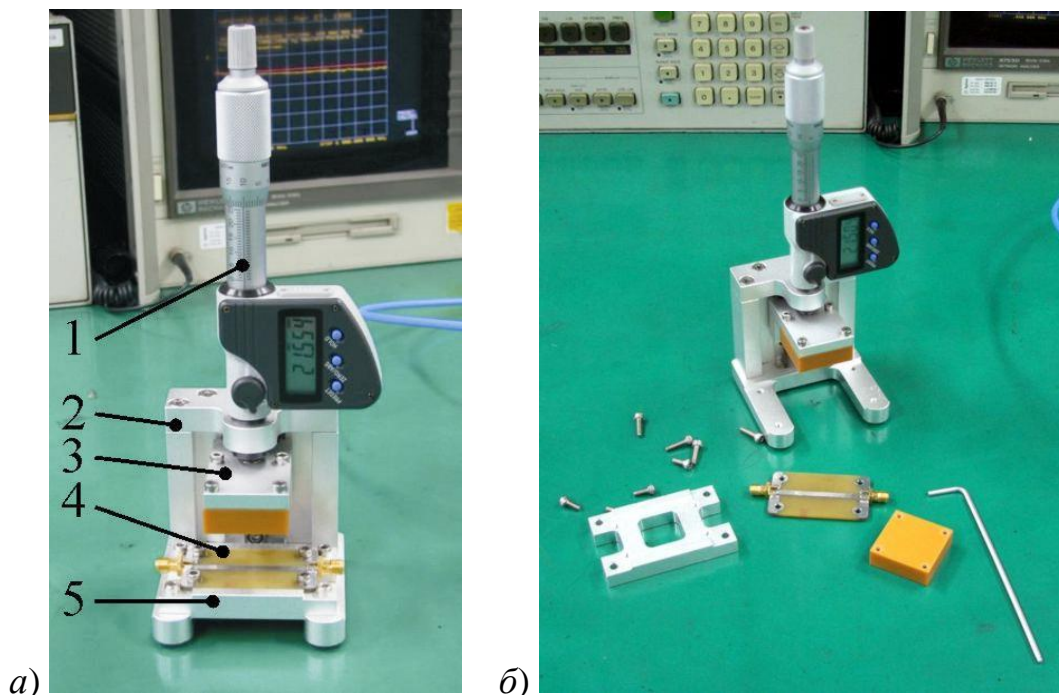


Рис. 4.10. Фотографія експериментального макета: *а* – експериментальний макет в зборі, *б* – експериментальний макет в розібраному вигляді; 1 – мікрометричний гвинт; 2 – основа; 3 – рухома платформа; 4 – підкладка; 5 – утримувач підкладки.

За допомогою цієї установки можна здійснювати переміщення тіл над поверхнею підкладки. Нерухома частина сигнального електрода наноситься безпосередньо на поверхню підкладки. Обабіч підкладки до сигнального електрода припаюються стандартні коаксіальні переходи з роз'ємами *SMA* типу. Рухомий діелектрик прикріплюється до платформи, що може переміщуватись. За допомогою мікрометричного гвинта рухомий діелектрик уводиться в контакт з поверхнею підкладки і показання електронного зчитувача мікрометричного гвинта скидаються в нуль. Після цього шляхом обертання мікрометричного гвинта здійснюється підйом рухомого діелектрика над поверхнею підкладки. Значення зазору знімається за показаннями електронного зчитувача. При цьому за допомогою векторного панорамного вимірювача характеристик електричних кіл знімаються калібровані *S*-параметри пристрою. Векторний панорамний вимірювач Hewlett Packard 8753D дозволяє проводити вимірювання в діа-

пазоні від 30 кГц до 6 ГГц. Виміряні дані через інтерфейс  *GPIB*  передаються в комп'ютер для подальшої обробки.

Для дослідження конструкцій з рухомих електродом використовуються спеціальні підкладки, у яких відсутній сигнальний електрод, але для нього передбачені контактні площадки, рис. 4.11. Рухомий сигнальний електрод виготовляється з мідної фольги і припаюється до контактних площадок на підкладці. Потім підкладка збирається з утримувачем і укріплюється на підставі. Після цього верхня сторона сигнального електрода приклеюється до рухомого діелектрика. Внаслідок цього в разі переміщення рухомої платформи з діелектриком буде також переміщуватися і пов'язаний з ним сигнальний електрод.

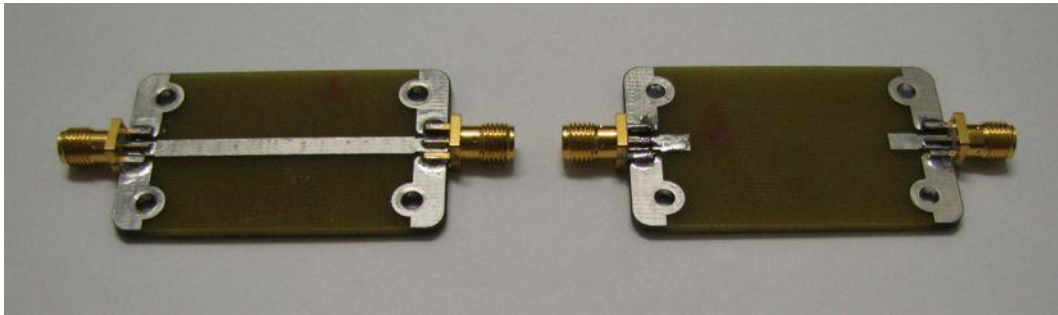


Рис. 4.11. Підкладки для дослідження еквівалентних параметрів МСЛ з рухомих сигнальним електродом.

Для дослідження еквівалентних параметрів КЛ також було виготовлено підкладки (рис. 4.12), в яких переміщення центрального електрода реалізується подібним чином.

Безпосереднє порівняння результатів вимірювань з проведеними раніше розрахунками не є можливим, оскільки розрахунок описує тільки характеристики керованої області приладу, тобто тієї області, де відбувається переміщення діелектрика. Однак ця область займає не всю довжину приладу. Крім того, необхідно також враховувати перехід від МСЛ або КЛ на коаксіальний роз'єм, наявність відбиваючих поверхонь утримувача поблизу від шляху поширення електромагнітної хвилі. Для моделювання всього вимірювального макета необхідно врахувати усі ці фактори.

Розрахунок реального макета проводився з урахуванням припущення про поширення в пристрої квазі-*ТЕМ* хвилі. Для аналізу розділимо весь пристрій на підоблас-

ті, в межах яких параметри (характеристичний опір і ефективна діелектрична проникність) залишаються незмінними, як показано на рис. 4.13. Площинами, перпендикулярними напрямку поширення хвилі можна виділити такі підобласті:

- перехід з коаксіального роз'єму на МСЛ або КЛ (область 1);
- ділянка ЛП, над яким немає рухомого діелектрика (область 2);
- ділянка ЛП, над яким переміщається рухомий діелектрик з електродом (область 3).

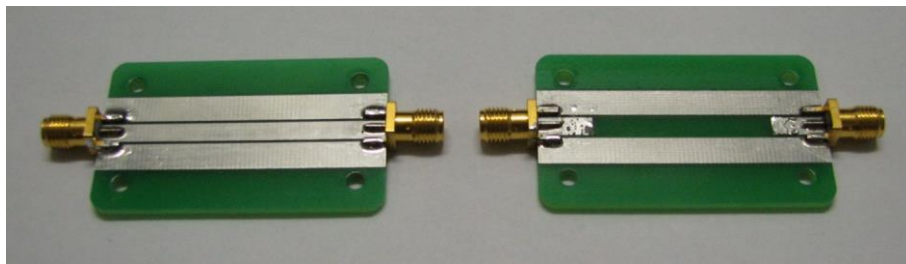


Рис. 4.12. Підкладки для дослідження еквівалентних параметрів КЛ з рухомим сигнальним електродом.

Пристрій, що розглядається, зручно описувати за допомогою матриці передачі  $\mathbf{T}$  [153]. Оскільки кожна з підобластей зі сталими ефективними параметрами може бути описана матрицею передачі, то матрицю передачі всього пристрою отримують шляхом множення матриць передачі складових його частин. Матриця передачі кожної з областей  $\mathbf{T}_i$  розраховується як добуток матриці передачі через шар речовини  $\mathbf{T}_{m_i}$  (матриця передачі області) і матриці передачі через границю поділу двох середовищ  $\mathbf{T}_{b_i}$  (областей) [185]:

$$\mathbf{T}_i = \mathbf{T}_{b_i} \times \mathbf{T}_{m_i},$$

де  $i$  – номер області.

Матриця  $\mathbf{T}_{b_i}$  визначається через характеристичні опори  $Z_{0_{i-1}}$  та  $Z_{0_i}$  областей  $i-1$  та  $i$  [186]:

$$\mathbf{T}_{b_i} = \frac{1}{2\sqrt{Z_{0_{i-1}} Z_{0_i}}} \begin{bmatrix} Z_{0_i} + Z_{0_{i-1}} & Z_{0_i} - Z_{0_{i-1}} \\ Z_{0_i} - Z_{0_{i-1}} & Z_{0_i} + Z_{0_{i-1}} \end{bmatrix},$$

а матриця  $\mathbf{T}_{m_i}$  має вигляд [186]:

$$\mathbf{T}_{m_i} = \begin{bmatrix} \exp(j\beta_{z_i} l_i) & 0 \\ 0 & \exp(-j\beta_{z_i} l_i) \end{bmatrix},$$

де  $\beta_{z_i} = \sqrt{\varepsilon_{eff_i}} \frac{\omega}{c}$  – стала поширення в області  $i$ ,  $\varepsilon_{eff_i}$  – ефективна діелектрична проникність в області  $i$ ,  $l_i$  – довжина області  $i$ .

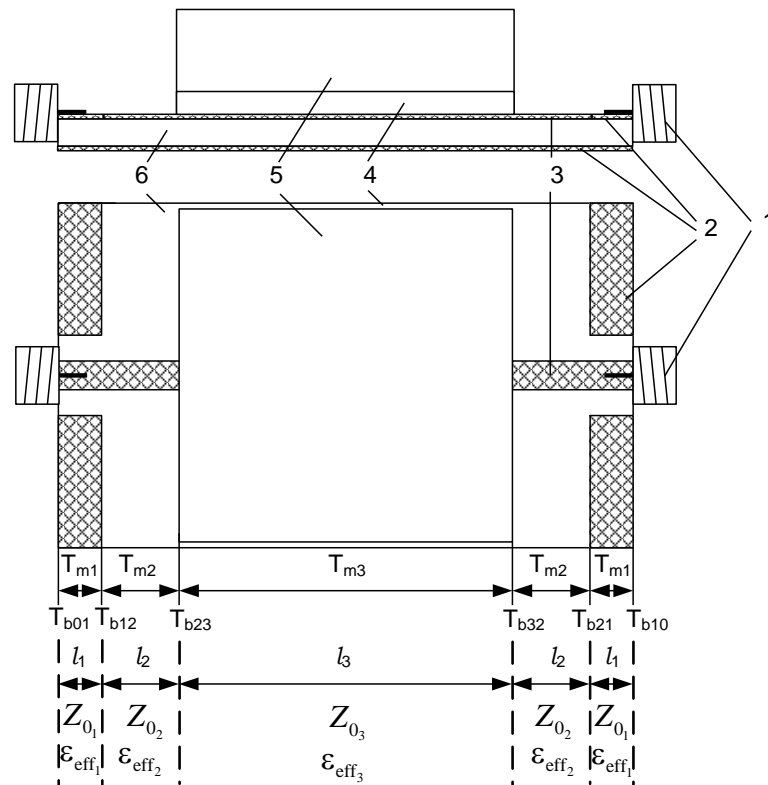


Рис. 4.13. Модель вимірювального макета для розрахунку S-матриці: 1 – коаксіальний роз'єм, 2 – заземлюючі електроди, 3 – сигнальний електрод, 4 – рухомий діелектрик з електродом, 5 – утримувач діелектрика, 6 – підкладка.

Отже матриця передачі вимірювального макета може бути розрахованою за формулою:

$$\mathbf{T} = \left( \prod_{i=1}^5 \mathbf{T}_i \right) \times \mathbf{T}_{b_6}, \quad (4.41)$$

в якій  $\mathbf{T}_5 = \mathbf{T}_1$ ,  $\mathbf{T}_4 = \mathbf{T}_2$ ,  $Z_{0_0}$  та  $Z_{0_6}$  – характеристичний опір портів, до яких підключається вимірювальний макет.

У практиці вимірювань в більшості випадків використовуються S-матриці розсіювання, тому після отримання сумарної матриці передачі пристрою зручно перейти до матриці розсіювання, використовуючи співвідношення:

$$\mathbf{S} = \frac{1}{t_{11}} \begin{bmatrix} t_{21} & \det \mathbf{T} \\ 1 & -t_{12} \end{bmatrix}, t_{11} \neq 0. \quad (4.42)$$

За допомогою описаного підходу була побудована розрахункова модель вимірювальної комірки. Ця модель була використана для порівняння розрахункових даних з результатами експерименту. При цьому під час розрахунку ефективних параметрів комірки за допомогою МСЕ задавалися відбиваючі граничні умови для металевих поверхонь і поглинаючі для умовних площин, що обмежують область розрахунку в повітрі. Для порівняння були розглянуті МСЛ і КЛ з рухомим сигнальним електродом нанесеним на діелектричну пластину.

МСЛ з шириною сигнального електрода  $w = 3$  мм була виготовлена на підкладці з діелектричною проникністю  $\epsilon_{\text{п}} = 4,3$ , тангенсом кута діелектричних втрат  $\text{tg } \delta = 0,022$  розмірами  $30 \times 30 \times 1,6$  мм. Діелектрик на якому був нанесений рухомий електрод мав розміри розмірами  $2 \times 20 \times 1$  мм і виконувався з тefлону ( $\epsilon_{\text{рд}} = 2,08$ ) і полікору ( $\epsilon_{\text{рд}} = 10$ ). Калібровані двопортові параметри матриці розсіювання МСЛ, поміщеної в вимірювальну комірку, виміряні в діапазоні частот від 1 ГГц до 6 ГГц за допомогою векторного панорамного вимірювача характеристик електричних кіл. Результати моделювання та вимірювання коефіцієнта передачі для МСЛ наведено на рис. 4.14. Як видно, в широкому діапазоні частот виміряні модуль і фаза коефіцієнта передачі добре узгоджуються з результатами розрахунків.

Подібний експеримент проведений і для КЛ. На такій же підкладці була нанесена КЛ з центральним електродом шириною 3,5 мм, шириною бічних електродів 5 мм і відстанню між електродами 0,575 мм. Отримані залежності також показують добру відповідність розрахункових даних і експерименту.

Виміряні частотні залежності параметрів матриці розсіювання для різних повітряних зазорів між сигнальним електродом та підкладкою використані для експериментального визначення комплексної ефективної діелектричної проникності та характеристичного опору МСЛ з керованою повітряною неоднорідністю (рис. 4.15 а) шляхом розв'язання задачі апроксимації:

$$\min_{\dot{\epsilon}_{eff3}, Z_{03}} \sum_{i=1}^n \left[ \left| S_{21}^{експ}(f_i) - S_{21}(f_i) \right|^2 + \left| S_{11}^{експ}(f_i) - S_{11}(f_i) \right|^2 \right],$$

де  $S_{11}^{експ}(f_i), S_{21}^{експ}(f_i)$  – виміряні комплексні коефіцієнти відбиття та передачі на частоті  $f_i$ ;  $S_{11}(f_i), S_{21}(f_i)$  – розраховані за формулами (4.41) та (4.42) комплексні коефіцієнти відбиття та передачі на тій же частоті;  $\dot{\epsilon}_{eff3}, Z_{03}$  – комплексної ефективної діелектричної проникності та характеристичного опору МСЛ з керованою повітряною неоднорідністю, які є параметрами апроксимації. Значення  $\dot{\epsilon}_{eff1}, Z_{01}, \dot{\epsilon}_{eff2}, Z_{02}, \dot{\epsilon}_{eff4}, Z_{04}, \dot{\epsilon}_{eff5}, Z_{05}$  були знайдені експериментально для однорідної МСЛ без повітряного зазору аналогічним чином.

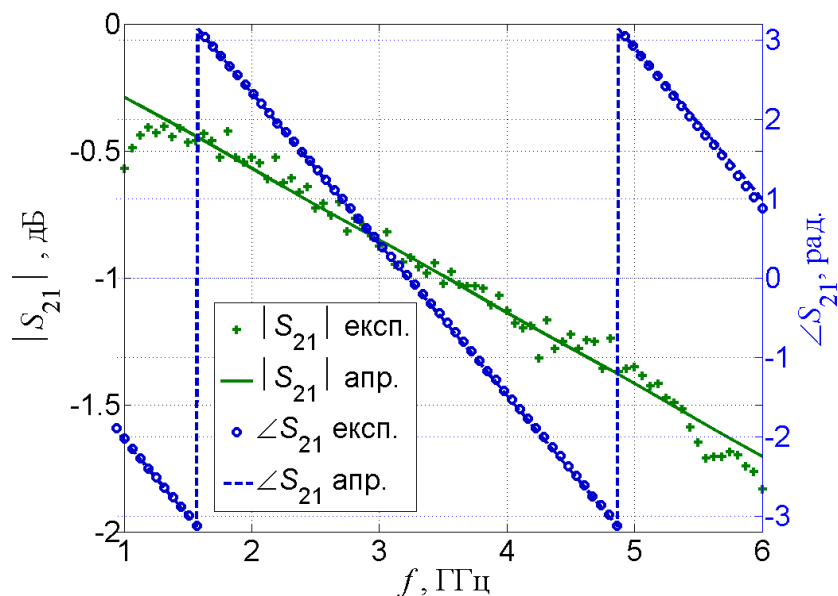


Рис. 4.14. Результати моделювання та експериментальні дані фази і модуля коефіцієнта передачі МСЛ на різних частотах



На рис. 4.15 б наведено залежності дійсної частини нормованої ефективної діелектричної проникності від розміру повітряного проміжку, нормованого на товщину підкладки, які отримані розрахунком та в результаті експерименту. З рисунка видно, що результати розрахунків добре узгоджуються з експериментальними даними.

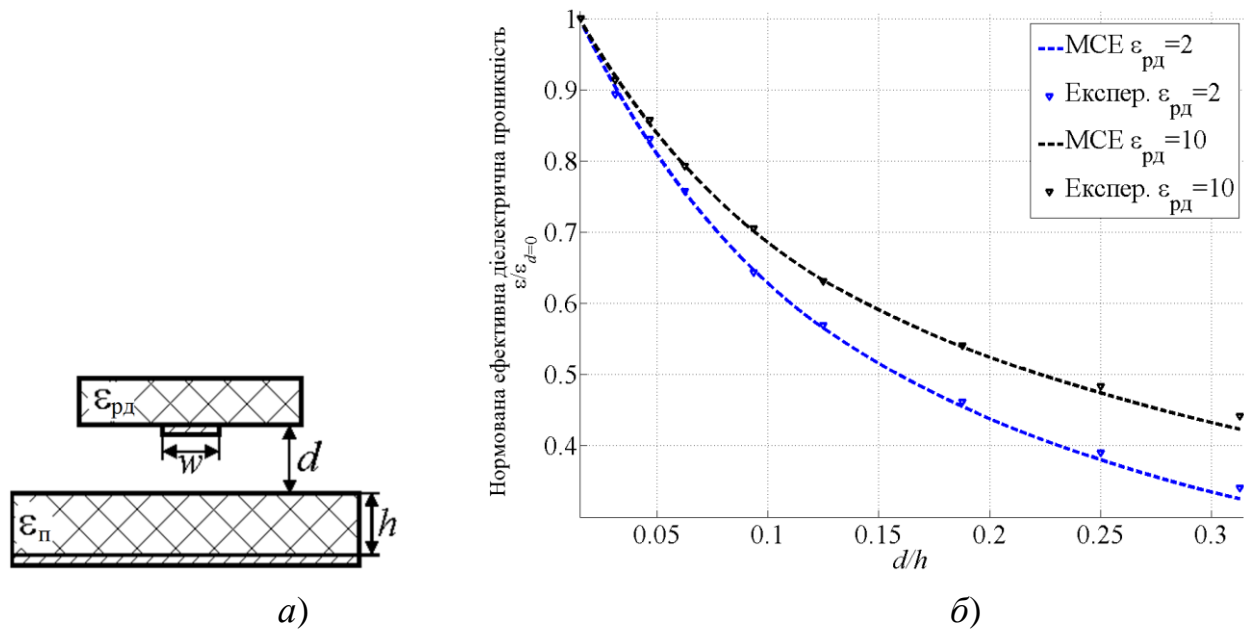


Рис. 4.15. Структура МСЛ з керованою повітряною неоднорідністю (а), залежності нормованої ефективної діелектричної проникності від нормованого розміру повітряного проміжку (б).

### 4.1.3. Похибки вимірювання та розрахунку еквівалентних параметрів смужкових ліній

У загальному випадку, похибки вимірних величин можуть містити методичні та інструментальні похибки, похибки розрахунків і похибки зчитування оператором під час вимірювань [183]. Інструментальна похибка вимірювання модуля і фази  $S$ -параметрів за допомогою векторного панорамного вимірювача характеристик електричних кіл має складну залежність від власне вимірної величини і регламентується виробником приладу [184] (рис. 4.16 и 4.17).

Під час проведення експериментів виміряні дані зчитувалися з векторного панорамного вимірювача для подальшої обробки на персональному комп'ютері, використовуючи інтерфейс  $GPIB$ . Використання цифрового інтерфейсу усуває похибку, пов'

язану з суб'єктивністю зчитування показань приладу оператором. При цьому обчислювальні похибки наступної обробки даних вимірювань малі порівняно з інструментальною похибкою, яка в разі вимірювання коефіцієнтів передачі в діапазоні 0...-5дБ складає близько 0,1 дБ за модулем і не більше 1° за фазою.

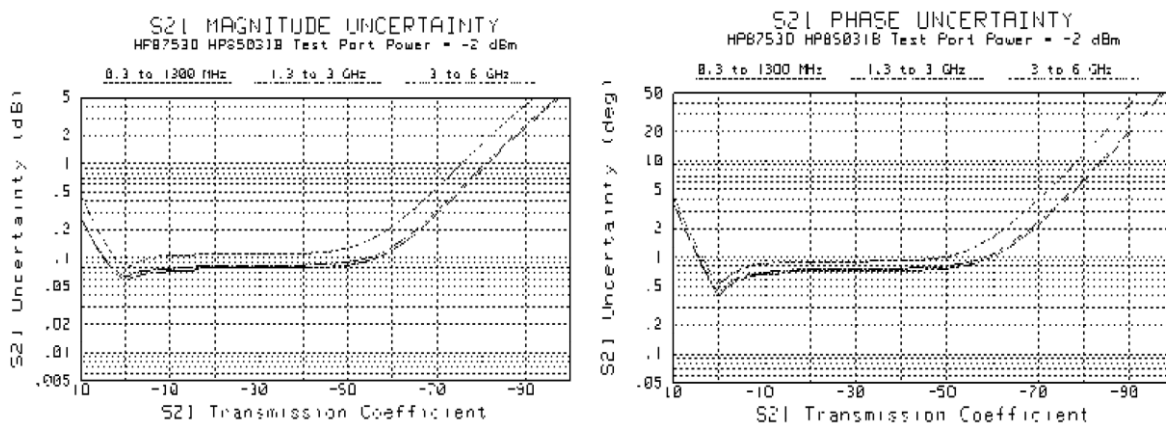


Рис. 4.16. Похибка вимірювання модуля і фази коефіцієнта передачі  $S_{21}$  векторним панорамним вимірювачем Hewlett Packard 8753D.

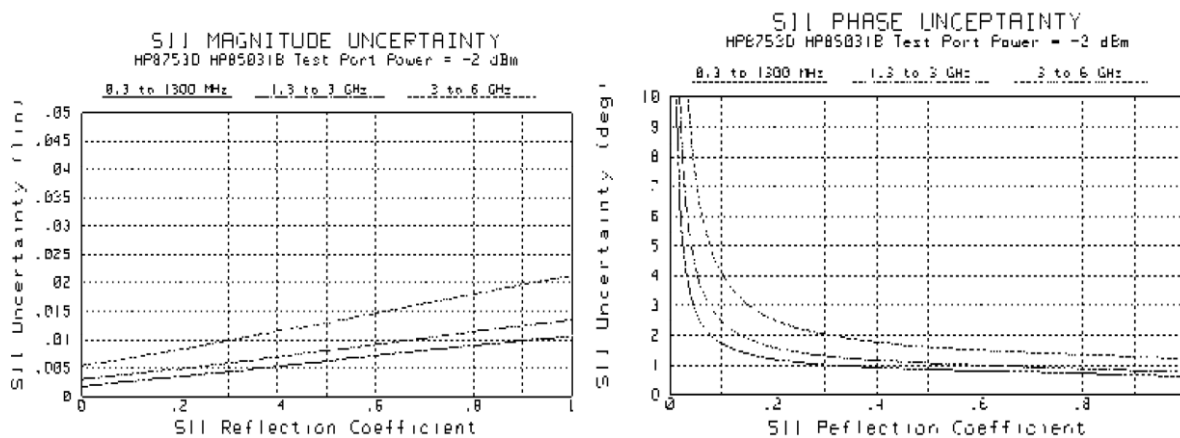


Рис. 4.17. Похибка вимірювання модуля і фази коефіцієнта відбиття  $S_{11}$  векторним панорамним вимірювачем Hewlett Packard 8753D.

Під час проведення розрахунків, а також під час їх порівнянні з результатами експериментів необхідно знати похибку розрахункових даних. У разі моделювання вимірювальної секції похибка розрахунку може бути оцінена подібно оцінці похибки непрямих вимірювань. При цьому джерелами похибок є похибки визначення значення діелектричної проникності підкладки і, відповідно, ефективної діелектричної проникності, похибки вимірювання геометричних параметрів лінії. При цьому зруч-

но користуватися відносними чутливостями обчислюваних величин, а саме ефективної діелектричної проникності і характеристичного опору до відповідних параметрів лінії:

$$S_a^{\varepsilon_{eff}} = \frac{1}{|\varepsilon_{eff}|} \frac{\partial \varepsilon_{eff}}{\partial a} \cong \frac{1}{|\varepsilon_{eff}|} \frac{\Delta \varepsilon_{eff}}{\Delta a};$$

$$S_a^{Z_0} = \frac{1}{Z_0} \frac{\partial Z_0}{\partial a} \cong \frac{1}{Z_0} \frac{\Delta Z_0}{\Delta a},$$

де  $a$  – параметр ЛП, до яких входять: відносна діелектрична проникність підкладки  $\varepsilon$ , товщина підкладки  $h$ , розмір повітряного проміжку між електродами та підкладкою  $d$ , ширина електрода  $w$  для МСЛ і ширини електродів  $W_1, W_2$  та відстань між ними  $b - a$  для КЛ (див. рис. 4.2);  $S_a^{\varepsilon_{eff}}$  – чутливість ефективної діелектричної проникності лінії до параметру  $a$ ;  $S_a^{Z_0}$  – чутливість характеристичного опору лінії до параметру  $a$ . Тоді похибки розрахунку ефективних параметрів НВЧ ЛП можуть бути записані як похибки опосередкованих вимірювань:

$$\delta \varepsilon_{eff} = \sqrt{\left( \sum_{i=1}^N S_{a_i}^{\varepsilon_{eff}} \Delta a_i \right)^2},$$

$$\delta Z_0 = \sqrt{\left( \sum_{i=1}^N S_{a_i}^{Z_0} \Delta a_i \right)^2}$$

де  $\delta \varepsilon_{eff}$ ,  $\delta Z_0$  – відносні похибки розрахунку ефективної діелектричної проникності і характеристичного опору НВЧ ЛП;  $S_{a_i}^{\varepsilon_{eff}}$  – чутливість ефективної діелектричної проникності до параметру  $a_i$ ;  $S_{a_i}^{Z_0}$  – чутливість характеристичного опору до параметру  $a_i$ ;  $\Delta a_i$  – абсолютна похибка визначення параметра  $a_i$ .

Уведені таким чином чутливості можна оцінити чисельно шляхом варіації одного з вхідних параметрів розрахунку та за фіксованих інших. Приклади оцінок чутливості ефективної проникності і характеристичного опору до похибок конструктивних параметрів для МСЛ і КЛ зведені в табл. 4.8 та 4.9.

Таблиця 4.8

Чутливість ефективної проникності і характеристичного опору  
для МСЛ

Параметр, за яким визначається чутливість та одиниця вимірювання чутливості	$\varepsilon_{\text{п}}$	$h, \frac{1}{\text{МКМ}}$	$W, \frac{1}{\text{МКМ}}$
Чутливість $\varepsilon_{\text{eff}}$	0,2071	0,05508	0,02357
Чутливість $Z_0$	0,1002	0,3635	0,1623

Таблиця 4.9

Чутливість ефективної проникності і характеристичного опору  
для КЛ

Параметр, за яким визначається чутливість та одиниця вимірювання чутливості	$\varepsilon_{\text{п}}$	$h, \frac{1}{\text{МКМ}}$	$W_1, \frac{1}{\text{МКМ}}$	$W_2, \frac{1}{\text{МКМ}}$	$d, \frac{1}{\text{МКМ}}$
Чутливість $\varepsilon_{\text{eff}}$	0,1755	0,06550	0,01572	$4,857 \cdot 10^{-4}$	0,07791
Чутливість $Z_0$	0,0853	0,1029	0,02606	$1,810 \cdot 10^{-4}$	0,5804

Наведені оцінки дозволяють зробити висновок, що похибки задання вхідних даних не призводять до істотних похибок обчислюваних результатів. Так, якщо діелектрична проникність підкладки відома з похибкою до 5%, а похибка визначення геометричних параметрів лінії не перевищує 1%, що є типовим, то похибка визначення ефективної діелектричної проникності і характеристичного опору буде, в основному, визначатися похибкою завдання діелектричної проникності і складе близько 5%.

Поряд з розглянутими джерелами похибок істотну роль грає точність установки повітряного зазору між частинами приладу під час механічного управління. На рис. 4.18 и рис. 4.19 показано залежності чутливостей ефективної діелектричної проникності і відносного фазового зсуву до точності установки повітряного зазору в залежності від величини цього зазору для різних значень діелектричної проникності підкладки (рис. 4.18) і різних значень відношення ширини сигнального електрода до товщини підкладки (рис. 4.19). Як параметр під час розрахунку чутливостей було вибрано інваріантне співвідношення  $d/h$ . Найбільша чутливість до установки повітряного зазору спостерігається для малих відношень  $d/h$ . При цьому відносна по-

хибка встановлення фазового зсуву в залежності від конструктивних особливостей перевищує відносну похибку встановлення зазору в 2...7 разів.

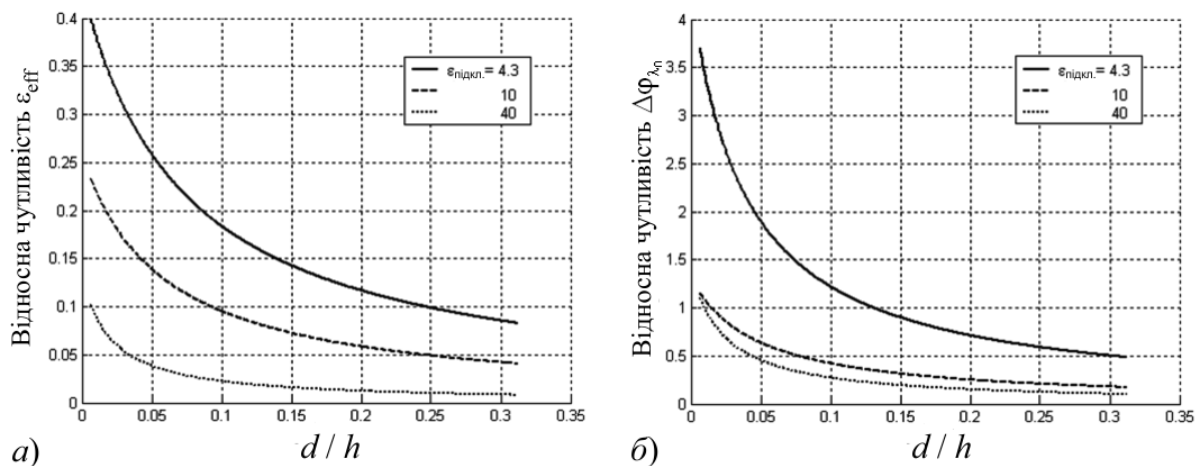


Рис. 4.18. Чутливість ефективної діелектричної проникності (а) і відносного фазового зсуву (б) фазообертача на основі МСЛ до точності встановлення повітряного зазору в залежності від його величини для різних значень діелектричної проникності підкладки.

Оскільки в аналізованих ЛП поширюються квазі-*ТЕМ* хвилі, частотні залежності чутливостей їх параметрів виражені слабо. Тим не менш, під час аналізу вимірювальної секції в цілому її параметри можуть мати істотну частотну залежність через наявність неоднорідностей вздовж лінії. Ці чутливості також можуть бути оцінені чисельно шляхом варіації одного з вхідних параметрів та фіксованих інших. Наведені на рис. 4.20 залежності ілюструють, що найбільша чутливість до похибок завдання вхідних даних спостерігається поблизу екстремумів *S*-параметрів пристрою. При цьому низька чутливість коефіцієнта передачі дозволяє очікувати високої точності розрахунку. Так, якщо діелектрична проникність підкладки відома з похибкою до 5%, а похибка визначення геометричних параметрів лінії не перевищує 1%, що є типовим, то похибка визначення модуля і фази коефіцієнта передачі теж не перевищить 5%.

Таким чином, отримані значення чутливостей дозволяють очікувати високої точності розрахунків як ефективних параметрів ЛП, так і характеристик пристрою в цілому.

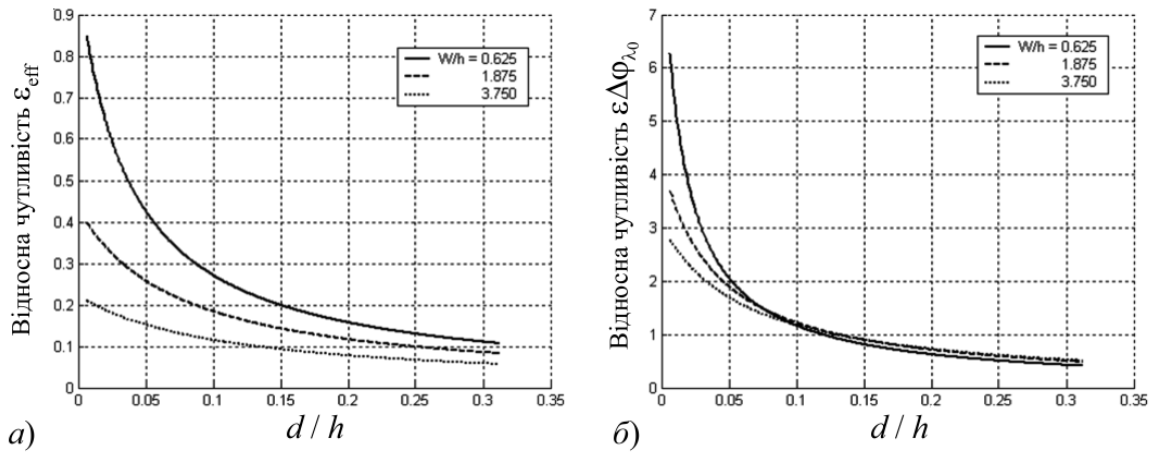


Рис. 4.19. Чутливість ефективної діелектричної проникності (а) і відносного фазового зсуву (б) до точності встановлення повітряного зазору в залежності від його величини для різних значень відношення ширини сигнального електрода до товщини підкладки.

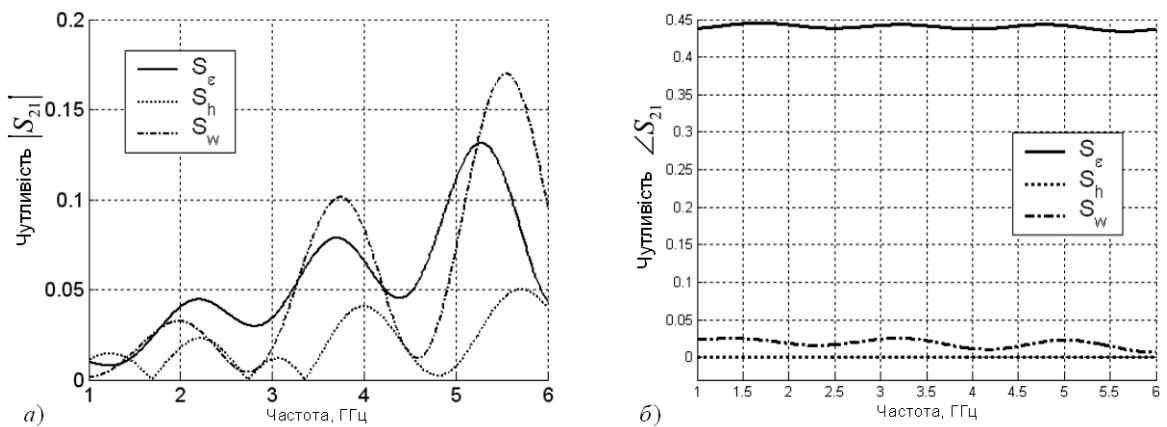


Рис. 4.20. Чутливість коефіцієнта передачі вимірювальної секції до варіації конструктивних параметрів МСЛ.

#### 4.1.4. Залежність еквівалентних параметрів керованої мікросмугової лінії від геометричних та електрофізичних параметрів

Для найефективнішого перелаштування еквівалентних параметрів лінії слід розташовувати керовану неоднорідність перпендикулярно силовим лініям електричного поля. Враховуючи розподіл електричного поля в МСЛ доречно реалізовувати перелаштування шляхом переміщення сигнального електрода над підкладкою. На

рис. 4.21 зображена МСЛ з рухомих сигнальним електродом шириною  $w$ , що розміщується на відстань  $d$  від поверхні діелектричної підкладки, яка має товщину  $h$  та виготовлена з матеріалу з діелектричною проникністю  $\epsilon_{\text{п}}$ .

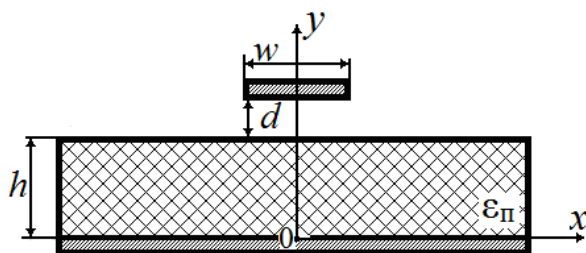


Рис. 4.21. Мікромеханічно перелаштовувана МСЛ

Із розподілу нормальної до границі поділу діелектрик-повітря компоненти електричного поля  $E_y$  (рис. 4.22) видно, що на границі поділу між сигнальним електродом та підкладкою, внесення повітряного проміжку призводить до значного збільшення нормальної компоненти електричного поля в повітрі ( $y/h > 1$ ) та зменшення нормальної компоненти у діелектрику підкладки, де вона в  $\epsilon_{\text{п}}$  раз менша, ніж у повітрі.

Подальше збільшення розміру повітряного проміжку призводить до зменшення нормальної компоненти в області границі поділу діелектрик-повітря як зі сторони діелектрика, так і зі сторони повітря. При цьому збільшення розміру повітряної неоднорідності призводить до зростання тангенціальної компоненти електричного поля  $E_x$ . Таким чином внесення повітряної неоднорідності призводить до перерозподілу енергії електромагнітного поля між об'ємом діелектрика та повітря, в результаті чого відбувається зменшення значення ефективної діелектричної проникності і тим сильніше, чим більший розмір повітряного проміжку. Теоретично ефективна діелектрична проникність може зменшуватися до одиниці, але на практиці у перелаштовуваних пристроях на основі МСЛ вона не досягає одиниці в силу складності реалізації великих відстаней відриву сигнального електрода.

Для того, щоб визначити характер впливу діелектричної проникності та відношення ширини управляючого електрода до товщини підкладки на електрофізичні параметри МСЛ були розраховані залежності ефективної діелектричної проникності і характеристичного опору для різних значень цих фізико-топологічних параметрів.

Отримані дані зведено у Додаток Б в таблиці Б.1-Б.4, а також показано на рис. 4.23 і рис. 4.24.

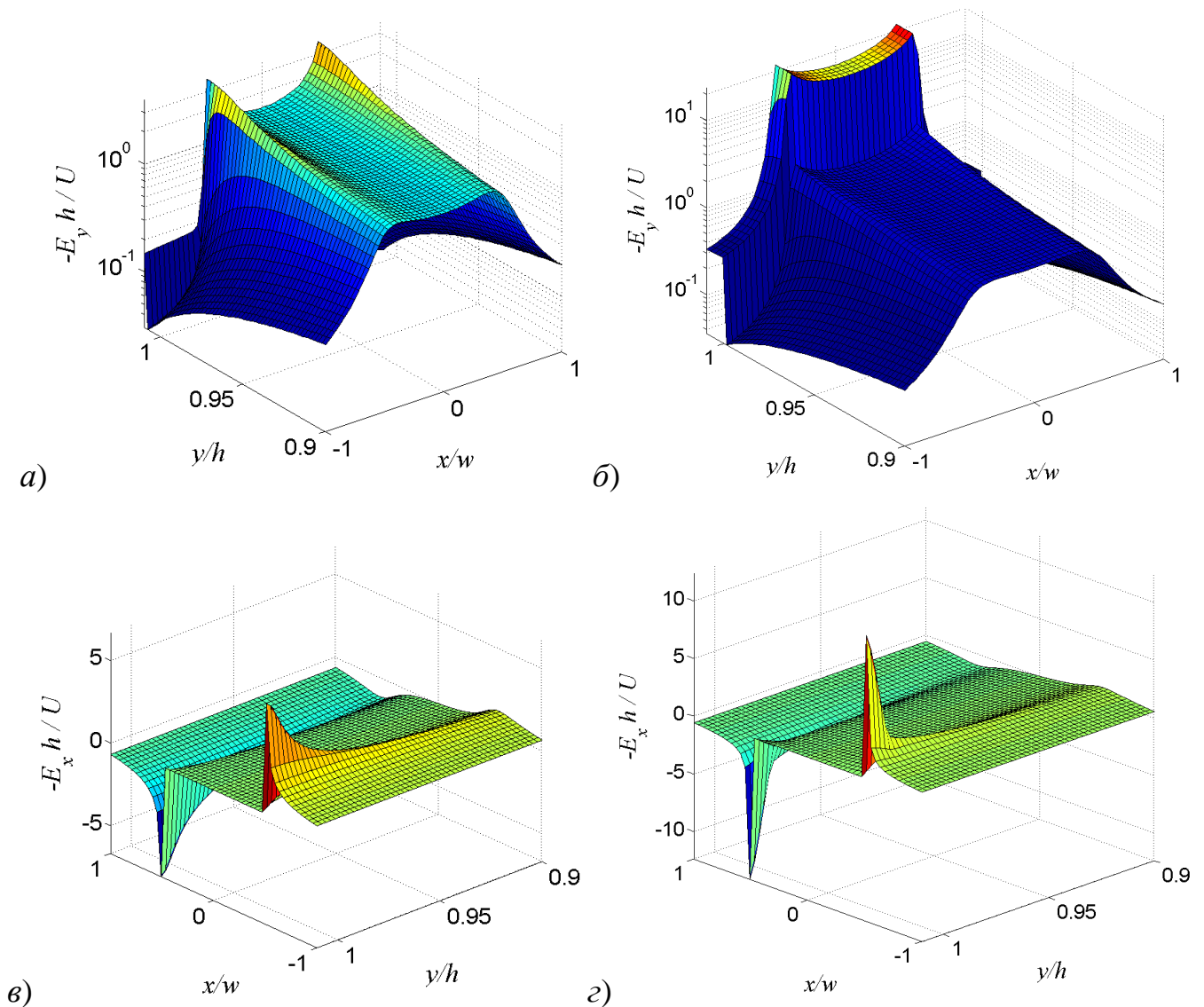


Рис. 4.22. Розподіл нормованих на потенціал  $U$  та товщину підкладки  $h$   $E_y$  та  $E_x$  компонент електричного поля в поперечному перерізі мікроеханічно перелаштовуваної МСЛ з параметрами  $\epsilon_{\text{п}}=10$ ,  $w/h=0,7$ ,  $d/h=0,01$  (б),(г), та без повітряного проміжку між сигнальним електродом та підкладкою (а),(в)

Як видно з рис. 4.23 і рис. 4.24, в результаті збільшення повітряного проміжку між сигнальним електродом та підкладкою ефективна діелектрична проникність зменшується, а характеристичний опір збільшується. Чим більші значення діелектричної проникності підкладки МСЛ, тим менші переміщення викликають перелаштування і тим більший діапазон зміни ефективної діелектричної проникності.



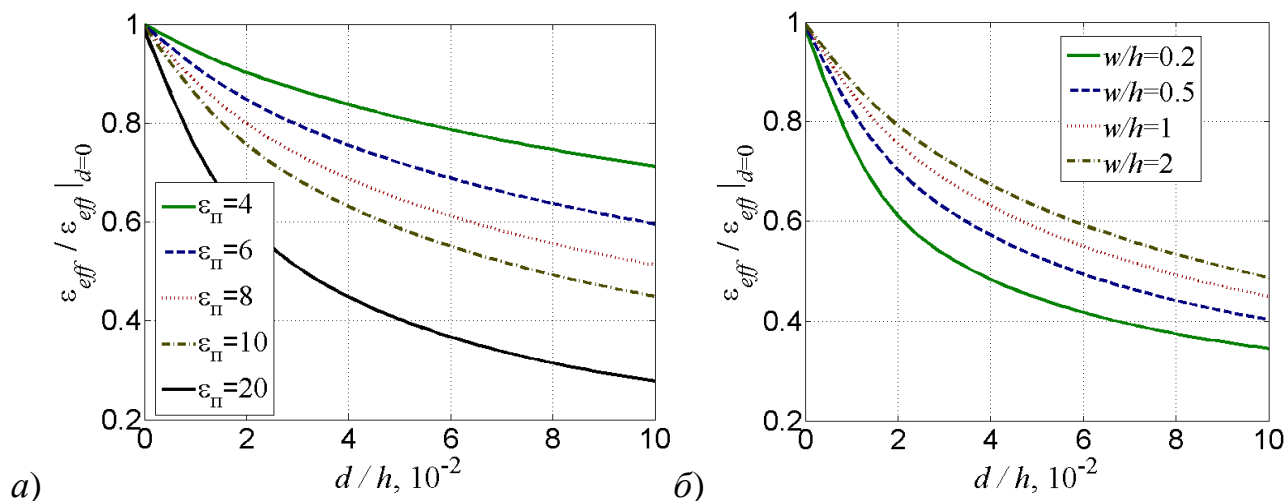


Рис. 4.23. Залежність нормованої ефективної діелектричної проникності від нормованого розміру повітряного проміжку для різних значень діелектричної проникності підкладки і  $w/h = 1$  (а) та для різних відношень  $w/h$  і  $\epsilon_{II} = 10$  (б)

Як видно з рис. 4.23б, у разі незмінного відношення товщини повітряного зазору до товщини підкладки зменшення відношення ширини електрода до товщини підкладки призводить до збільшення зміни ефективної діелектричної проникності, що пов'язано зі збільшенням електричного поля в повітряному проміжку (рис. 4.25).

Оскільки для сталої діелектричної проникності підкладки ефективна діелектрична проникність мікромеханічно перелаштовуваної МСЛ визначається відношеннями  $w/h$  та  $d/h$  (рис. 4.23б), то за сталого відношення  $w/h$  ефективність перелаштування збільшується в результаті зменшення товщини підкладки  $h$ . Таким чином досягати тих самих значень перелаштування, але меншими переміщеннями сигнального електрода можливо трьома шляхами: збільшенням діелектричної проникності підкладки, зменшенням ширини чи товщини підкладки.

Зменшення відношення ширини сигнального електрода до товщини підкладки  $w/h$  призводить до збільшення характеристичного опору в ширшому діапазоні.

Оскільки ефективність перелаштування ефективної діелектричної проникності погіршується зі збільшенням відношення  $w/h$ , то можна знайти нижню границю перелаштування спрямувавши це відношення до нескінченності, тобто розглянувши випадок нескінченно широких електродів. В цьому разі вдається отримати аналітичний вираз для ефективної діелектричної проникності шляхом порівняння ємності

поєднанні послідовно сполучених конденсаторів та ємності конденсатору заповненого однорідним діелектриком [187]:

$$\epsilon_{eff} = \epsilon_{II} \frac{h+d}{h+\epsilon_{II}d}. \quad (4.43)$$

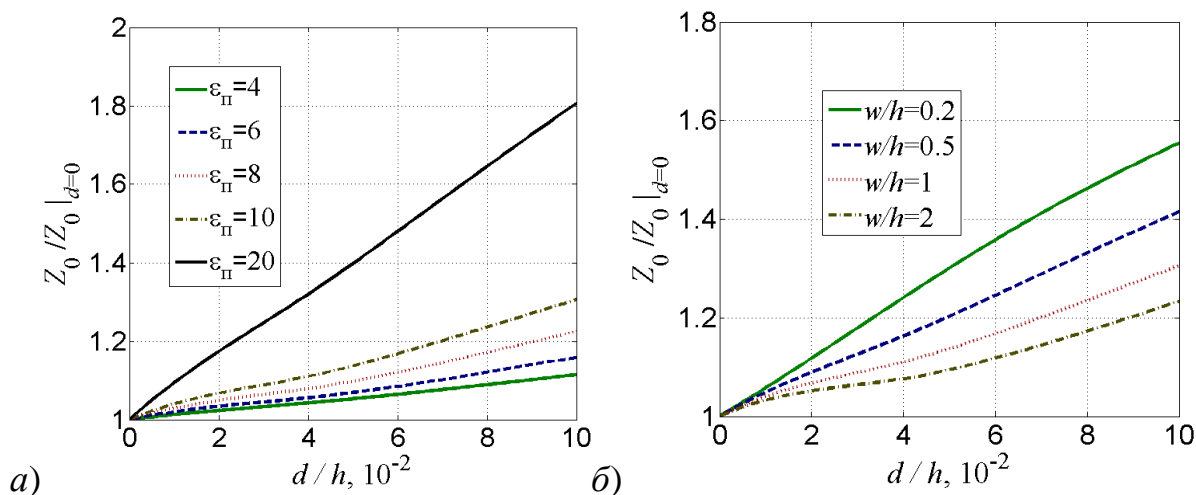


Рис. 4.24. Залежність нормованого характеристичного опору від нормованого розміру повітряного проміжку для різних значень діелектричної проникності підкладки і  $w/h = 1$  (a) та для різних відношень  $w/h$  і  $\epsilon_{II} = 10$  (б)

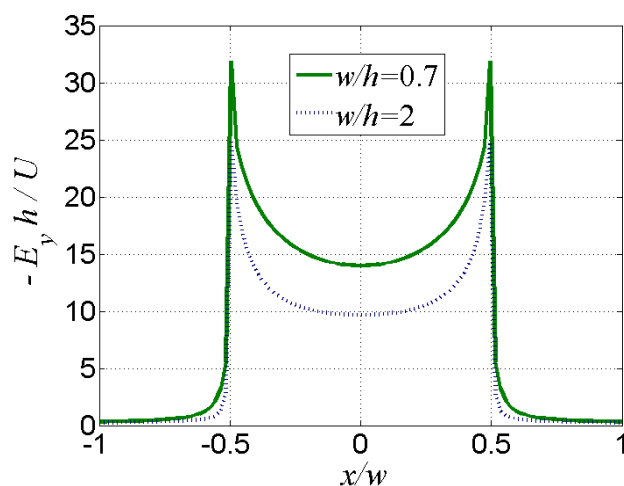


Рис. 4.25. Залежність нормованої на потенціал  $U$  та товщину підкладки  $h$   $E_y$  - компоненти електричного поля в площині  $y = h + d$  вздовж сигнального електрода мікромеханічно перелаштовуваної МСЛ з параметрами  $\epsilon_{II} = 10, d/h = 0,01$

Вираз (4.43) дає такі самі результати, що і формула (2.53) і визначає верхню асимптоту залежності ефективної проникності від нормованої товщини повітряного зазору між електродами та підкладкою за умови скінченної ширини сигнального електрода, тобто характеристика, що описується формулою (4.43) знаходиться вище тих, що наведені на рис. 4.23б. Отже, результати, що отримані в підрозділі 2.3 можуть бути використані для оцінки щонайменшого перелаштування ефективної діелектричної проникності МСЛ для заданого значення діелектричної проникності підкладки. Залежність мінімального діапазону перелаштування для різних діелектричних проникностей підкладки продемонстрований на рис. 2.8.

Слід зазначити, що зі зменшенням відношення  $w/h$  зменшується ефективна діелектрична проникність МСЛ за відсутності повітряного проміжку між сигнальним електродом та підкладкою  $\varepsilon_{eff} \Big|_{d=0}$ . Оскільки діапазон перелаштування обмежується цим значенням і одиницею, то теоретично залежність (4.43) повинна перетинатись з аналогічною залежністю для скінченного значення  $w/h$ , тобто залежність (4.43) не буде верхньою асимптотою на нескінченному проміжку значень  $d/h$ . Проте для  $d/h < 0,1$ , що є практичним обмеженням переміщень, навіть для досить високих проникностей підкладки, що лежать за межами практичного використання, залежність (4.43) залишається бути верхньою асимптотою залежності ефективної діелектричної проникності МСЛ від нормованого розміру повітряного проміжку  $d/h$ . Як ілюстрація на рис. 4.26 наведено такі залежності для  $\varepsilon_n = 100$ .

Вплив товщини сигнального електрода  $t$  на ефективну діелектричну проникність та характеристичний опір МСЛ незначний для великих відношень  $w/h$ . Проте для малих значень цього відношення і великої товщини сигнального електрода треба враховувати поправки до еквівалентних параметрів МСЛ. Як приклад на рис. 4.27 наведено залежності нормованої ефективної діелектричної проникності і нормованого характеристичного опору від нормованого розміру повітряного проміжку для різних відношень товщини сигнального електрода до товщини підкладки  $t/h$  і  $w/h = 0,2$  та  $\varepsilon_n = 10$ .

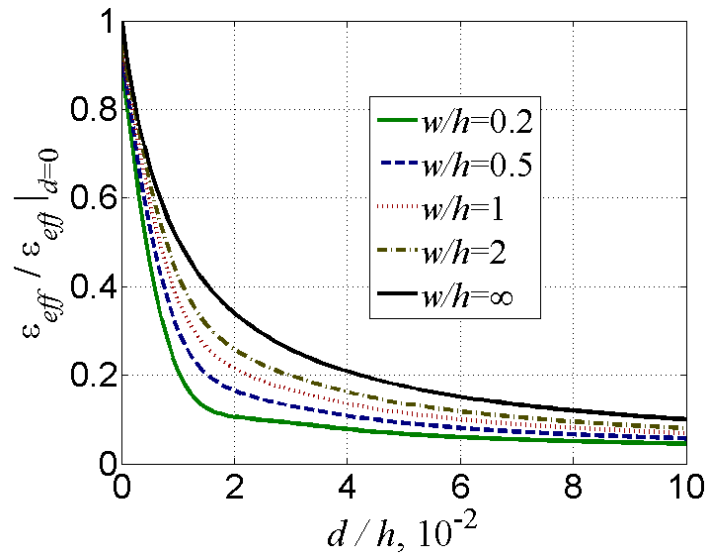


Рис. 4.26. Нормовані залежності ефективної діелектричної проникності від нормованого розміру повітряного проміжку для  $\epsilon_n = 100$

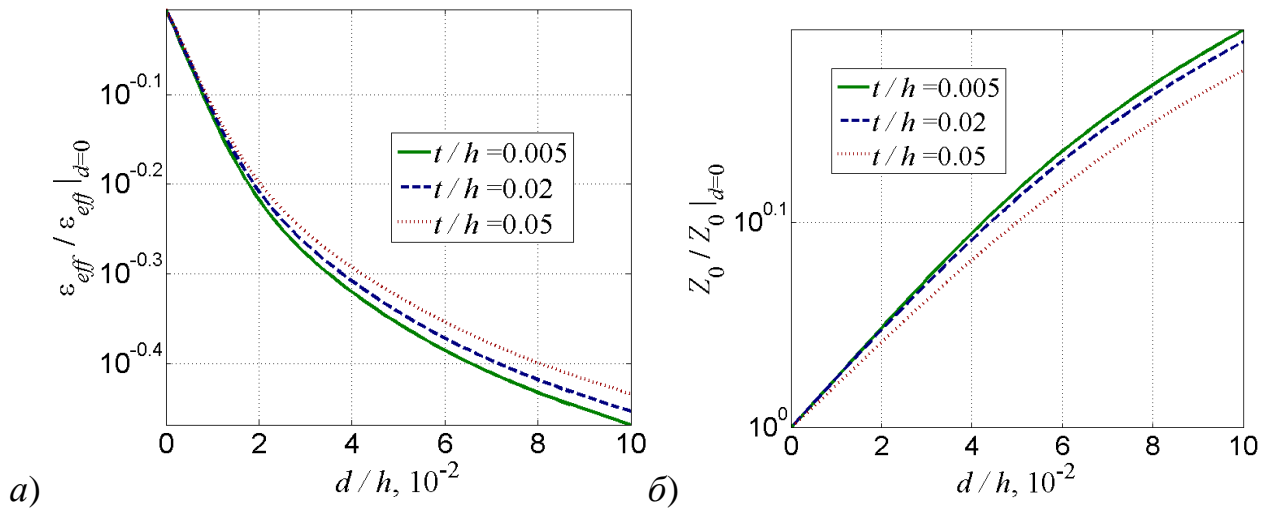


Рис. 4.27. Залежності нормованої ефективної діелектричної проникності (а) і нормованого характеристичного опору (б) від нормованого розміру повітряного проміжку для різних відношень товщини сигнального електрода до товщини підкладки  $t/h$  і  $w/h = 0,2$  та  $\epsilon_n = 10$

## 4.2. Втрати в мікромеханічно перелаштовуваних мікросмужкових лініях

Розрахунок втрат є важливим завданням для усіх приладів НВЧ, а для перелаштовуваних приладів грає особливу роль. Дуже важливо щоб елементи перелаштування, вносили якнайменше додаткових втрат, а в ідеальному випадку не вносили зовсім. Для перелаштовуваних фазообертачів, резонаторів і фільтрів на основі МСЛ можна виділити три основні види втрат, пов'язаних з різними фізичними явищами:

1. Втрати на випромінювання електромагнітної енергії металевими частинами конструкції.
2. Діелектричні втрати.
3. Омичні втрати в металевих частинах приладу, зумовлені їх розігрівом.

Втрати на випромінювання залежать від співвідношення робочої частоти, ширини сигнального електрода, товщини та діелектричної проникності підкладки. Якщо ширина електрода та товщина підкладки набагато менші довжини хвилі в лінії, то втрати на випромінювання знехтовно малі [188].

Природа діелектричних втрат розглянута в підрозділі 2.4. Ці втрати можна врахувати використовуючи тангенс кута діелектричних втрат  $\operatorname{tg} \delta$  в матеріалі діелектрика та комплексне значення відносної діелектричної проникності  $\dot{\epsilon} = \epsilon(1 - j \operatorname{tg} \delta)$ . Металічні втрати пов'язані зі скінченним поверхневим опором електродів, який визначається товщиною скін-шару та питомою провідністю металу, з якого виготовлений електрод.

Якщо діелектричні та металічні втрати настільки малі, що стала згасання набагато менша, ніж стала поширення в ЛП, то ці втрати є адитивними і їх можна розглядати окремо [146]. Вирази для оцінки цих втрат можна отримати на основі телеграфних рівнянь з уявної частини комплексної ефективної діелектричної проникності  $\dot{\epsilon}_{eff}$ , яка визначає сталу поширення  $\beta_z$  [189]:

$$\beta_z = \sqrt{-(\bar{R} + j\omega\bar{L})(\bar{G} + j\omega\bar{C})} = \frac{\omega\sqrt{\dot{\epsilon}_{eff}}}{c}, \quad (4.44)$$

де  $\bar{R}, \bar{L}, \bar{G}, \bar{C}$  – погонні опір, індуктивність, провідність і ємність смужкової лінії відповідно.

З виразу (4.44) для випадку з ідеальними провідниками  $\bar{R} = 0$  і неідеальним діелектриком підкладки, враховуючи, що  $\epsilon_{eff} = c^2 \bar{L} \bar{C}$  та виразивши погонну ємність через питому ємність двошарової структури  $C_{пт}$ :  $\bar{C} = C_{пт} w$ , отримуємо, що ефективна діелектрична проникність дорівнює:

$$\dot{\epsilon}_{eff} = \epsilon_{eff} \left( 1 - j \frac{\bar{G}}{\omega C_{пт} w} \right).$$

Враховуючи, що

$$\dot{\epsilon}_{eff} = \epsilon_{eff} (1 - j \operatorname{tg} \delta_{eff d}), \quad (4.45)$$

отримуємо вираз для ефективного тангенса кута діелектричних втрат:

$$\operatorname{tg} \delta_{eff d} = \frac{\bar{G}}{\omega C_{пт} w}.$$

Для отримання остаточного виразу необхідно визначити характер залежностей погонної провідності від фізико-топологічних параметрів лінії. Оскільки погонна провідність більшою мірою визначається параметрами діелектричної підкладки, а діелектричні втрати – струмами витоку, то зменшення втрат досягатиметься за рахунок збільшення ізоляційних властивостей підкладки.

Питому ємність двошарової структури, для випадку нескінченної ширини електродів, можна визначити як суму послідовно сполучених ємностей:

$$C_{пт} = \frac{\dot{\epsilon}_n \epsilon_0}{h + \dot{\epsilon}_n d},$$

де  $\dot{\epsilon}_n = \epsilon_n(1 - j \operatorname{tg} \delta)$  комплексна діелектрична проникність підкладки. Виділивши в останньому виразі дійсну та уявну частини та нехтуючи величинами другого порядку малості, маємо:

$$C_{\text{пр}} = \frac{\epsilon_n \epsilon_0}{h + \epsilon_n d} - j \frac{\epsilon_n \epsilon_0 \operatorname{tg} \delta}{h \left(1 + \epsilon_n \frac{d}{h}\right)^2}.$$

Тоді вираз для погонної провідності матиме вигляд:

$$\bar{G} = \operatorname{Re}(j\omega C_{\text{пр}} w) = \frac{\omega w \epsilon_n \epsilon_0 \operatorname{tg} \delta}{h \left(1 + \epsilon_n \frac{d}{h}\right)^2}.$$

Таким чином вираз ефективного тангенса кута діелектричних втрат для випадку нескінченно широких електродів смужкової лінії матиме вигляд [187]:

$$\lim_{\frac{w}{h} \rightarrow \infty} \operatorname{tg} \delta_{\text{eff } d} = \frac{\operatorname{tg} \delta}{1 + \epsilon_n \frac{d}{h}}. \quad (4.46)$$

Для випадку скінченної ширини сигнального електрода ефективний тангенс кута діелектричних втрат може бути знайдений з (4.28) та (4.45), використовуючи двовимірний МСЕ, або з (4.38) та (4.45) у разі використання тривимірного МСЕ чи МСІ і врахування комплексного характеру діелектричної проникності підкладки та нескінченної електропровідності металевих електродів. Обидва підходи дають близькі результати, що відрізняються в межах похибок розрахунків.

Діелектричні втрати максимальні у випадку нескінченно широких електродів і зменшуються за умови зменшення відношення  $w/h$ . Це пояснюється наявністю крайових ефектів в реальних МСЛ. За рахунок того, що в результаті зменшення відношення  $w/h$  електромагнітне поле перерозподіляється таким чином, напруженість електричного поля в повітряному проміжку стає більшою (рис. 4.25), а ця область характеризується вкрай низьким тангенсом кута діелектричних втрат, зменшуються і загальні дисипативні втрати [190]. Тому формула (4.46) визначає верхню асимптоту

тангенса кута діелектричних втрат від нормованої товщини повітряного зазору між електродом та підкладкою за умови скінченної ширини сигнального електрода.

Нормовані залежності ефективного тангенса кута діелектричних втрат від нормованого повітряного проміжку, для різних співвідношень ширини електрода до товщини підкладки та для граничного випадку з нескінченною шириною електродів МСЛ, виконаної на підкладці з відносною діелектричною проникністю  $\epsilon_{\text{п}}=10$ , наведені на рис. 4.28а. Для того, щоб результати розрахунків не залежали від конкретних значень тангенса кута діелектричних втрат підкладки, було виконано нормування даних на його значення.

Результати, що показані на рис. 4.28б, отримано методом скінченних елементів для різної діелектричної проникності підкладки і відношення ширини управляючого електрода до товщини підкладки  $w/h = 1$ . В результаті наявності повітряної неоднорідності діелектричні втрати зменшуються і тим сильніше, чим вища діелектрична проникність підкладки. Це пов'язано з тим, що за відсутності повітряного проміжку більша частина електромагнітного поля зосереджена в діелектрику, і, отже, в разі збільшення відносної проникності діелектрика дисипативні втрати збільшуватимуться.

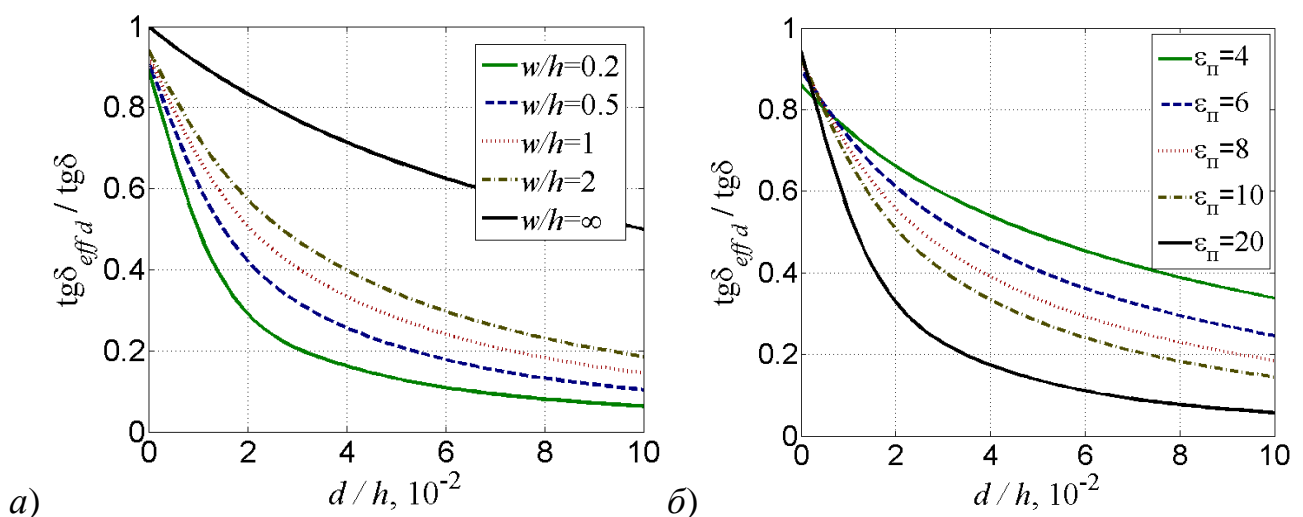


Рис. 4.28. Залежності нормованого ефективного тангенса кута діелектричних втрат від нормованої величини повітряного проміжку для різних співвідношень між шириною сигнального електрода то товщиною підкладки і  $\epsilon_{\text{п}} = 10$  (а) та для різних значень діелектричної проникності підкладки і  $w/h = 1$  (б).



В результаті збільшення повітряного проміжку між сигнальним електродом і діелектричною підкладкою відбувається перерозподіл електромагнітної енергії між діелектриком і повітрям, на користь повітряного проміжку, тим самим зменшуючи втрати енергії на нагрівання діелектрика. Для підкладок з низькою діелектричною проникністю, що, як правило, використовуються у виробництві НВЧ приладів, ефект зменшення діелектричних втрат не так великий, проте принциповим є те, що мікро-механічний спосіб перелаштування не лише не вносить додаткових втрат, але і зменшує їх.

Для знаходження втрат в металі прийемо в (4.44)  $\bar{G} = 0$ . Тоді

$$\dot{\epsilon}_{eff} = \epsilon_{eff} - j \frac{\bar{RC}}{\omega} c^2.$$

Виражаючи погонний опір через поверхневий опір металу внаслідок скін-ефекту  $\bar{R} = \frac{R_s}{w} = \frac{1}{w} \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{2\sigma}}$  та погонну ємність через питому ємність двошарової діелектричної структури, вираз для комплексної ефективної діелектричної проникності матиме вигляд:

$$\dot{\epsilon}_{eff} = \epsilon_{eff} - jc^2 C_{пт} \sqrt{\frac{\mu_0}{2\sigma\omega}}.$$

З виразів питомої ємності та ефективної діелектричної проникності МСЛ отримуємо вираз для тангенса кута металічних втрат у наближенні нескінченно широких електродів:

$$\lim_{\frac{w}{h} \rightarrow \infty} \operatorname{tg} \delta_{eff\ m} = \sqrt{\frac{1}{2\sigma\omega\mu_0}} \frac{1}{h+d}. \quad (4.47)$$

Використовуючи двовимірний МСЕ для розрахунку тангенса кута металічних втрат у випадку скінченної ширини сигнального електрода враховано, що стала згасання в лінії, визначається наступним чином [146, с.80]:

$$\alpha_m = \frac{P_m}{2P},$$

де  $P_m = \frac{R_s}{2} \oint_L |\mathbf{H}_\tau|^2 dl$  – потужність втрат в металі на одиницю довжини ЛП,  $\mathbf{H}_\tau$  – тангенціальна складова вектора магнітного поля на металевих поверхнях,  $L$  – контури усіх металічних поверхонь,  $P$  – потужність, що переноситься через поперечний переріз ЛП площею  $S$ , яка розраховується за формулою (3.10).

Враховуючи, що для малих  $\text{tg} \delta_{eff\ m}$ , коли  $\alpha_m \ll \sqrt{\epsilon_{eff}} k$ ,  $\alpha_m \approx \frac{1}{2} \sqrt{\epsilon_{eff}} k \text{tg} \delta_{eff\ m}$ , використовуючи вирази для напруженості магнітного поля, які наведені в підрозділі 4.1.1.1, формулу (4.21) та формулу для поверхневого опору скін-шару  $R_s$ , отримаємо:

$$\text{tg} \delta_{eff\ m} = \sqrt{\frac{1}{2\sigma\omega\mu_0\epsilon_{eff}}} \frac{\oint_L \epsilon^2(l) \frac{k^2}{\beta_z^2} \left( \frac{\partial\psi}{\partial y} \cos\alpha_x + \frac{\partial\psi}{\partial x} \cos\alpha_y \right)^2 dl}{\sum_{i=1}^N \left( \epsilon_i \frac{k}{\beta_z} \iint_{S_i} \left( \left( \frac{\partial\psi}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial\psi}{\partial y} \right)^2 \right) dx dy \right)},$$

де  $\epsilon(l)$  – відносна діелектрична проникність середовища вздовж контуру інтегрування,  $\cos\alpha_x$  та  $\cos\alpha_y$  – направляючі косинуси напрямку інтегрування. Зміст інших позначень подається у підрозділі 4.1.1.1.

У разі використання тривимірного МСЕ та МСІ  $\text{tg} \delta_{eff\ m}$  знаходився з (4.38) та (4.45) в припущенні, що підкладка виконана з ідеально діелектрика без втрат (тобто  $\text{tg} \delta=0$ ). Щоб отримані результати не залежали від конкретного металу, товщини підкладки та частоти, вони були нормовані на товщину підкладки та корінь квадратний з добутку питомої електропровідності металу на робочу частоту відповідно.

Для металічних втрат формула (4.47) визначає нижні асимптоти аналогічних залежностей у випадку скінченої ширини електродів. Це пов'язано зі збільшенням тангенціальної до площини електрода складової напруженості магнітного поля за умови зменшення ширини електрода.

На рис. 4.29а показано розрахункові дані тангенса кута втрат в металевих частинах мікромеханічно перелаштовуваної МСЛ для різних відношень ширини сигнального електрода до товщини підкладки з різною діелектричною проникністю.

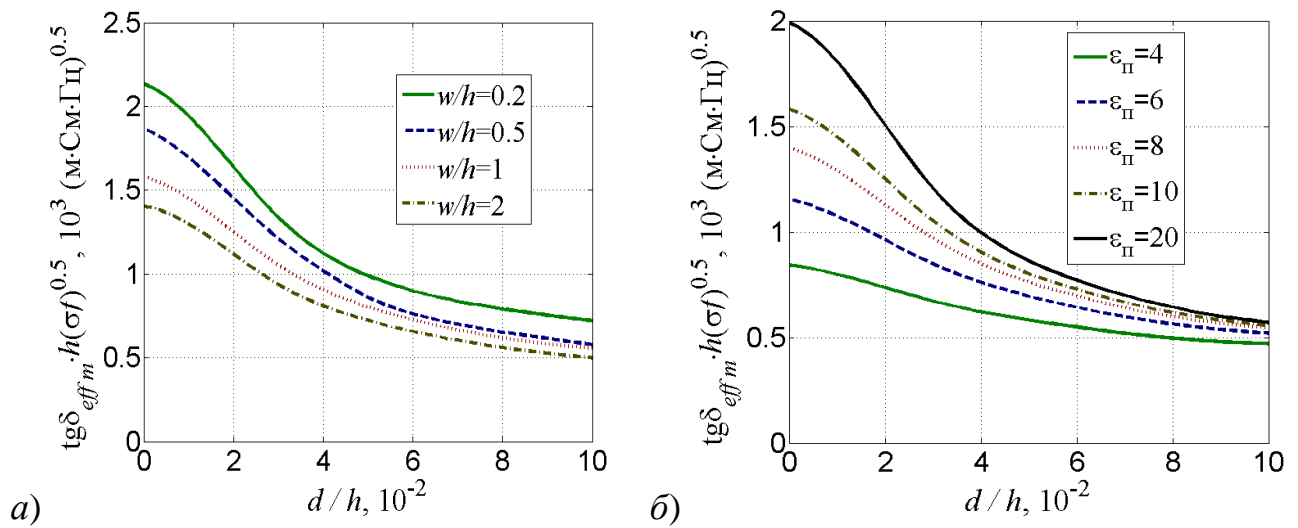


Рис. 4.29. Залежності нормованого ефективного тангенса кута металічних втрат від нормованої величини повітряного проміжку для різних співвідношень між шириною сигнального електрода та товщиною підкладки і  $\epsilon_{II} = 10$  (а) та для різних значень діелектричної проникності підкладки і  $w/h = 1$  (б).

Як видно з рис. 4.29 металічні втрати, як і діелектричні, зменшуються в результаті збільшення повітряного проміжку між електродом та підкладкою, що вказує про відсутність додаткових втрат, викликаних методом перелаштування характеристик приладу. Разом з тим, металічні втрати зростають в результаті збільшення діелектричної проникності та зменшення товщини підкладки, що вступає в протиріччя з ефективністю перелаштування, оскільки вказані чинники зменшують необхідні переміщення для перелаштування та збільшують діапазон зміни ефективної діелектричної проникності за умови одних і тих же переміщень. Тому, якщо металічні втрати домінують над діелектричними, то потрібен пошук компромісу між високою ефективністю перелаштування та низькими втратами.

### 4.3. Керовані фазообертачі на основі мікросмужкових та копланарних ліній

Найважливішими параметрами фазообертача є діапазон і характер зміни диференціального фазового зсуву, смуга робочих частот, втрати, що вносяться, швидкодія приладу, а також витрати енергії на керування.

#### 4.3.1. Обґрунтування конструкцій фазообертачів на основі смужкових ліній

Одна з перших робіт з електромеханічного керування фазообертачами в діапазоні НВЧ була реалізована як хвилеводний фазообертач в 1988 р. [190]. Пізніше зарубіжними авторами описані спроби створення фазообертачів з електромеханічним управлінням [33, 34] на основі інтегральних ЛП, як показано на рис. 4.30. Над МСЛ розміщується діелектрична пластина. За допомогою п'єзоелектричного актюатора змінюється повітряний зазор між діелектричною пластиною і сигнальним електродом МСЛ. Такий спосіб керування фазовим зсувом також може бути використаний у фазообертачах на основі інших типів ЛП, таких як копланарна та щілинна лінії, які також широко використовуються в інтегральних мікросхемах НВЧ [191, 192]. Істотною перевагою такого фазообертача на основі МСЛ або КЛ з мікромеханічним керуванням є те, що в ЛП такого типу поширюється квазі-*ТЕМ* хвиля, яка не схильна дисперсії, що робить прилад досить широкосмуговим. Ще однією перевагою такої лінії є малі втрати в порівнянні з пристроями такого ж класу, описаними раніше.

У такому приладі лінії електричного поля, починаючись на одному з електродів МСЛ, замикаються через підкладку, повітряний зазор і рухомий діелектрик на іншому її електроді. Оскільки в результаті зміни повітряного зазору між сигнальним електродом і рухомим діелектриком відбувається перерозподіл електромагнітного поля в поперечному перерізі пристрою між його діелектричною та повітряною частинами, змінюється і величина ефективної проникності приладу, що еквівалентно зміні електричної довжини лінії. За рахунок цього, зміна керуючого зазору між сигнальним електродом і рухомим діелектриком призводить до фазового зсуву сигналу.

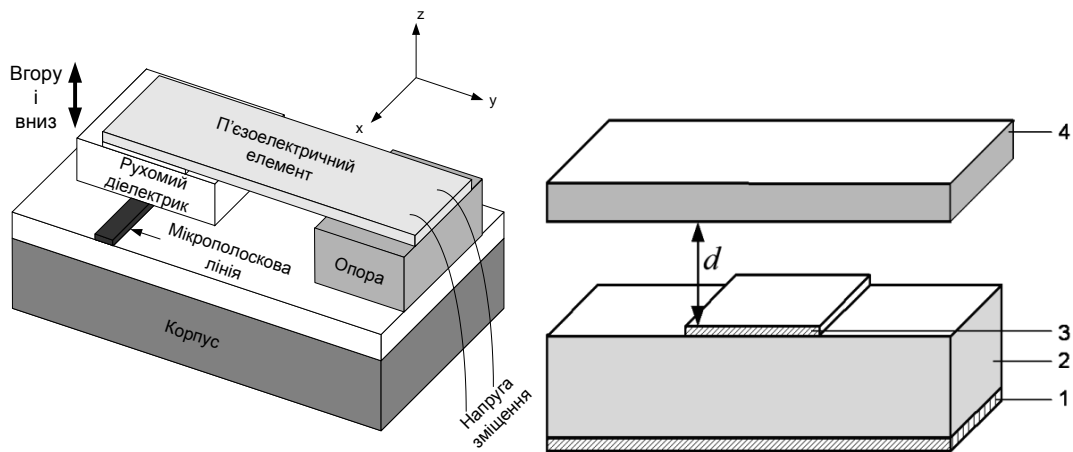


Рис. 4.30. Фазообертач з п'єзокеруванням: 1 – заземлюючий електрод, 2 – підкладка, 3 – сигнальний електрод, 4 – рухомий діелектрик.

До недоліків даного пристрою слід віднести малий фазовий зсув в результаті досить великих переміщень рухомого діелектрика (автори повідомляють про переміщення близько 3 мм). Це пояснюється тим, що електромагнітне поле МСЛ сконцентровано переважно в міжелектродному просторі і тому слабо збурюється рухомим діелектриком. Очевидно, що сильне управління може бути досягнуто більш істотним збуренням електромагнітного поля.

Один із способів поліпшення характеристик описаного вище пристрою був описаний у [193, 194]. На шляху силових ліній електричного поля пропонується ввести додаткову неоднорідність у вигляді повітряного зазору змінної величини, який виникає між поверхнею підкладки і «відривним» сигнальним електродом, який переміщується разом з рухомим діелектриком, як це показано на рис. 4.15 а.

На рис. 4.31а показано залежності ефективної діелектричної проникності від величини повітряного зазору для ЛП, зображених на рис. 4.30, рис. 4.15а, які були розраховані за методиками, описаними в підрозділі 4.1.1. Як видно з наведених графіків, в конструкції з рухомим сигнальним електродом, ефективна діелектрична проникність змінюється значно сильніше, ніж в конструкції із закріпленим на підкладці електродом та рухомим діелектриком.

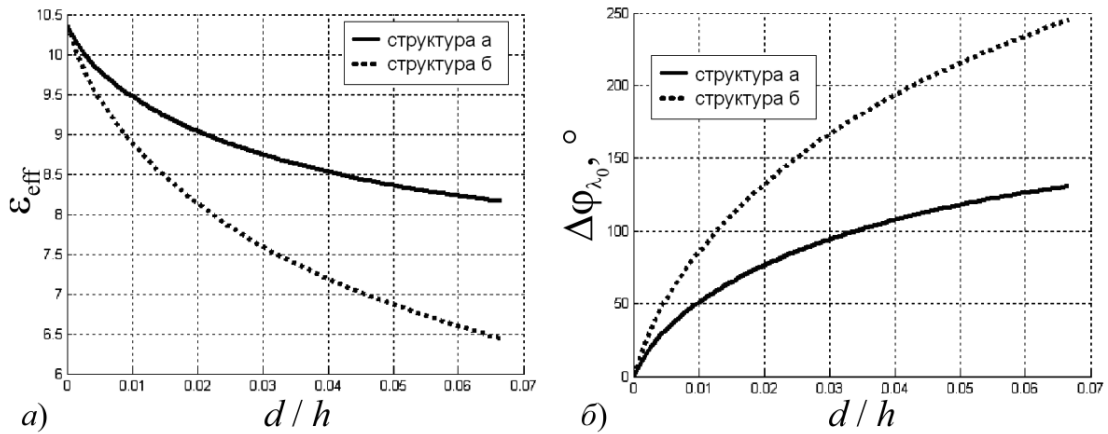


Рис. 4.31. Залежності ефективних параметрів фазообертачів, наведених на рис.4.30 (структура а) і рис. 4.15 а (структура б), від величини керуючого зазору: а – залежність ефективної діелектричної проникності, б – залежність фазового зсуву пристрою на довжині приладу, що дорівнює довжині хвилі у вакуумі.

Оскільки в таких ЛП поширюється квазі-*ТЕМ* хвиля, ефективна діелектрична проникність визначає постійну поширення хвилі і, відповідно, набіг фази на відріжку ЛП. Допускаючи, що у відріжку лінії довжиною  $L$  і з ефективною діелектричною проникністю  $\varepsilon_{eff}$ , поширюється *ТЕМ*-хвиля, набіг фази на цьому відріжку становитиме:

$$\varphi_L = 2\pi\sqrt{\varepsilon_{eff}} \frac{L}{\lambda_0}, \quad (4.48)$$

де  $\lambda_0$  – довжина хвилі у вакуумі.

Використовуючи формулу (4.48) можна розрахувати величину відносного фазового зсуву електромагнітної хвилі, який відповідає різним величинам керуючого зазору  $\Delta$ , якому відповідають різні значення ефективної діелектричної проникності. Розраховані залежності для аналізованої пари пристроїв показано на рис.4.31б. Діелектрична проникність підкладки  $\varepsilon_{п} = 12$ , діелектрична проникність пластини, на якій закріплений сигнальний електрод  $\varepsilon_{рд} = 12$ . Тут і далі відносний фазовий зсув розрахований для пристрою довжиною, що дорівнює довжині хвилі у вакуумі. Як видно з наведених залежностей, конструкція з рухомим електродом забезпечує відносний фазовий зсув практично вдвічі більший, ніж конструкція із закріпленим на підкладці електродом.

Названі переваги конструкції фазообертача з сигнальним електродом, закріп-  
ним на рухомому діелектрику, пов'язані з особливостями розподілу електромагнітно-  
го поля. Дійсно, поле МСЛ зосереджено переважно між електродами, тому навіть  
значні переміщення рухомого діелектрика не призводять до суттєвого перерозподілу  
електромагнітного поля приладу. У конструкції з сигнальним електродом, прикріп-  
леним до рухомого діелектрика, електромагнітне поле також зосереджено між елект-  
родами. Однак у цьому випадку на шляху силових ліній поля знаходиться сильна не-  
однорідність у вигляді повітряного зазору, який має діелектричну проникність, рівну  
одиниці, і яка значно відрізняється від діелектричної проникності підкладки.

Відмінною рисою запропонованого способу управління є більш низький, порів-  
няно з конструкцією з сигнальним електродом, зафіксованим на підкладці, рівень  
внесених втрат, які переважно зумовлені втратами в діелектричних шарах і можуть  
бути малими в разі використання високодобротних матеріалів. Ця особливість підт-  
верджується розрахунками, наведеними на рис. 4.32. Тут і далі залежності розрахо-  
вані для пристрою довжиною, що дорівнює довжині хвилі у вакуумі. Цей ефект по-  
в'язаний з тим, що поле хвилі, що поширюється в МСЛ з електродом, зафіксованим  
на підкладці, зосереджено переважно в підкладці, а рухомий діелектрик взаємодіє з  
тією частиною поля, що виходить в повітря і яка складає незначну частину. Навпаки,  
поле лінії з відривним електродом перерозподіляється між діелектричною підклад-  
кою і повітряним зазором на користь останнього, що і призводить до зменшення рів-  
ня діелектричних втрат в діелектричних частинах пристрою. Внесок втрат, зумовле-  
них скінченою провідністю металевих електродів, також менше для структури з елек-  
тродом, зафіксованим на рухомому діелектрику.

Відповідно до проведеного аналізу, за вибраних умов фазообертач на основі МСЛ  
з рухомим сигнальним електродом характеризується більшим максимально можли-  
вим фазовим зсувом порівняно з конструкцією, в якій сигнальний електрод закріп-  
лений на підкладці. Тим не менш, за певних умов може спостерігатися протилежне  
співвідношення.

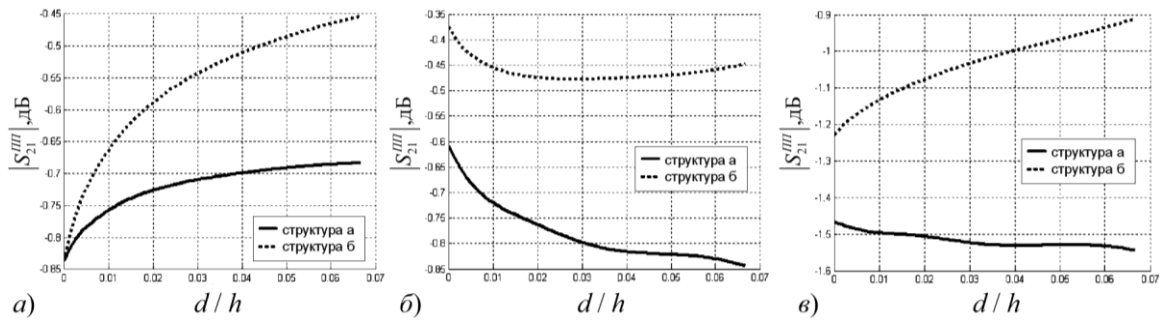


Рис. 4.32. Залежність внесених втрат від величини керуючого зазору для конструкцій фазообертачів, наведених на рис. 4.30 (структура а) і рис. 4.15 а (структура б): а) – залежність вкладу діелектричних втрат в діелектричних частинах конструкції, б) – залежність вкладу омичних втрат в електродах, в) – залежність сумарних втрат в фазообертачах.

Електромагнітні процеси в поперечному перерізі ЛП описуються розподілом силових ліній поля (рис. 4.33). Якісно ці процеси зручно аналізувати за допомогою схемної моделі, показаної на рис. 4.34. За допомогою площин поперечний переріз пристрою можна умовно розділити на кілька областей. При цьому поле в поперечному перерізі пристрою можна розділити на поля конденсаторів, утворених умовними площинами. Так, конденсатор  $C_{s1}$  моделює ту частину поля, силові лінії якого починаються на сигнальному електроді, проходять через підкладку і замикаються на заземлювальному електроді. Інший шлях силових ліній електричного поля можна описати послідовним включенням чотирьох конденсаторів –  $C_{g1}$ ,  $C_d$ ,  $C_{g2}$  і  $C_{s2}$  (рис. 4.34). Він пролягає від сигнального електрода через повітряний зазор над ним (описується  $C_{g1}$ ), далі через рухомий діелектрик (описується  $C_d$ ), повітряний зазор збоку від сигнального електрода (описується  $C_{g2}$ ) і через підкладку замикається на заземлюючий електрод ( $C_{s2}$ ).

Ємності  $C_{s1}$ ,  $C_{s2}$  і  $C_d$  є квазісталими і залежать від електрофізичних властивостей підкладки і діелектрика відповідно.  $C_{g1}$  і  $C_{g2}$  є змінними ємностями, які залежать не тільки від електрофізичних властивостей матеріалів, але і мають яскраво виражену залежність від величини відстані між рухомих діелектриком і підкладкою.



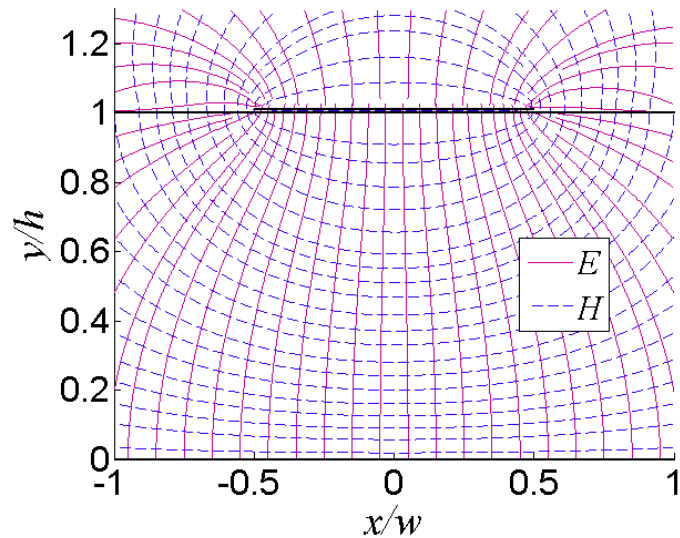


Рис. 4.33. Силові лінії електромагнітного поля в мікромеханічно перелаштовуваній МСЛ, що наведена на рис. 4.21, з параметрами  $\epsilon_{\text{п}} = 10$ ,  $w/h = 0,7$ ,  $d/h = 0.01$ .

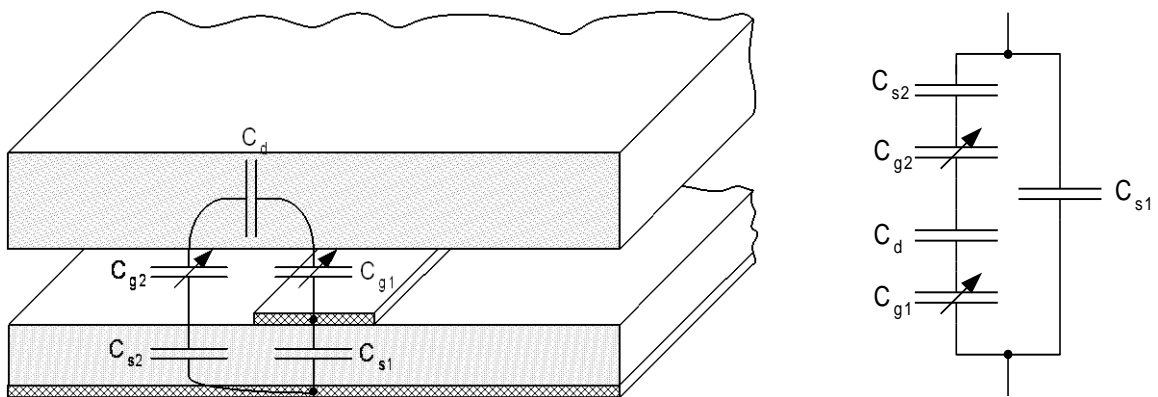


Рис. 4.34. Схемна модель фазообертача з електро механічним управлінням і сигнальним електродом, зафіксованим на підкладці

Застосуємо подібний підхід для опису поля в поперечному перерізі приладу з рухомих сигнальним електродом. Розсікаючи умовними площинами поперечний переріз приладу, можна виділити два шляхи силових ліній електричного поля (рис. 4.35):

1. Від сигнального електрода через повітряний зазор під ним і далі через підкладку до заземлюючого електрода. Цей шлях моделюється послідовно з'єднаними конденсаторами  $C_{g1}$  і  $C_{s1}$  відповідно;

2. Від сигнального електрода через рухомий діелектрик, повітряний зазор збоку від сигнального електрода і далі через підкладку до заземлюючого електрода. Цей шлях моделюється послідовно з'єднаними конденсаторами  $C_d$ ,  $C_{g2}$  і  $C_{s2}$  відповідно.

Як і в попередньому випадку, ємності  $C_{s1}$ ,  $C_{s2}$  і  $C_d$  є квазісталіми, а  $C_{g1}$  і  $C_{g2}$  істотно залежать від величини повітряного зазору між підкладкою і рухомих діелектриком.

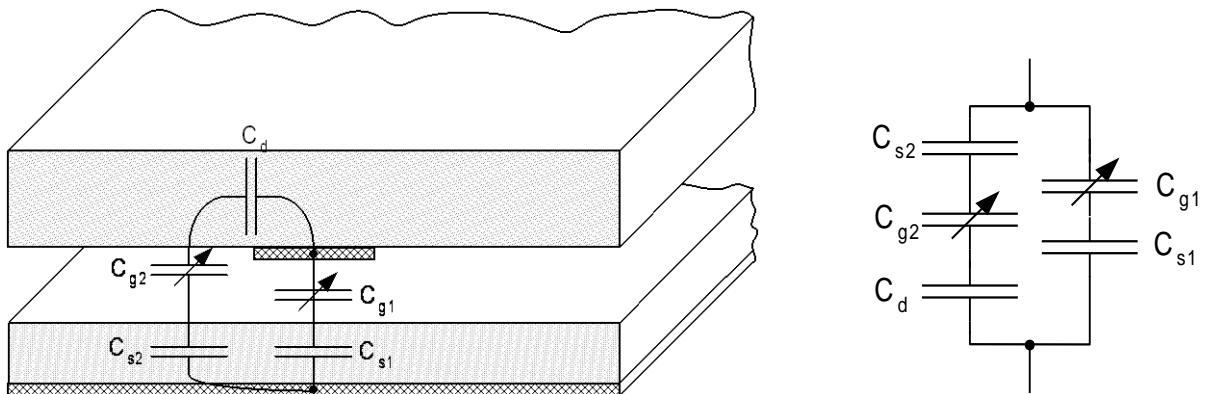


Рис. 4.35. Схемна модель фазообертача з електромеханічним керуванням і сигнальним електродом, зафіксованим на рухомому діелектрику.

Оскільки діелектричні проникності діелектрика і підкладки більші від одиниці, то ємності  $C_{s1}$ ,  $C_{s2}$  і  $C_d$  досить великі. Ємності  $C_{g1}$  і  $C_{g2}$  сильно залежать від величини повітряного зазору. У випадку малих зазорів ці ємності можуть мати приблизно той же порядок, що і  $C_{s1}$ ,  $C_{s2}$  та  $C_d$ . В міру збільшення повітряного зазору ємності  $C_{g1}$  і  $C_{g2}$  істотно зменшуються.

У конструкції з електродом, закріпленим на підкладці, послідовно включені ємності  $C_{g1}$ ,  $C_d$ ,  $C_{g2}$  і  $C_{s2}$  (рис. 4.35). Для послідовного включення конденсаторів вирішальну роль відіграє той, у якого найменша ємність. У випадку великих зазорів ємності  $C_{g1}$  і  $C_{g2}$  будуть визначати ємність всієї послідовної гілки, нівелюючи внесок  $C_d$  і  $C_{s2}$ . Разом з тим, послідовна гілка паралельна конденсатору  $C_{s1}$ , внесок якого у еквівалентну ємність залишається незмінним. Тому показники конструкції з

електродом, закріпленим на підкладці, залежать від співвідношення ємностей  $C_d$ ,  $C_{s1}$  і  $C_{s2}$ , тобто проникностей підкладки і рухомого діелектрика.

У конструкції з рухомим сигнальним електродом змінні конденсатори  $C_{g1}$ , и  $C_{g2}$  включені послідовно в обох гілках. Тому в разі збільшення повітряного зазору вони нівелюють як внесок ємностей  $C_d$  і  $C_{s2}$ , так і внесок  $C_{s1}$ .

За інших рівних умов та за більших зазорів конструкція з рухомим сигнальним електродом дає більшу зміну ефективних параметрів лінії, і, отже, більший диференціальний фазовий зсув. З іншого боку, в конструкції з фіксованим сигнальним електродом пригнічується тільки вклад  $C_d$  і  $C_{s2}$ , а внесок  $C_{s1}$  залишається незмінним. Тоді в конструкції, де проникність рухомого діелектрика істотно перевершує проникність підкладки, за малих зазорів можлива сильна зміна ефективних параметрів лінії, пов'язана з пригніченням вкладу великої компоненти  $C_d$ . Тому в разі малих зазорів можлива ситуація, коли конструкція з сигнальним електродом, зафіксованим на підкладці, дозволить отримати більший фазовий зсув, ніж конструкція з сигнальним електродом, зафіксованим на рухомому діелектрику. Приклад такої ситуації наведений на рис. 4.36. Розрахунки проведено для випадку, коли діелектрична проникність рухомого діелектрика ( $\epsilon_{рд} = 100$ ) значно більше за діелектричну проникність підкладки ( $\epsilon_{п} = 4,3$ ).

Як видно на рис. 4.36, за малих зазорів конструкція з сигнальним електродом, зафіксованим на підкладці, дає переваги перед конструкцією з сигнальним електродом, зафіксованим на рухомому діелектрику. У разі ж великих зазорів спостерігається зворотна ситуація.

Зазвичай під час механічного способу управління область малих зазорів є «мертвою зоною», недоступною для практичного використання через нерівності дотичних поверхонь, їх перекосів і т.п. Тим не менш, виявлені особливості можуть бути вигідно використані, коли потрібно забезпечити високу чутливість у разі малих переміщень. Завдяки високій чутливості стає можливими застосування швидкодіючих п'єзоактюаторів, які зазвичай реалізують переміщення на десятки мікрометрів [195].

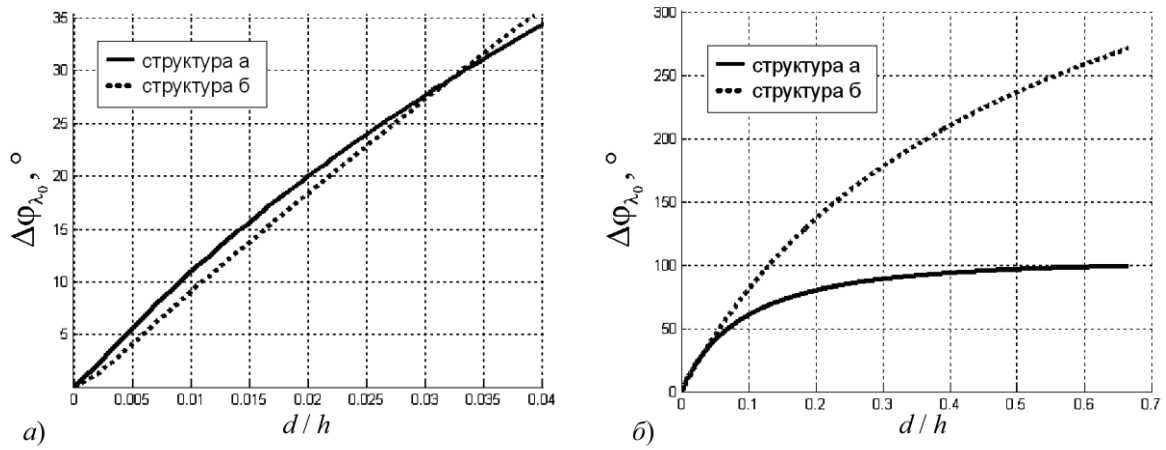


Рис. 4.36. Приклад розрахунку залежності відносного фазового зсуву від величини керуючого зазору в різних масштабах в фазообертачах на основі МСЛ з фіксованим електродом (структура а) і з рухомих електродом (структура б).

У певних ситуаціях може виявитися, що переміщення сигнального електрода МСЛ може бути утрудненим. Оскільки ефект поліпшення управління конструкції з відривним сигнальним електродом пов'язаний з перерозподілом енергії електромагнітної хвилі між повітряними і діелектричними частинами пристрою, то управління можна реалізувати, переміщуючи загальний заземлюючий електрод. Порівняємо характеристики конструкцій, наведених на рис. 4.37.

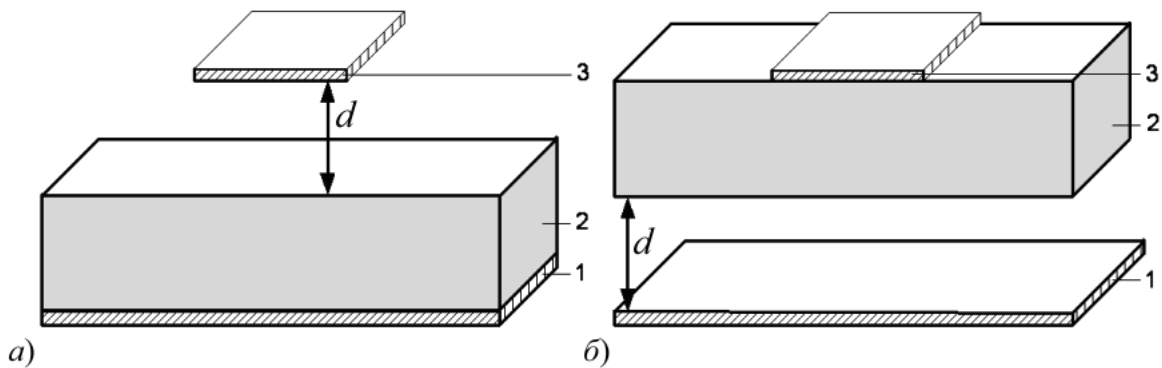


Рис. 4.37. Фазообертачі на основі МСЛ: а) з переміщуванним сигнальним електродом, б) з переміщуванним заземлюючим електродом: 1 – заземлюючий електрод, 2 – підкладка, 3 – сигнальний електрод.

Чутливість характеристик фазообертачів на основі МСЛ з переміщуванним сигнальним електродом залежить від кількох факторів: співвідношення ширини рухомого електрода і товщини підкладки  $w/h$ , співвідношення діелектричної проникності пі-

дкладки і рухомого діелектрика. Наведені на рис. 4.38 залежності показують, що чим менше відношення  $w/h$ , тим вище показники чутливості. Таким чином, відносне переміщення  $d/h$  для створення необхідних фазових зсувів може бути зменшене за рахунок зменшення відношення  $w/h$ . При цьому абсолютне значення необхідних переміщень  $d$  може бути зменшене шляхом зменшення товщини підкладки  $h$ .

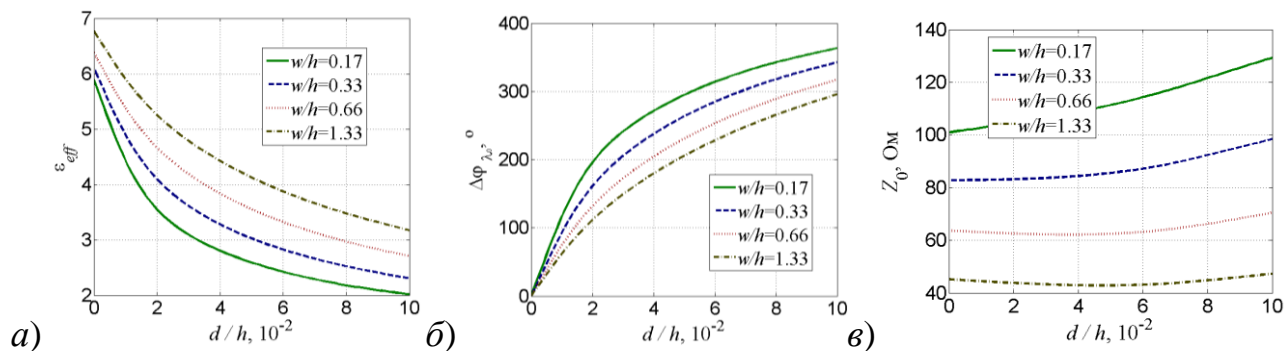


Рис. 4.38. Залежності ефективних параметрів фазообертача на основі МСЛ з переміщуваним сигнальним електродом від величини керуючого зазору для різних співвідношень ширини сигнального електрода і товщини підкладки: а) – ефективної діелектричної проникності  $\epsilon_{eff}$ , б) – відносного фазового зсуву на одиницю довжини хвилі у вакуумі  $\varphi_{\lambda_0}$ , в) – характеристичного опору  $Z_0$ .  $\epsilon_{\Pi} = 10$

Разом з тим, як видно на рис. 4.39, під час переміщення заземлюючого електрода вплив відношення  $w/h$  на чутливість зміни фази має протилежні тенденції в порівнянні з попередньою конструкцією. З використанням схемної моделі, подібної до наведеної на рис. 4.35, цей ефект пояснюється тим, що збільшення відношення  $w/h$  призводить до збільшення сталої ємності і підвищення впливу на сумарну ємність повітряної ємності між підкладкою і заземлюючим електродом, що змінюється в процесі переміщення останнього.

Як видно з наведених графіків, переміщення нижнього заземлюючого електрода так само, як і у випадку з переміщенням сигнального електрода МСЛ, дозволяє управляти величиною фазового зсуву в приладі. Проте ефективність цього управління набагато нижча, оскільки напруженість поля в області повітряного зазору у випадку переміщення заземлюючого електрода істотно нижча, ніж у разі переміщення

сигнального електрода, тому ефект перерозподілу енергії електромагнітної хвилі між повітрям і діелектриком виражений меншою мірою.

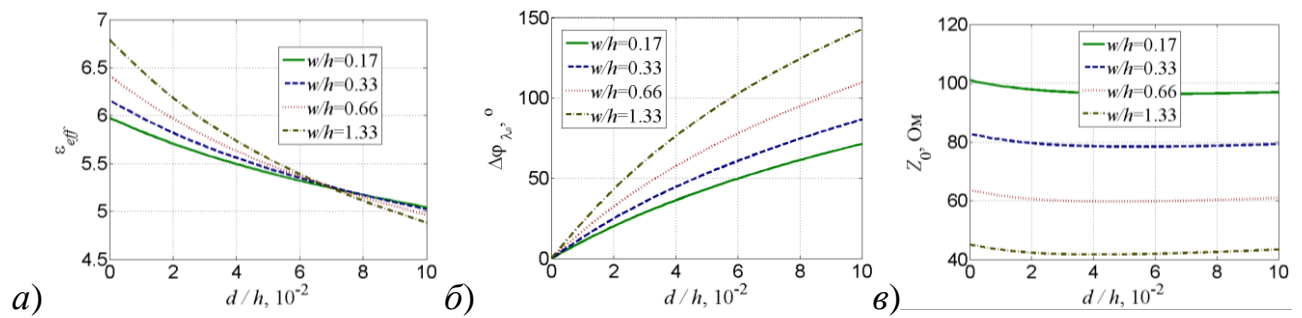


Рис. 4.39. Залежності ефективних параметрів фазообертача на основі МСЛ з переміщуваним заземлюючим електродом від нормованого керуючого зазору для різних співвідношень ширини сигнального електрода і товщини підкладки: а) – ефективної діелектричної проникності  $\epsilon_{eff}$ , б) – відносного фазового зсуву на одиницю довжини хвилі у вакуумі  $\varphi_{\lambda_0}$ , в) – характеристичного опору  $Z_0 \cdot \epsilon_n = 10$

Таким чином, цей варіант фазообертача можна рекомендувати в тому випадку, коли конструктивно неможливо управляти переміщенням сигнального електрода в МСЛ. Крім цього, як видно з рис. 4.39в, характеристичний опір цієї конструкції суттєво менше залежить від повітряного зазору, а тому значно легше узгодити характеристичні опори фазообертаючої секції з вхідною та вихідною лініями, що може стати ще одним аргументом використання такого підходу.

Ефективність керування пристроєм залежить не тільки від геометричних особливостей конструкції, але і від використаних в пристрої матеріалів. В роботі [196] було показано, що чутливість приладу до зміни керуючого параметра, а саме, величини повітряного зазору, залежить від співвідношення діелектричної проникності підкладки, повітря та діелектрика. Проаналізуємо зв'язок характеристик приладу з величиною діелектричної проникності його частин. Для цього розрахуємо характеристики приладу для різних значень діелектричної проникності рухомого діелектрика [197].

Розглянемо вплив діелектричної проникності рухомого діелектрика на характеристики фазообертача. Показані на рис. 4.40 залежності ілюструють цікаву особливість. Так, для конструкції з сигнальним електродом, зафіксованим на підкладці, збі-

льшення діелектричної проникності рухомого діелектрика призводить до істотного збільшення максимально можливого фазового зсуву за інших рівних умов.

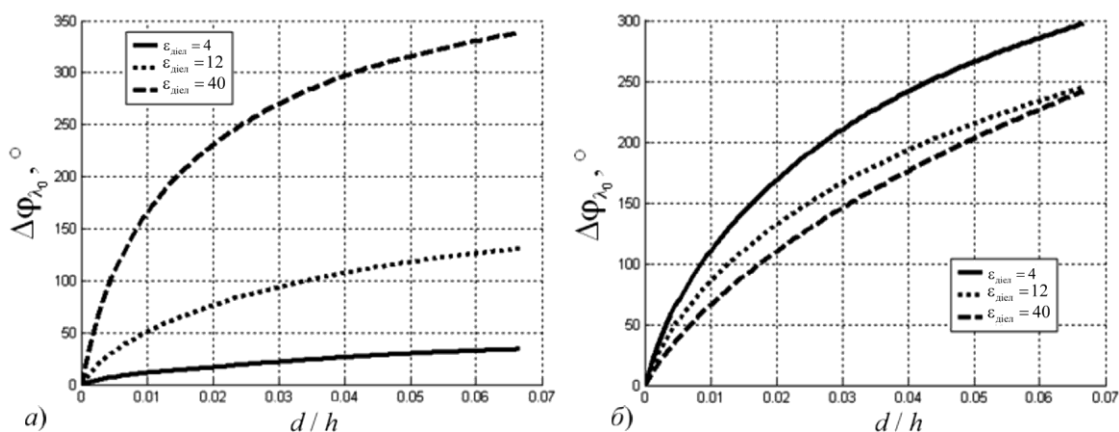


Рис. 4.40. Відносний фазовий зсув в пристрої довжиною в довжину хвилі у вакуумі, в конструкціях фазообертачів на основі МСЛ з сигнальним електродом: а) на підкладці, б) на рухомому діелектрику залежно від проникності рухомого діелектрика.

Діелектрична проникність підкладки  $\epsilon_{\text{п}} = 10$ .

Разом з тим, у запропонованій конструкції з сигнальним електродом, закріпленим на рухомому діелектрику, вплив діелектричної проникності рухомого діелектрика виражений слабше. При цьому абсолютні величини максимально можливого фазового зсуву для другої конструкції вищі за інших рівних умов. Це пояснюється описаними раніше особливостями розподілу електромагнітного поля в поперечному перерізі приладу. Тому у разі проектування фазообертачів з нерухомим сигнальним електродом для рухомого діелектрика необхідно використовувати матеріали з підвищеними значеннями діелектричної проникності, а застосування конструкцій з рухомих електродом дозволяє обійти цю вимогу.

Наведені на рис. 4.41 залежності показують, що керованість приладу також істотно залежить і від діелектричної проникності підкладки.

Чим більша різниця діелектричної проникності підкладки і повітря, тим сильніше виражений ефект перерозподілу енергії хвилі, що поширюється. Тому для зменшення величини необхідних переміщень слід вибирати підкладки з підвищеними значеннями діелектричної проникності.

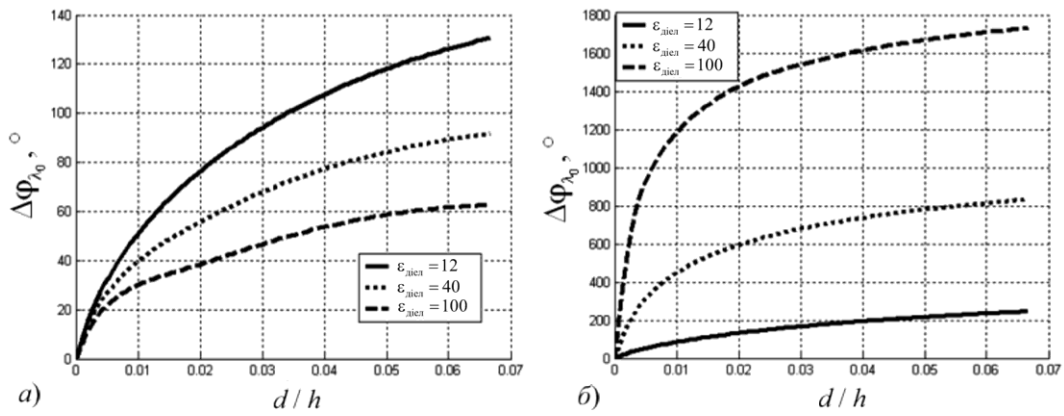


Рис. 4.41. Фазовий зсув, нормований на довжину хвилі у вакуумі, в фазообертачах на основі МСЛ з сигнальним електродом: *а)* на підкладці, *б)* на рухомому діелектрику залежно від проникності підкладки. Діелектрична проникність рухомого діелектрика  $\epsilon_{\text{рд}} = 12$ .

Таким чином, вищі показники керованості мають фазообертачі на основі ліній з низьким характеристичним опором, що може бути досягнуто використанням ліній з великим відношенням  $w/h$  і застосуванням підкладок з високою діелектричної проникністю.

Фазообертачі на основі ліній з низьким характеристичним опором слід включати в такі ділянки кола, які мають подібний характеристичний опір, інакше слід вжити заходів для узгодження низькоомної ділянки з іншою частиною кола. В результаті мікромеханічного керування фазообертачами на основі відрізків ЛП їх характеристичний опір може істотно змінюватися, тому слід віддавати перевагу широкосмуговим трансформаторам на основі плавних або багатоступневих переходів, оскільки в результаті їх використання якість узгодження у разі зміни характеристичного опору від розрахункової величини страждає меншою мірою.

Ідея побудови фазообертача шляхом переміщення діелектрика або сигнального електрода на рухомому діелектрику може бути також застосована і до КЛ [198, 199]. На рис. 4.42 схематично показано конструкції КЛ з рухомим керуючим діелектричним елементом і сигнальним електродом, розташованим на підкладці (рис. 4.42, а) і на рухомому діелектрику (рис. 4.42, б).



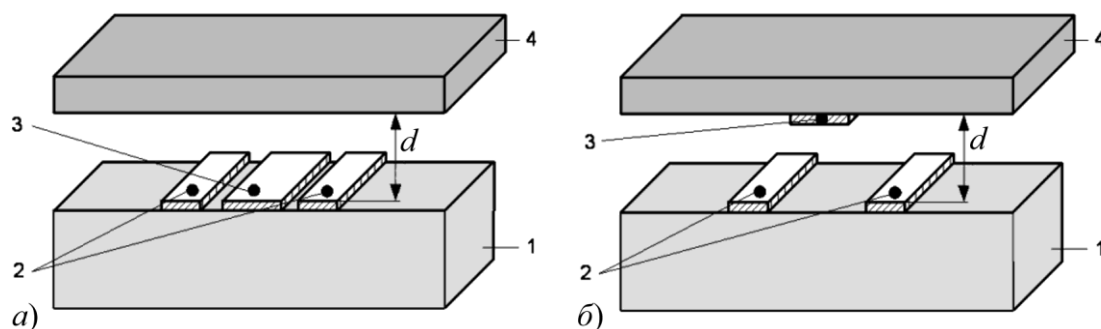


Рис. 4.42. Фазообертачі на основі КЛ з сигнальним електродом, закріпленим: а) – на підкладці, б) – на рухомому діелектрику: 1 – підкладка, 2 – заземлюючі електроди, 3 – сигнальний електрод, 4 – рухомий діелектрик.

На рис. 4.43 наведено характеристики конструкцій, які зображені на рис. 4.42 і розраховані за умов, коли діелектрична проникність підкладки  $\epsilon_{п} = 12$ , діелектрична проникність пластини, на якій розташовано сигнальний електрод  $\epsilon_{рд} = 12$ , а геометрія визначається відношенням  $w/b = 1$ .

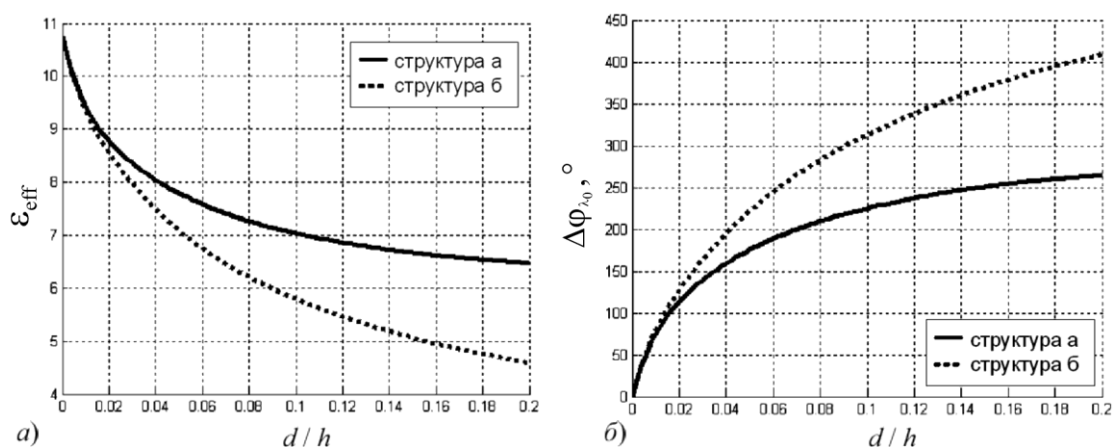


Рис. 4.43. Залежності ефективної діелектричної проникності (а) та фазового зсуву пристрою на довжині приладу, що дорівнює довжині хвилі у вакуумі (б) фазообертачів на основі КЛ з сигнальним електродом, закріпленим підкладці (структура а) і на рухомому діелектрику (структура б), від нормованого керуючого зазору.

Як видно з наведених залежностей, застосування рухомого електрода, за інших рівних умов, істотно підвищує максимальний фазовий зсув. Наприклад, для нормованого керуючого зазору  $d/b = 0,2$  максимально можливий фазовий зсув в конструкціях з розташованим на підкладці і на рухомому діелектрику сигнальному електроді,

відрізняється практично в два рази на користь останньої. Це говорить про доцільність застосування відриву електрода також і в КЛ.

У конструкції на основі КЛ з сигнальним електродом, який розташований на підкладці, електромагнітне поле сконцентровано в міжелектродному просторі та приповерхневому шарі підкладки, а в повітряному зазорі між підкладкою і рухомим діелектриком його густина менша [200]. Навпаки, в конструкції на основі КЛ з сигнальним електродом, що розташований на рухомому діелектрику, найбільша концентрація поля спостерігається в області повітряного зазору. Ці особливості визначають ефективність управління пристроєм. В конструкції, що наведена на рис. 4.42а, переміщення рухомого діелектрика впливає в такій мірі, наскільки його проникність перевершує проникність повітря. У той же час, для конструкції з сигнальним електродом, що розташований на рухомому діелектрику, проникність рухомого діелектрика робить істотний вплив якщо його проникність значно перевершує проникність підкладки.

Рис. 4.44 ілюструє вплив топологічних параметрів на ефективність керування фазовим зсувом. Як видно, показники керованості обох типів фазообертачів слабо залежать від геометрії лінії.

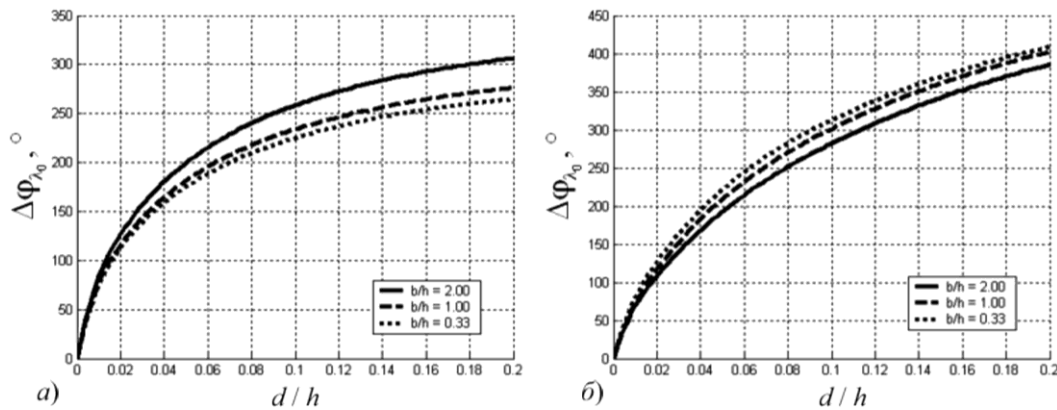


Рис. 4.44. Залежності фазового зсуву пристрою на довжині приладу, що дорівнює довжині хвилі у вакуумі для фазообертачів на основі КЛ з центральним електродом: *a)* на підкладці, *б)* на рухомому діелектрику, від нормованого керуючого зазору для різних відношень  $b/h$ .

Для використання конструкцій фазообертачів в монолітних інтегральних схемах НВЧ (ММІС) необхідна сумісність технології виготовлення елементів фазообертача з іншими елементами. В роботах [201, 202] розглянуті конструкції, які є сумісними з інтегральною технологією. Головна ідея таких конструкцій полягає в зміні місцями рухомого діелектрика та повітряного зазору. Для керування ефективною проникністю цього пристрою використовується металевий місток, який переміщується над ЛП. Для того, щоб отримати ефект перерозподілу електромагнітного поля між повітрям і діелектриком, між сигнальним і рухомим заземлюючим електродом розміщують діелектричну пластину, яка розташована впритул до підкладки, тобто електрод «прихований» в шарі діелектрика. Металевий місток відіграє роль заземлюючого електрода смужкової або МСЛ. Для його виготовлення може бути використана МЕМС-технологія.

Така конструкція зберігає високі показники керованості. Для кремнієвої підкладки та діелектрика, в який «прихований» електрод, виготовленого з нітриду кремнію, смужкова конструкція з характеристичним опором біля 50 Ом, довжиною, рівною довжині хвилі в вільному просторі, демонструє фазові зсуви більше  $100^\circ$  в результаті переміщень металевого містка на 5% від товщини підкладки, а мікросмужкова конструкція за тих же умов змінює фазу майже на  $50^\circ$ . Керованість конструкцій зростає разом зі збільшенням проникності діелектрика, в який «прихований» електрод та зі зменшенням характеристичного опору конструкції. Втрати в досліджених конструкціях склали біля 1дБ і можуть бути зменшені за рахунок використання узгоджувачів ланок та витравлення канавок під сигнальним електродом, як продемонстровано в роботах [203, 204].

Аналогічні конструкції на основі КЛ демонструють приблизно вдвічі кращі показники керованості за рівних інших умов.

Досліджені також конструкції, в яких над КЛ або МСЛ переміщується діелектрик з нанесеним зверху електродом. Така конструкція нагадує фазообертач з окремими МЕМС-варакторами [113], проте керований конденсатор розподілений уздовж МСЛ або КЛ. Характеристики таких фазообертачів наведено в роботі [205].

Недоліком запропонованих конструкцій фазообертачів є залежність фазового зсуву від частоти. Ця залежність може бути компенсована включенням відрізка лінії передачі з негативною дисперсією, так званої лівосторонньої лінії передачі (Left Hand Transmission Line – *LHTL*). Чисто лівосторонньої лінії передачі не існує, проте комбінація ліво- і правосторонньої лінії (Combined Right and Left Handed Transmission Line – *CRLHTL*) може бути отримана різними способами [206]. На низьких частотах (нижче частоти переходу) *CRLHTL* є еквівалентною *LHTL* і може бути використана для компенсації фазового зсуву. Така комбінація може бути розрахована з використанням хвильових матриць передачі. Результати розрахунку, які наведено в роботі [207], ілюструють, що в діапазоні частот 2...2,5 ГГц може бути досягнута компенсація частотної зміни фазового зсуву. Діапазон частот може бути розширений шляхом належного підбору параметрів фазообертача і лівосторонньої лінії.

#### **4.3.2. Експериментальне дослідження фазообертачів на основі смужкових ліній передачі**

В попередньому підрозділі були розглянуті нові конструкції фазообертачів на основі інтегральних ЛП НВЧ. Як один з можливих показників якості пристрою був обраний максимально можливий диференційний фазовий зсув. Становить інтерес задача експериментальної верифікації розрахункових прогнозів фазового зсуву наведених пристроїв. Для цього за допомогою макета, розглянутого в підрозділі 4.1.2, були виміряні керуючі характеристики пропонованих пристроїв і порівняні з результатами моделювання.

Для дослідження фазообертачів на основі МСЛ були проаналізовані розрахунковим шляхом і виміряні характеристики експериментальних макетів з наступними значеннями параметрів: частота  $f = 5$  ГГц, довжина підкладки 40 мм, ширина підкладки 30 мм, товщина підкладки 1,6 мм, діелектрична проникність підкладки  $\epsilon_{II} = 4,3$ , ширина сигнального електрода 3 мм. Довжина рухомого діелектрика – 30 мм, його ширина – 30 мм, товщина – 10 мм. На рис. 4.45а наведено порівняння розрахункових даних з результатами експерименту для конструкцій з рухомим сиг-

нальним електродом і сигнальним електродом, зафіксованим на підкладці, коли як рухомий діелектрик використовується тефлон ( $\epsilon_{рд} = 2,08$ ).

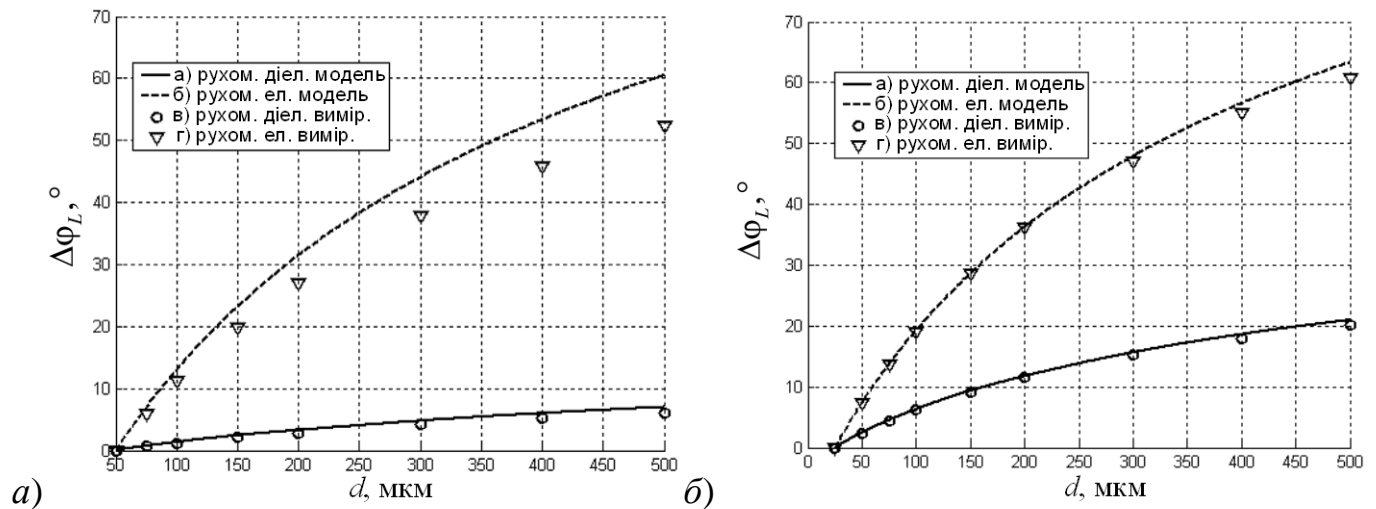


Рис. 4.45. Результати розрахунку (криві а і б) і вимірювань (криві в і г) відносного фазового зсуву в градусах на довжину вимірювальної комірки для конструкцій, наведених на рис. 4.30 (криві а і в) і рис. 4.15а (криві б і г), рухомий діелектрик – тефлон (а) та бакеліт (б).

На рис. 4.45б показано результати розрахунку та експериментальні дані для такої ж конструкції, але у разі використання для рухомого діелектрика бакеліту з  $\epsilon_{рд} = 3,85$ .

Подібні вимірювання також були проведені у разі використання як рухомого діелектрика полікору з  $\epsilon_{рд} = 10$ . Для зменшення впливу металевої рухомої платформи зразок довжиною 20 мм, шириною 20 мм, товщиною 1 мм кріпився до цієї платформи через тефлонову підставку розмірами 30 мм  $\times$  30 мм  $\times$  10 мм. Результати розрахунку і вимірювань показано на рис. 4.46.

Як зазначалося в раніше проведеному аналізі, під час керування фазообертачами шляхом механічного переміщення над поверхнею інтегральної ЛП діелектричного тіла і електрода лінії, відбувається зміна характеристичного опору. Крім того, виникають неоднорідності, які також можуть погіршувати характеристики пристрою. Для оцінки цих факторів на рис. 4.47 показано виміряні АЧХ фазообертача на основі МСЛ з переміщуваним сигнальним електродом, що нанесений на тефлон.

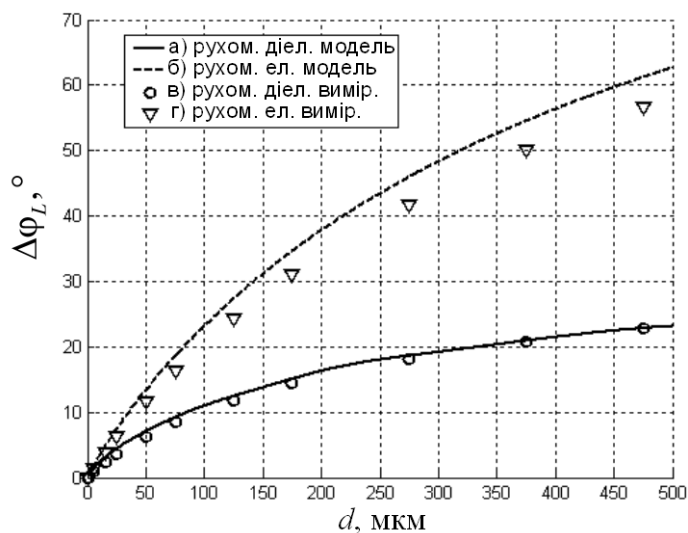


Рис. 4.46. Результати розрахунку (криві а і б) і вимірювань (криві в і г) фазового зсуву в градусах на довжину вимірювальної комірки для конструкцій, наведених на рис. 4.30 (криві а і в) і рис. 4.15а (криві б і г), рухомий діелектрик - полікор на тефлоновій підставці.

На рис. 4.48 і рис. 4.49 показано виміряні АЧХ фазообертача на основі МСЛ з фіксованим і рухомим електродом відповідно, коли як рухомий діелектрик використаний полікор. Як видно з наведених залежностей, у разі використання діелектрика з низькою проникністю АЧХ приладу досить лінійна і рівномірна в широкому діапазоні частот. Однак під час використання діелектриків з підвищеними значеннями діелектричної проникності АЧХ приладу погіршується в процесі управління, хоча в цьому конкретному випадку спостерігається падіння коефіцієнта передачі з  $-1$  дБ всього до  $-1,5$  дБ. Порушення рівномірності характеристики обумовлені недосконалістю використаного макета, де не було зроблено спроб узгодити частини пристрою.

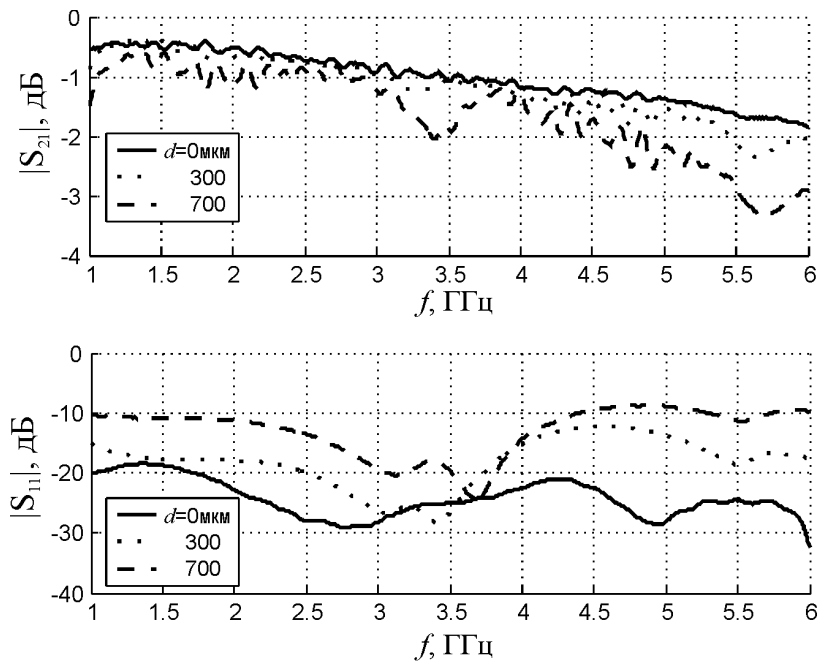


Рис. 4.47. Виміряна АЧХ фазообертача на основі МСЛ з рухомим сигнальним електродом, нанесеним на тефлон.

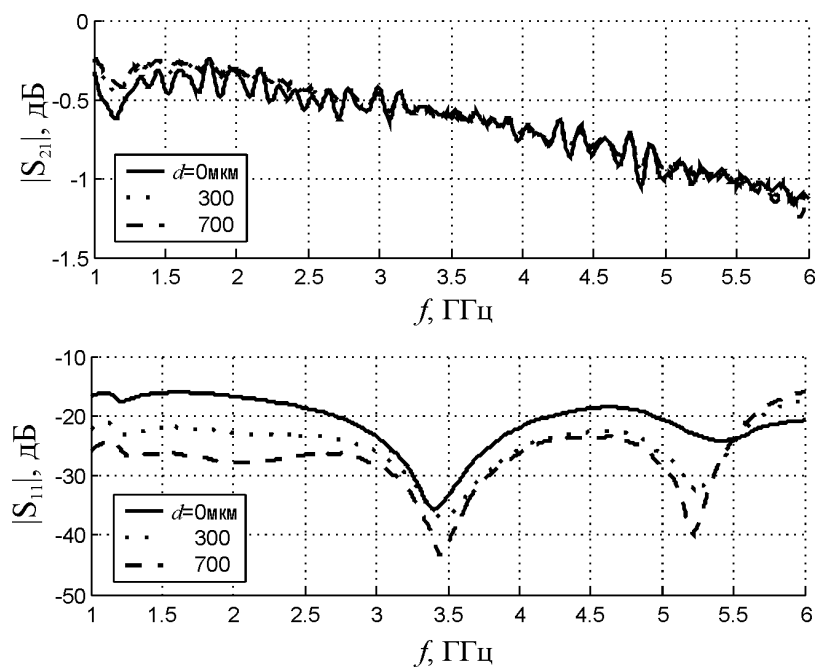


Рис. 4.48. Виміряна АЧХ фазообертача на основі МСЛ з фіксованим сигнальним електродом. Рухомий діелектрик – полікор.

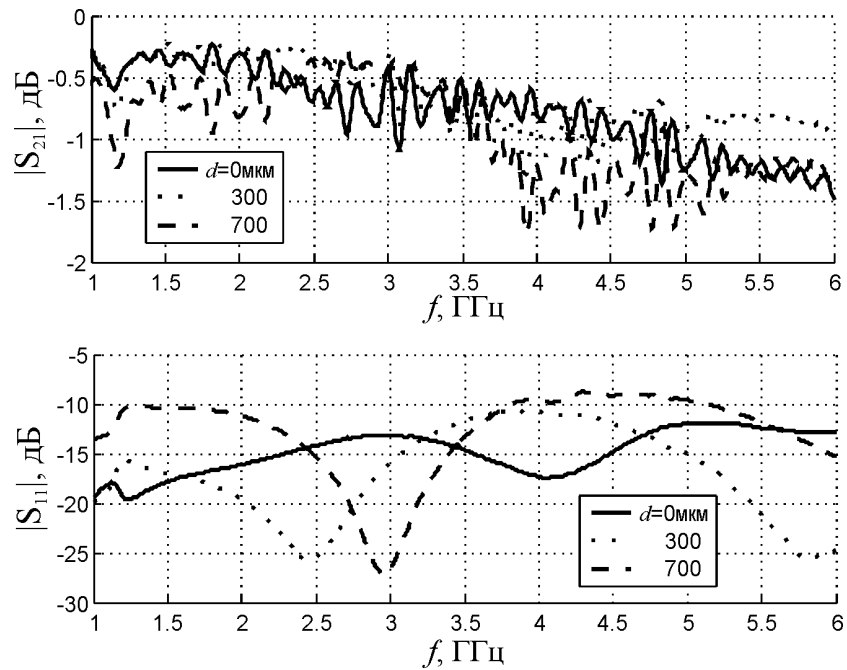


Рис. 4.49. Виміряна АЧХ фазообертача на основі МСЛ з рухомих сигнальним електродом, нанесеним на полікор.

Такі ж вимірювання проведені і для фазообертачів на основі КЛ [208]. На рис. 4.50 и рис. 4.51 наведено виміряні АЧХ фазообертачів з фіксованим і рухомих сигнальним електродом відповідно.

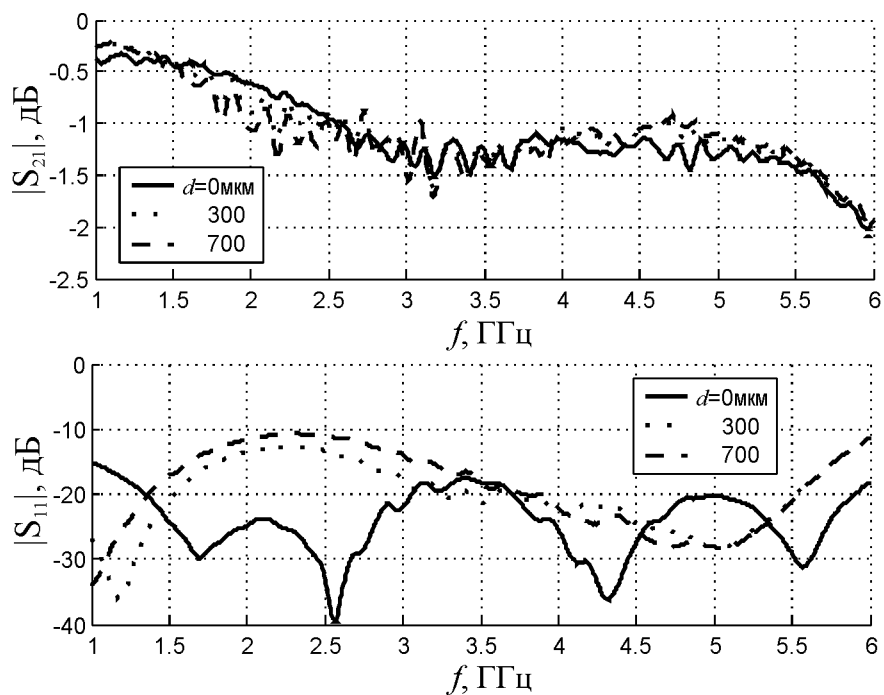


Рис. 4.50. Виміряна АЧХ фазообертача на основі КЛ з фіксованим сигнальним електродом. Рухомий діелектрик – тефлон.



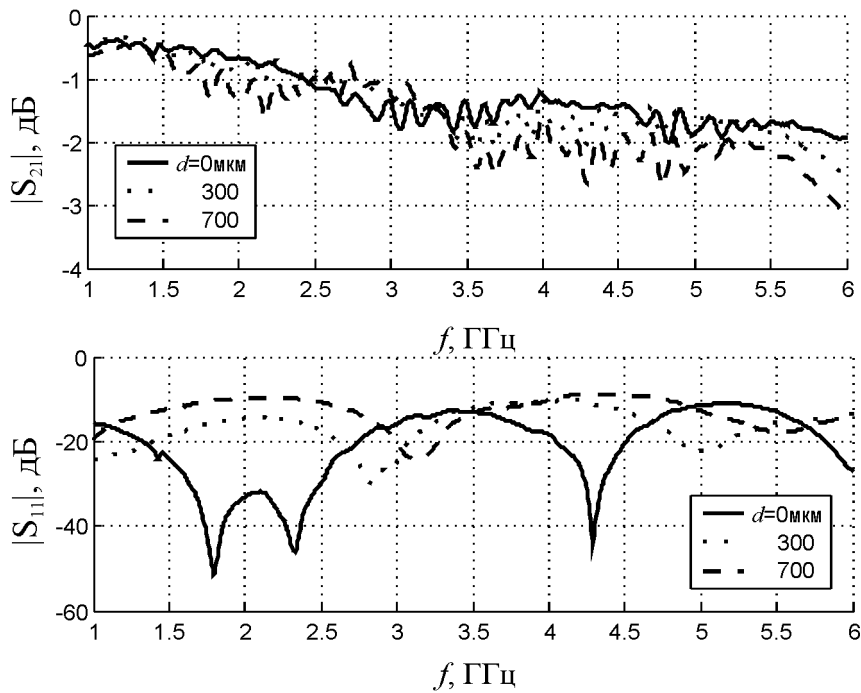


Рис. 4.51. Виміряна АЧХ фазообертача на основі КЛ з рухомих сигнальним електродом, розташованим на тефлоні.

Як і у випадку з МСЛ, у разі переміщення сигнального електрода спостерігається незначне зменшення коефіцієнта передачі, проте проведені виміри показали, що втрати не перевищували 2 дБ в широкому діапазоні частот. Разом з тим, конструкції з переміщуваними електродами забезпечують істотно більший фазовий зсув.

Таким чином, проведені вимірювання підтверджують високу ефективність запропонованих рішень щодо максимально можливого фазового зсуву.

## 4.4. Смушкові резонансні компоненти з мікромеханічним перелаштуванням частоти

### 4.4.1. Мікромеханічно перелаштовуваний шлейфовий резонатор

На рис. 4.52 показана структура перелаштовуваного мікросмушкового фільтра із резонансним елементом у вигляді шлейфа [209]. Фільтр виконаний на підкладці товщиною  $h$  і діелектричною проникністю  $\epsilon_n$ . Перелаштування резонансної частоти фільтра здійснюється шляхом відриву від підкладки частини шлейфа завдовжки  $l_m$ .

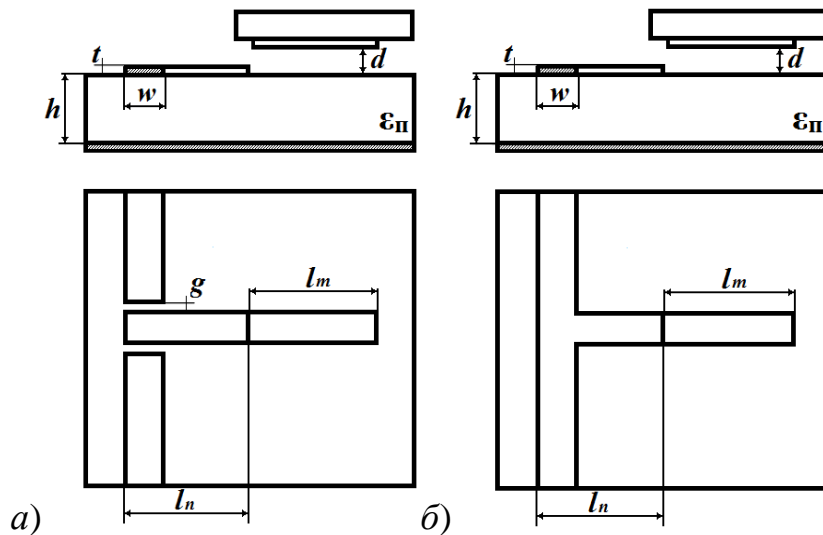


Рис. 4.52. Структура перелаштовуваних СПФ (а) і СЗФ (б) із шлейфовим резонатором.

СЗФ реалізований за рахунок включення шлейфового резонатора в регулярну МСЛ (рис. 4.52б). Для отримання смугового фільтра резонансний елемент у вигляді відрізка МСЛ включають як елемент зв'язку між лініями передачі. Одна з можливих конструкцій нагадує шлейфовий СЗФ, проте в структуру введено два розриви довжиною  $g$  між вхідною і вихідною МСЛ та резонатором [210]. Утворений повітряний зазор  $d$  між сигнальним електродом і підкладкою є керованою неоднорідністю, яка змінює ефективну діелектричну проникність відрізка лінії і, як результат, резонансну частоту. Частина шлейфа завдовжки  $l_n$  залишається нерухомою. Металеві топологічні компоненти фільтра виконані з високопровідного металу завтовшки  $t$  і шириною  $w$ .

#### 4.4.1.1. Еквівалентна схема перелаштовуваного шлейфового резонатора

На рис. 4.53 наведено еквівалентну схему СПФ, що показаний на рис. 4.52 а. Конденсатори  $C_1$  та  $C_2$  моделюють зв'язок вхідної та вихідної лінії, які характеризуються характеристичним опором  $Z_0$  та ефективною діелектричною проникністю  $\epsilon_{eff 0}$ , з резонатором, який моделюється відрізками ліній з ефективними діелектричними проникностями  $\epsilon_{eff n}$  та  $\epsilon_{eff m}$  і характеристичними опорами  $Z_n$  та  $Z_m$ , з'єдна-

ними конденсатором  $C_s$  [211]. Характеристичні опори та еквівалентні діелектричні проникності відрізків ліній розраховуються за методиками, наведеними у розділі 4.1.

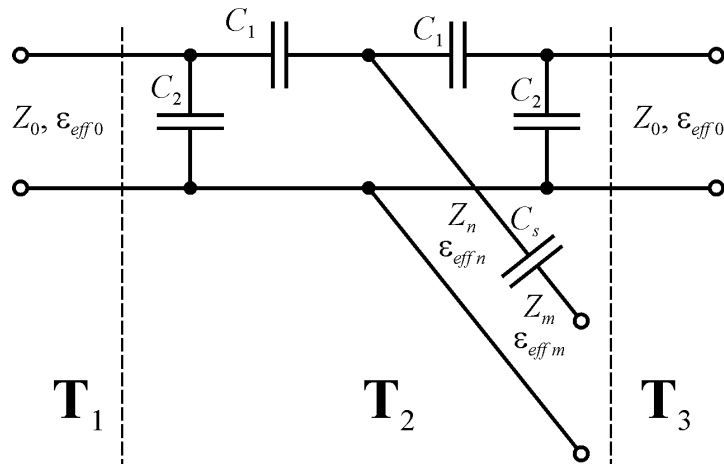


Рис. 4.53. Схемна модель СПФ із шлейфовим резонансним елементом.

Ємності конденсаторів  $C_1$  та  $C_2$  залежать від ширини збуджуючих ліній, товщини і діелектричної проникності підкладки. Для розрахунку ємностей  $C_1$  і  $C_2$  застосовані відомі формули, що викладені в роботах [212,213]:

$$C_1 = \frac{2C_{odd} - C_{even}}{4}, \quad C_2 = \frac{C_{even}}{2},$$

$$C_{even} = 1,167\pi\Phi\left(\frac{\epsilon_{\pi}}{9,6}\right)^{0,9} \left(12w^{1-m_e} g^{m_e} \exp(k_e)\right), \quad C_{odd} = 1,1\pi\Phi\left(\frac{\epsilon_{\pi}}{9,6}\right)^{0,8} \left(w^{1-m_0} g^{m_0} \exp(k_0)\right),$$

де 
$$m_e = 0,8675, \quad k_e = 2,043\left(\frac{w}{h}\right)^{0,12}, \quad 0,1 \leq g/w \leq 0,5,$$

$$m_e = 1,565\left(\frac{h}{w}\right)^{0,16} - 1, \quad k_e = 1,97 - 0,03\frac{h}{w}, \quad 0,5 \leq g/w \leq 1,$$

$$m_0 = \frac{w}{h}\left(0,619\log_{10}\frac{w}{h} - 0,3853\right), \quad k_0 = 4,26 - 1,453\log_{10}\frac{w}{h}, \quad 0,1 \leq g/w \leq 1.$$

Ємність  $C_s$  ідентифікована шляхом розв'язання задачі апроксимації елементів матриці розсіювання, отриманої МСЕ. Нормовані на ширину шлейфового резонатора залежності ємності  $C_s$  від нормованого на товщину підкладки розміру повітряного проміжку між електродом та підкладкою наведено на рис. 4.54.

Еквівалентна схема СЗФ (рис. 4.52б) є частковим випадком схеми, наведеної на рис. 4.53, коли ємності  $C_1$  дорівнюватимуть нескінченності, а ємності  $C_2$  дорівнюватимуть нулю.

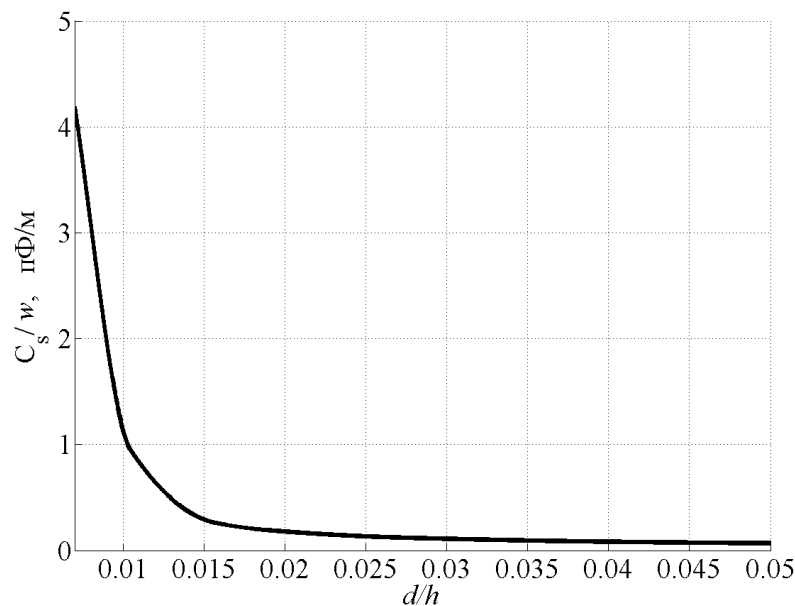


Рис. 4.54. Залежність нормованої ємності  $C_s$  від розміру нормованого повітряного проміжку.

Результуюча матриця передачі буде визначатися як добуток матриць передачі окремих багатополіусників:

$$\mathbf{T} = \prod_{n=1}^3 \mathbf{T}_n, \quad (4.49)$$

де матриці передачі  $\mathbf{T}_1$  і  $\mathbf{T}_3$  розраховуються як матриці передачі однорідних ліній завдовжки  $l_1$  і  $l_3$  відповідно, а матриця  $\mathbf{T}_2$  знаходиться методами теорії кіл.

#### 4.4.1.2. Частотні характеристики перелаштованого шлейфового резонатора

На рис. 4.55-4.57 наведено частотні залежності модуля коефіцієнта передачі СПФ, розраховані з використанням формули (4.49), а також методами МСЕ і МСІ. Результати моделювання еквівалентної схеми добре узгоджуються з результатами отриманими МСЕ і МСІ.

Частотні залежності модуля коефіцієнта передачі від розміру повітряного проміжку  $d$  (рис. 4.55) отримано для структури з наступними параметрами: товщина діелектричної підкладки  $h=1,6$  мм, діелектрична проникність підкладки  $\epsilon_n = 9,9$ , ширина сигнального електрода  $w=1,55$  мм, його товщина  $t=0,01$  мм, проміжок між збуджуючими лініями і шлейфом  $g$  становив  $0,2$  мм і  $0,5$  мм, довжина нерухомої частини шлейфа складала  $l_n=14,6$  мм, а рухомої частини шлейфа  $l_m=7$  мм.

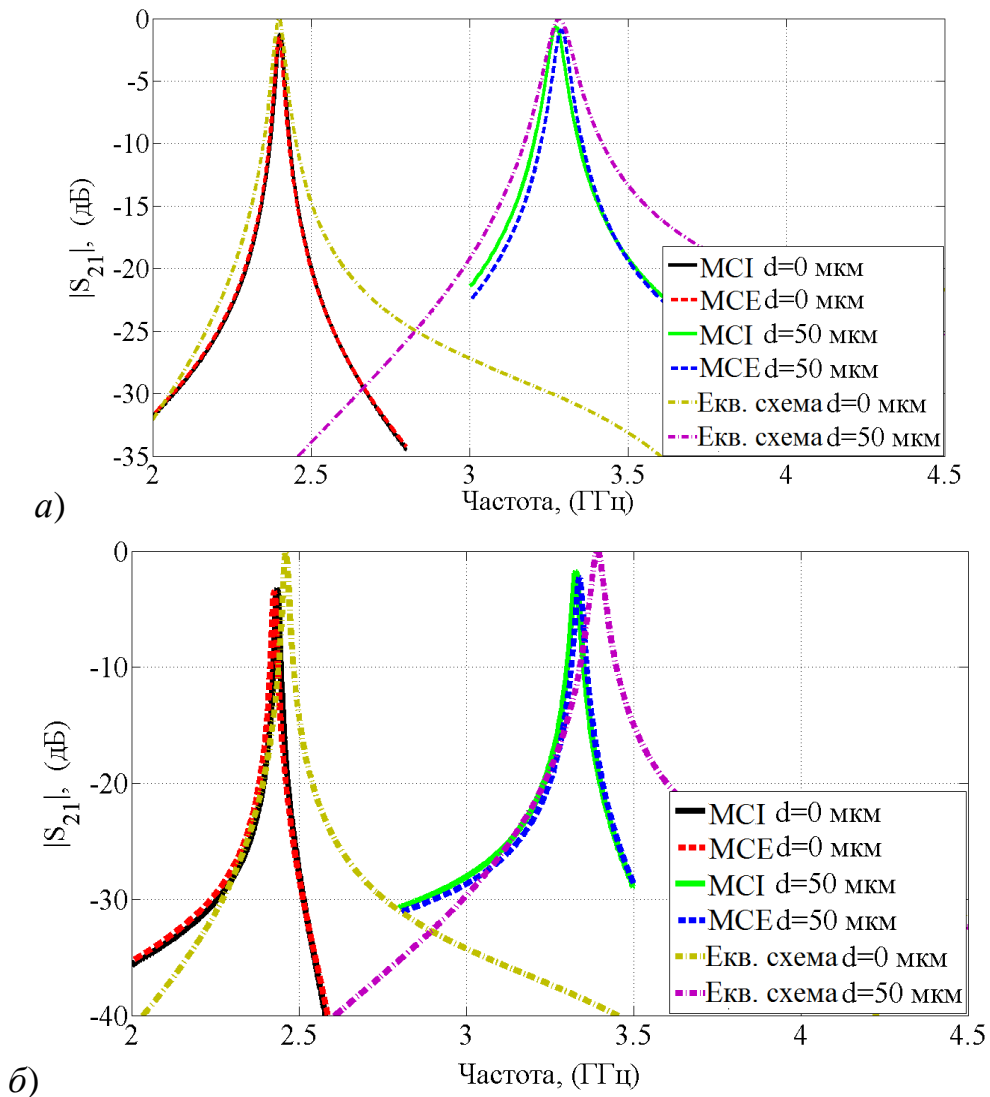


Рис. 4.55. Частотні залежності модуля коефіцієнта передачі перелаштовуваного СПФ із шлейфовим резонатором від розміру повітряного проміжку  $d$  для відстані між шлейфовим резонатором і збуджуючими лініями  $g = 0,2$  мм (а) та  $g = 0,5$  мм (б).

Як видно з рис. 4.55а, відрив рухомої частини шлейфа всього на 50 мкм призводить до перелаштування центральної частоти фільтра більш ніж на 1 ГГц, що стано-

вить майже 40%. Діапазон перелаштування та чутливість резонансної частоти до переміщення рухомої частини сигнального електрода зростають у разі зменшення відношення  $w/h$  та збільшення діелектричної проникності підкладки [214]. Чим довше рухома частина шлейфа  $l_m$ , тим більший діапазон перелаштування резонансної частоти.

Рис. 4.55б демонструє вплив відстані  $g$  між збуджуючими лініями і шлейфом на АЧХ і резонансну частоту фільтра. У разі збільшення проміжку  $g$  з 0,2 мм до 0,5 мм спостерігається зменшення ширини смуги пропускання і верхньої межі рівня пропускання. Це пояснюється тим, що у разі збільшення  $g$  коефіцієнт зв'язку лінії з резонатором зменшується. Таким чином, підбираючи значення цього проміжку можна отримати необхідні ширину смуги і рівень пропускання [215].

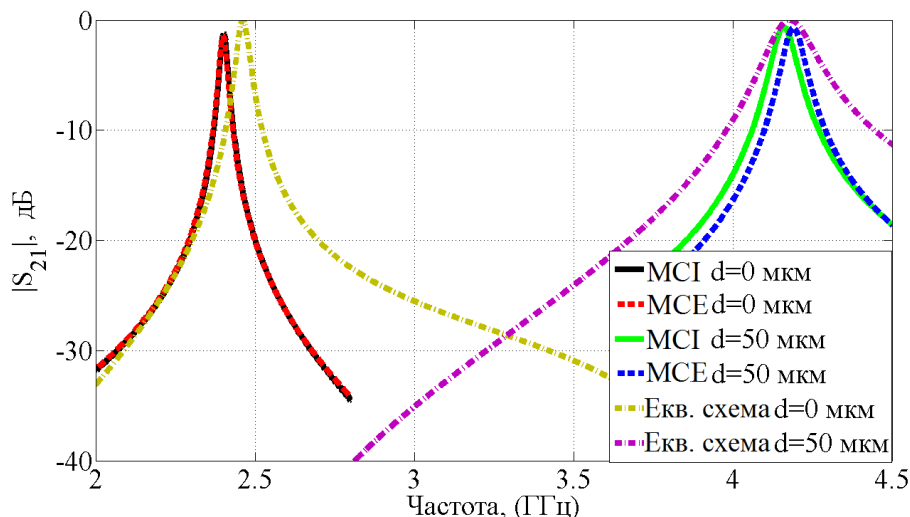


Рис. 4.56. Частотні залежності модуля коефіцієнта передачі перелаштовуваного СПФ із шлейфовим резонатором від розміру повітряного проміжку  $d$  для довжини рухомої частини шлейфа  $l_m = 11$  мм.

Зміною довжин рухомої і нерухомої частин шлейфа можна управляти ефективністю перелаштування, шириною смуги пропускання, а також рівнем пропускання. На рис. 4.56 продемонстровано АЧХ структури, в якій рухома частина шлейфа була збільшена з 7 мм до 11 мм. Одночасно з цим нерухома частина була зменшена з 14,6 мм до 10,6 мм. Із збільшенням довжини рухомої частини шлейфа збільшилася і довжина неоднорідності між рухомою частиною шлейфа і діелектричною підкладкою. Чим

більші розміри неоднорідності, тим більший її вплив на значення ефективної діелектричної проникності і резонансної частоти фільтра. Це пояснюється тим, що із збільшенням розмірів неоднорідності, збільшується шлях електромагнітної хвилі в повітряному проміжку між рухомою частиною шлейфа і підкладкою, що призводить до зміни картини електромагнітного поля.

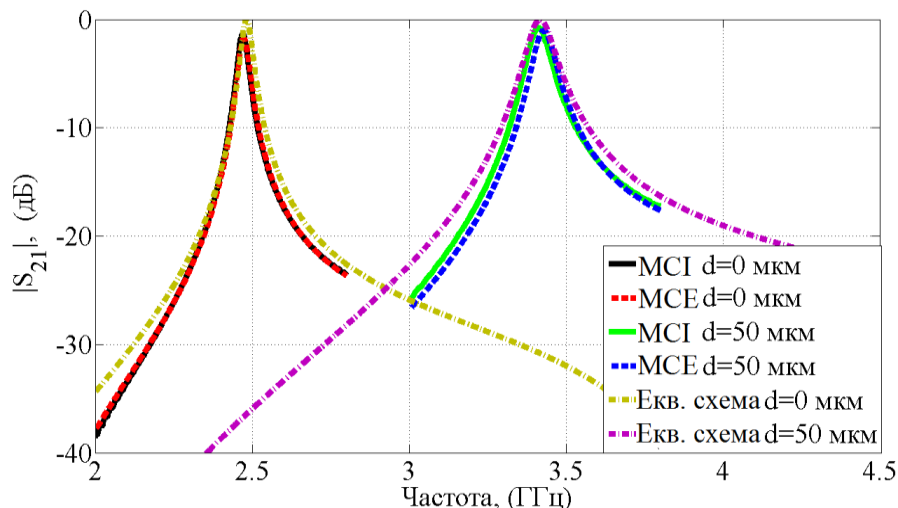


Рис. 4.57. Частотні залежності модуля коефіцієнта передачі перелаштованого СПФ із шлейфовим резонатором від розміру повітряного проміжку  $d$  для ширини шлейфа  $w = 1$  мм.

Для дослідження впливу ширини МСЛ на параметри фільтра, ширина шлейфа була зменшена з 1,55 мм до 1 мм, тоді як ширина живлячих ліній залишалася незмінною. АЧХ структури із шириною шлейфа 1 мм показано на рис. 4.57. Зменшення ширини шлейфа призвело до збільшення зв'язку між збуджуючими лініями і до розширення смуги пропускання. Разом з тим, на ширину смуги пропускання впливають два суперечливі процеси. З одного боку, збільшення зв'язку між збуджуючими лініями призводить до збільшення ширини смуги пропускання, з іншого боку, збільшення характеристичного опору шлейфа призводить до її зменшення.

#### 4.4.1.3. Експериментальний стенд і результати вимірювань

Для вимірювання частотних залежностей характеристик резонаторів від розміру повітряного проміжку використовувався експериментальний стенд, показаний на рис. 4.58а [187]. Нерухома частина резонатора 5 фіксувалася гвинтами до кріплення

3, а рухома частина до кріплення 2. Переміщення рухомої частини і вимірювання цього переміщення здійснювалося мікрометричним гвинтом – 1, який закріплювався на металевому каркасі. Нерухома частина резонатора через роз'єми SMA типу підключалася коаксіальними кабелями 4 до векторного аналізатора електричних кіл Agilent 8510с.

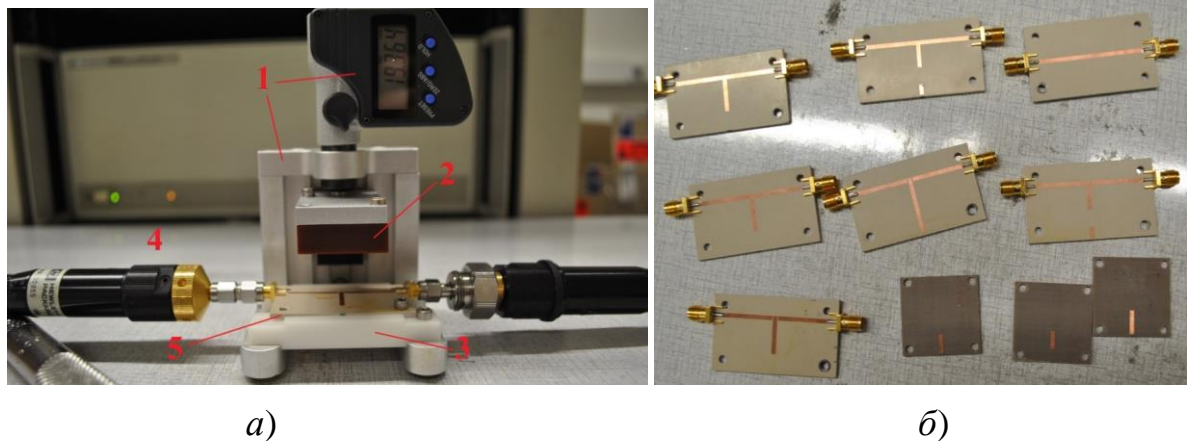


Рис. 4.58. Експериментальний стенд для вимірювання частотних залежностей (а); виготовлені зразки СПФ і СЗФ, а також підкладки з нанесеними на них рухомими частинами шлейфа (б).

За допомогою мікрометричного гвинта, що дозволяє вимірювати відстань переміщення рухомої частини з точністю до одного мікрометра, рухома частина шлейфа переміщується над підкладкою фільтра на відстань  $d$ . Рухома частина фільтра була нанесена на діелектричну підкладку з низькою діелектричною проникністю.

Для виготовлення підкладки фільтра товщиною  $h = 1,91$  мм використовувався матеріал RT/duroid 6010.2LM, що має наступні параметри: діелектрична проникність  $\epsilon_{\text{п}} = 10$ , тангенс кута діелектричних втрат  $\text{tg}\delta = 2,8 \cdot 10^{-3}$ . Товщина металізації верхнього і нижнього електродів складала  $t = 17,5$  мкм. Для підкладки рухомої частини фільтра використовувався матеріал Arlon Cu 217LX, що має діелектричну проникність  $\epsilon_{\text{рд}} = 2$  і тангенс кута діелектричних втрат  $\text{tg}\delta = 9 \cdot 10^{-4}$ .

На рис. 4.58 б показано виготовлені зразки СПФ і СЗФ, а також підкладок з нанесеними на них рухомими частинами шлейфа. Особливість конструкцій полягає в необхідності накладення рухомої і нерухомої частини приблизно на 0.3 - 0.35 мм для



забезпечення гальванічного зв'язку між частинами шлейфа, а також для повноцінного збудження рухомої частини шлейфа. Подібне рішення особливо не впливає на характеристики фільтра, окрім незначного зрушення центральної частоти приблизно на 10 – 15 кГц.

Експериментально виміряна та розраховані методами МСЕ та МСІ залежності резонансної частоти шлейфового резонатора від повітряного проміжку між рухомим електродом та підкладкою наведені на рис. 4.59.

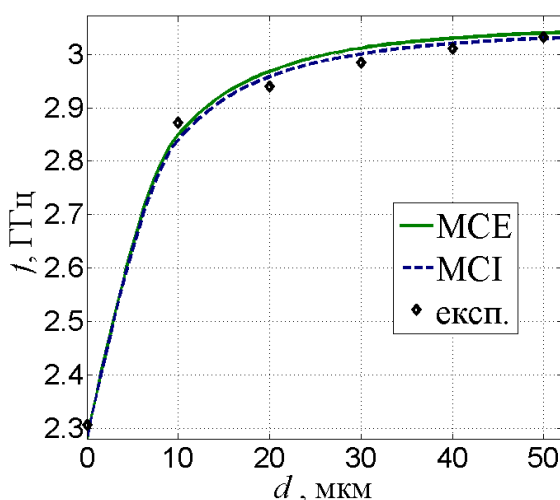


Рис. 4.59. Залежність резонансної частоти шлейфового резонатора від повітряного проміжку між рухомим електродом та підкладкою.

На рис. 4.60а показано частотні залежності модуля коефіцієнта передачі СПФ від розміру повітряного проміжку  $d$ . Неглибокі екстремуми на експериментальних кривих поза центральною частотою є результатом незначних неузгоджень опорів в області коаксіальних переходів. Як видно, в результаті відриву рухомої частини шлейфа всього на 50 мкм спостерігається перелаштування резонансної частоти на 0,7 ГГц (30%).

Частотні залежності модуля коефіцієнта передачі для СЗФ наведено на рис. 4.60б. Як і у разі СПФ, неглибокі екстремуми на експериментальних кривих викликані невеликим неузгодженням характеристичних опорів в області, де приєднані коаксіальні переходи. Відрив рухомої частини шлейфа на 50 мкм забезпечує перелаштування резонансної частоти на 0,55 ГГц (40%).

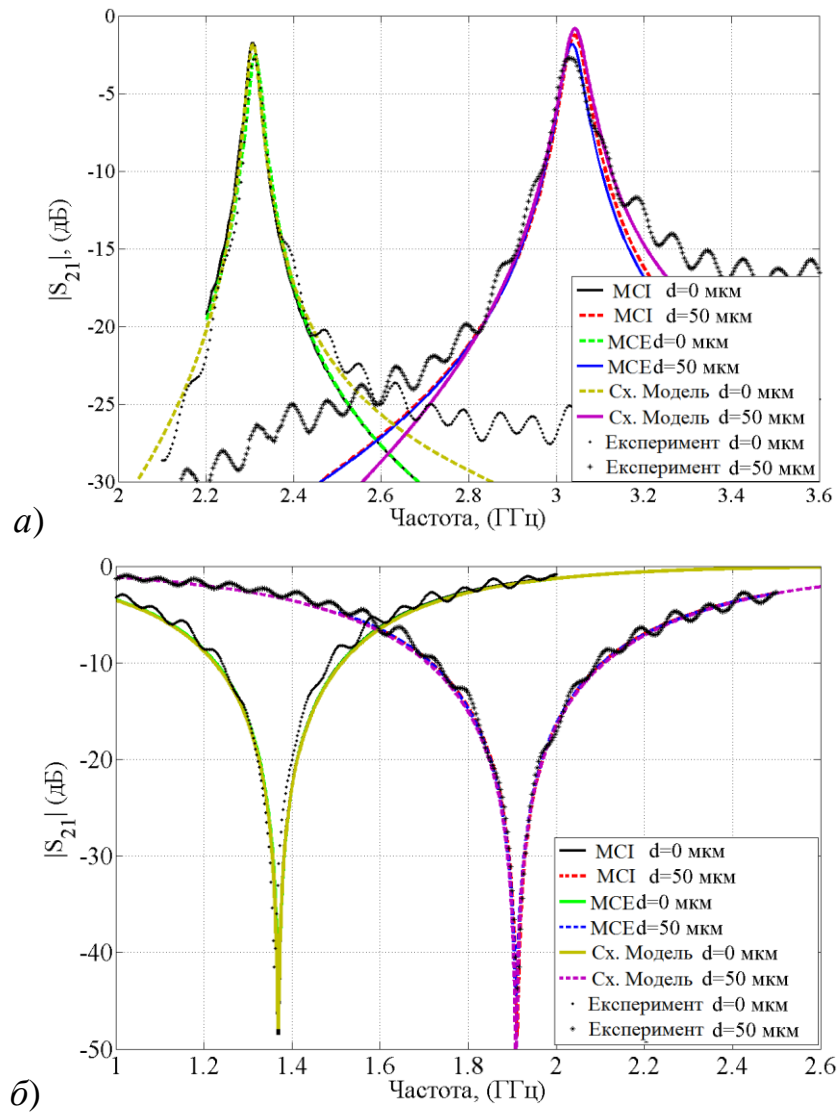


Рис. 4.60. Частотні залежності модуля коефіцієнта передачі СПФ (а) та СЗФ (б) на основі шлейфового резонатора від розміру повітряного проміжку.

#### 4.4.1.4. Чутливість резонансної частоти шлейфового резонатора до зміни його параметрів

Чутливість є чисельною мірою впливу геометричних розмірів і електрофізичних параметрів матеріалу підкладки шлейфового резонатора на значення його резонансної частоти. У загальному вигляді чутливість резонансної частоти до зміни геометричного або електрофізичного параметра резонатора визначається формулою:

$$S_a^f = \frac{a}{f} \cdot \frac{\partial f}{\partial a}, \quad (4.50)$$

де  $f$  – значення резонансної частоти;  $a$  – геометричний або електрофізичний параметр резонатора.

Чутливості резонансної частоти до зміни параметрів резонатора знайдені за допомогою чисельного диференціювання залежностей резонансних частот шлейфового резонатора. Залежності чутливості резонансної частоти шлейфового резонатора до зміни ширини сигнального електрода  $S_w^f$ , діелектричної проникності підкладки  $S_\varepsilon^f$ , товщини підкладки  $S_h^f$  та повітряного проміжку  $S_d^f$  від нормованих значень повітряного проміжку між підкладкою і рухомою частиною шлейфа для різних проникностей підкладки  $\varepsilon_n$  наведено на рис. 4.61.

Чутливість до зміни повітряного проміжку  $S_d^f$  збільшується в області невеликих повітряних проміжків, що пов'язано з перерозподілом енергії електромагнітного поля між підкладкою і повітряним проміжком. Проте у разі подальшого збільшення повітряного проміжку нормальна компонента електричного поля слабне, що викликає зменшення ефективності перелаштування резонансної частоти, і чутливість  $S_d^f$  зменшується. Окрім зміни ефективної діелектричної проникності в процес перелаштування резонансної частоти вносить певний вклад описаний в підрозділі 4.4.1.1 конденсатор  $C_s$ , який чинить вплив на електричну довжину рухомої частини шлейфа, а, отже, і на резонансну частоту. У свою чергу і співвідношення рухомої і нерухомої частин шлейфа визначає ефективність перелаштування. Чим більша довжина рухомої частини шлейфа, тим більшим буде вклад змінної ефективної діелектричної проникності в перелаштування резонансної частоти. Проте за малих довжин рухомої частини шлейфа домінуючим процесом в перелаштуванні резонансної частоти буде зміна електричної довжини рухомої частини шлейфа, яка залежить від значення ємності  $C_s$ . Якщо вплив  $C_s$  на перелаштування більший, спостерігаються протилежні тенденції.

Аналогічно можуть бути знайдені залежності чутливості для мікросмушкових резонаторів іншої геометричної форми.

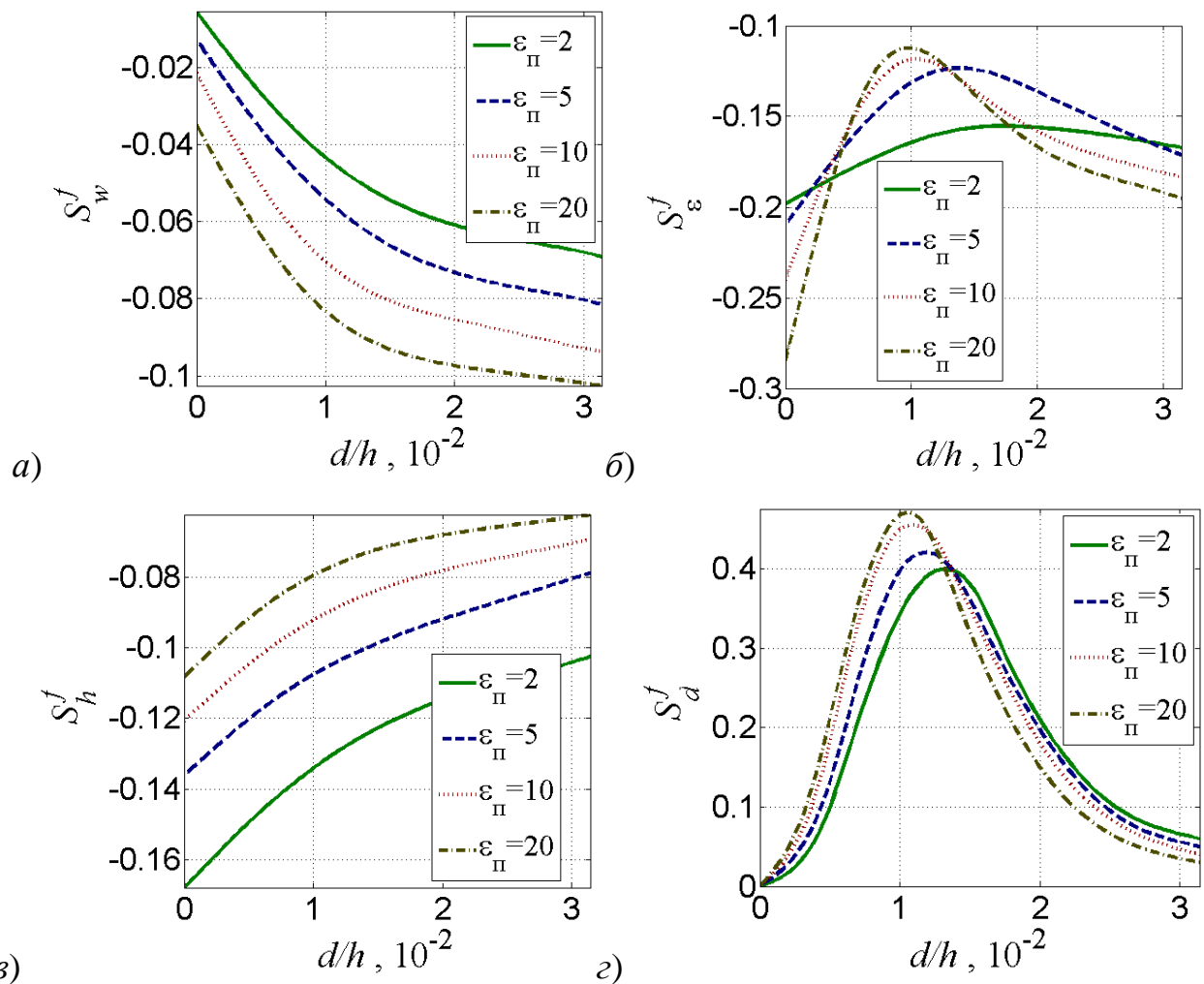


Рис. 4.61. Залежності чутливості резонансної частоти шлейфового резонатора до зміни ширини сигнального електрода (а), діелектричної проникності підкладки (б), товщини підкладки (в) та розміру повітряного проміжку між рухомих електродами та підкладкою (г) від нормованих значень повітряного проміжку  $d$ .

Знаючи залежності чутливості резонансної частоти можна оцінити і мінімізувати вплив зміни параметрів резонатора під дією зовнішніх чинників. Так, наприклад, вплив температури на характеристики резонатора визначається температурними коефіцієнтами частоти  $TKf$  і добротності  $TKQ_0$ , які у загальному випадку можуть бути знайдені з виразу для повної похідної резонансної частоти і добротності за температурою:

$$TKf = \sum_{i=1}^n S_{\epsilon_i}^f \cdot TK\epsilon_i + \sum_{j=1}^m S_{l_j}^f \cdot TKl_j,$$

$$TKQ_0 = \sum_{i=1}^n \left( S_{\varepsilon_i}^{Q_0} \cdot TK\varepsilon_i + S_{\text{tg}\delta_i}^{Q_0} \cdot TK\text{tg}\delta_i \right) + \sum_{j=1}^m S_{l_j}^{Q_0} \cdot TKl_j + \sum_{k=1}^p S_{\text{tg}\delta_{m_k}}^{Q_0} \cdot TK \text{tg} \delta_{m_k},$$

де  $TKa = \frac{1}{a} \cdot \frac{\partial a}{\partial T}$  – температурний коефіцієнт параметра  $a$ ,  $S_a^f$  – чутливість резонансної частоти до параметра  $a$ , визначений формулою (4.50),  $S_a^{Q_0} = \frac{a}{Q_0} \cdot \frac{\partial Q_0}{\partial a}$  – чутливість власної добротності до параметра  $a$ ,  $n$  – кількість діелектричних областей, кожна з яких характеризується відносною діелектричною проникністю  $\varepsilon_i$  та тангенсом кута діелектричних втрат  $\text{tg}\delta_i$ ,  $i$  – номер діелектричної області,  $m$  – кількість розмірів, які визначають геометрію резонатора,  $l_j$  –  $j$ -ий геометричний розмір,  $p$  – кількість металевих частин, кожна  $k$ -а з яких характеризується тангенсом кута металічних втрат  $\text{tg}\delta_{m_k}$ .

Для мікросмушкового шлейфового резонатора, розглянутого в пункті 4.4.1, формула температурного коефіцієнта частоти матиме вигляд:

$$TKf = S_{\varepsilon}^f \cdot TK\varepsilon + S_h^f \cdot TKl_h + (S_w^f + S_{l_m}^f) \cdot TKl_m + S_d^f \cdot (TKl_h + TKl_m), \quad (4.51)$$

де  $S_h^f, S_{\varepsilon}^f, S_w^f, S_d^f, S_{l_m}^f$  – чутливості резонансної частоти шлейфового резонатора до зміни відповідних параметрів, описаних в пункті 4.4.1.4,  $TK\varepsilon$  – температурний коефіцієнт діелектричної проникності підкладки,  $TKl_h, TKl_m$  – теплові коефіцієнти розширення підкладки та металевих частин резонатора відповідно.

Залежності чутливості від параметрів шлейфового резонатора показують міру впливу на резонансну частоту параметрів резонатора і застосовуються для розрахунку похибки вимірювань, що розглядається в наступному підрозділі.

#### 4.4.1.5. Похибка вимірювання резонансної частоти шлейфового резонатора

Похибка вимірювань резонансної частоти шлейфового резонатора може бути розрахована як похибка непрямих вимірювань з урахуванням статистичної незалежності похибок вимірювань окремих параметрів і характеристик резонаторів:

$$\delta f_{\text{експ}} = \sqrt{\delta f_{\text{ген}}^2 + \delta f^2}, \quad (4.52)$$

де  $\delta f_{\text{ген}}$  – відносна похибка встановлення частоти генератора, а  $\delta f$  – відносна похибка визначення резонансної частоти за рахунок похибок знаходження електрофізичних та геометричних параметрів резонатора, що може бути розрахована як [187]:

$$\delta f = \sqrt{(S_{\varepsilon_{\text{п}}}^f \cdot \delta \varepsilon_{\text{п}})^2 + (S_h^f \cdot \delta h)^2 + (S_w^f \cdot \delta l)^2 + (S_{l_m}^f \cdot \delta l)^2 + (S_{l_n}^f \cdot \delta l)^2 + (S_d^f \cdot \delta d)^2},$$

$\delta \varepsilon_{\text{п}}, \delta h$  – відносні похибки визначення відносної діелектричної проникності та товщини підкладки;  $\delta l$  – відносна похибка визначення геометричних розмірів топології резонансного елемента;  $\delta d$  – відносна похибка визначення розміру повітряного проміжку між рухомим електродом та підкладкою,  $S_{\varepsilon_{\text{п}}}^f, S_h^f, S_w^f, S_{l_n}^f, S_{l_m}^f, S_d^f$  – відносні чутливості резонансної частоти до зміни електрофізичних та геометричних параметрів резонатора, розглянуті у попередньому підрозділі.

Похибка вимірювання модуля коефіцієнта передачі  $\Delta |S_{21}|$  і встановлення частоти  $\delta f_{\text{ген}}$  регламентується виробником вимірювальної апаратури [216]. Для Agilent 8510c Vector Network Analyzer  $\delta f_{\text{ген}} = \pm 3$  МГц, а абсолютна похибка виміру частоти під час визначення S-параметрів наведена на рис. 4.62.

Чутливості, що входять у вираз для похибки  $\delta f$ , були знайдені шляхом чисельного диференціювання відповідних залежностей резонансної частоти шлейфового резонатора від його геометричних і електрофізичних параметрів.

Проведемо оцінку похибки вимірювань на прикладі експериментально зразка з такими параметрами:  $\varepsilon_{\text{п}} = 10$ ,  $w = 1,67$  мм,  $h = 1,91$  мм. Тоді відносна похибка вимірювань геометричних розмірів визначатиметься абсолютною похибкою мікрометра  $\Delta = \pm 1$  мкм. Сучасні методи визначення електрофізичних параметрів діелектриків в сантиметровому діапазоні дозволяють вимірювати діелектричну проникність підкладки мікросмушкового резонатора з відносною похибкою  $\delta \varepsilon_{\text{п}} = 1$  % .

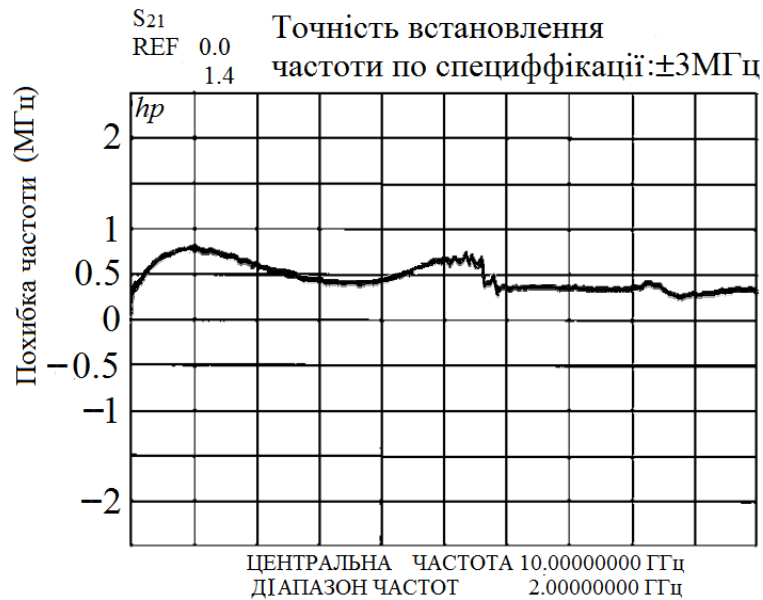


Рис. 4.62. Абсолютна похибка вимірювання частоти під час визначення S-параметрів приладу Agilent 8510c Vector Network Analyzer.

На рис. 4.63 показано залежності похибки експериментального визначення частоти  $\delta f_{\text{експ}}$  для досліджуваного зразка, а також для топологічно ідентичних зразків, але з іншою діелектричною проникністю підкладки.

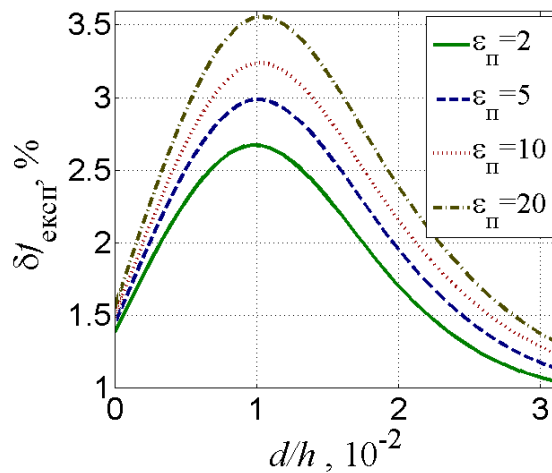


Рис. 4.63. Залежності похибки експериментального визначення частоти від нормованого повітряного проміжку  $d$  для різної проникності підкладки резонатора.

#### 4.4.1.6. Енергетичні характеристики перелаштовуваного шлейфового резонатора

Однією з основних енергетичних характеристик мікросмушкового резонатора є його добротність. Власна добротність враховує діелектричні втрати в підкладці і омичні втрати в металевих частинах МСЛ, тобто дисипативні втрати в діелектричних і металевих частинах конструкції. Власну добротність можна визначити за формулою [217]:

$$Q_0 = \frac{\omega W}{P_T}, \quad (4.53)$$

де  $W$  – енергія, що запасасться резонатором за період коливання,  $\omega$  – кругова частота,  $P_T$  – потужність теплових втрат (діелектричних і омичних).

За відсутності сигнального електрода на поверхні діелектрика, або якщо він знаходиться на деякій відстані від неї, вектор напруженості електричного поля має переважно тангенціальну компоненту. Але за наявності металу з'являється і нормальна компонента електричного поля, яка зберігається навіть під час зміни повітряного проміжку розміром до декількох відсотків від товщини підкладки.

Для структури шлейфового резонатора з мікромеханічним перелаштуванням формулу (4.53) можна переписати, виділивши накопичувану енергію та втрати під кожною із частин резонатора:

$$Q_0 = \frac{\omega(W_n + W_m)}{P_{Tn} + P_{Tm}},$$

де  $W_n$  і  $W_m$  – енергія, що запасасться в областях під нерухомою, та рухомою частиною резонатора відповідно,  $P_{Tn}$  і  $P_{Tm}$  – потужність теплових втрат пов'язаних з нерухомою та рухомою частинами резонатора.

У результаті появи повітряного проміжку між рухомою частиною резонатора та підкладкою, більш частина енергії під рухомим електродом перерозподіляється з підкладки у повітря. Це викликає зменшення дисипативних втрат, що описане у підрозділі 4.2, і збільшення власної добротності. Проте в результаті подальшого збіль-



шення повітряного проміжку зменшується напруженість електричного поля під рухомих електродом, а разом з цим і накопичується під ним енергія. Зменшення енергії, що накопичена під рухомих електродом, призводить до зменшення власної добротності. Отже залежність власної добротності перелаштованого резонатора від повітряного проміжку між рухомих електродом та підкладкою має максимум, значення та положення якого залежить від діелектричної проникності підкладки та співвідношення геометричних параметрів резонатора.

Теоретичні розрахунки власної добротності проводилися на основі схемної моделі, наведеної в пункті 4.4.1.1, в основу якої покладені розрахунки матриць передачі однорідних відрізків МСЛ. Стала поширення знаходилася на основі значення комплексної ефективної діелектричної проникності, уявна частина якої враховувала втрати у діелектрику та металевих частинах резонатора [189]. Теоретичні та експериментальні залежності власної добротності, що нормована на значення власної добротності за нульового повітряного проміжку  $Q_0|_{d=0}$ , від нормованого розміру повітряного проміжку між електродом та підкладкою показано на рис. 4.64.

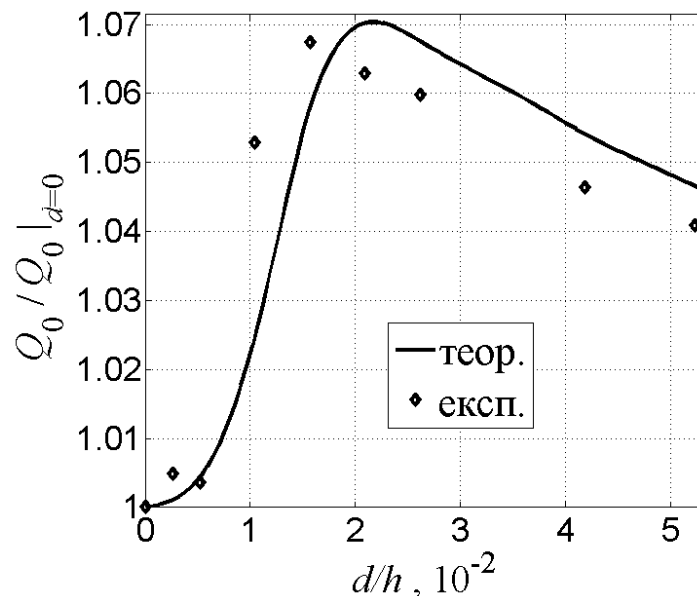


Рис. 4.64. Експериментальні та розраховані нормовані залежності власної добротності шлейфового резонатора від нормованого розміру повітряного проміжку.

Залежності власної добротності резонатора для різних співвідношень між шириною сигнального електрода і товщиною підкладки визначалася пошуком мінімаль-

ного відхилення між елементами матриці розсіювання, розрахованими МСЕ та за формулами, отриманими методом теорії кіл для зв'язаної системи [218]:

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_{11} &= \frac{1 + j\xi}{1 + j\xi + K_0}, \\ \mathbf{S}_{21} &= \frac{K_0}{1 + j\xi + K_0}, \end{aligned} \quad (4.54)$$

де  $\xi = Q_0 \left( \frac{f}{f_p} - \frac{f_p}{f} \right)$ ,  $f_p$  – робоча частота,  $f$  – резонансна частота,  $Q_0$  – власна добротність,  $K_0$  – коефіцієнт зв'язку на резонансній частоті.

На рис. 4.65а показано нормовані залежності власної добротності від величини повітряного проміжку для різних відношень ширини сигнального електрода до товщини підкладки. З рисунка видно, що зі збільшенням відношення  $w/h$  власна добротність зменшується, що пов'язано зі збільшенням діелектричних втрат, які переважають над металічними. У випадку, коли домінують втрати у металевих частинах резонатора, власна добротність буде збільшуватися зі збільшенням відношення  $w/h$ . Домінування одного механізму втрат над іншим визначається товщиною підкладки резонатора. За відносно великих значень товщини підкладки домінують діелектричні втрати, оскільки більшість втрат енергії електромагнітного поля накопичується у діелектрику підкладки. Проте, як впливає з формули (4.47), зменшення товщини підкладки призводить до збільшення втрат у металевих частинах резонатора.

Важливою характеристикою оцінки міри зв'язку резонатора з ЛП є коефіцієнт зв'язку  $K_0$ . Він впливає на рівень режекції у СЗФ та на рівень втрат у смузі пропускання СПФ. На рис. 4.65б показано залежності коефіцієнта зв'язку мікромеханічно перелаштовуваного шлейфового резонатора з ЛП від нормованого розміру повітряного проміжку для різних співвідношень між шириною сигнального електрода і товщиною підкладки, нормованого до коефіцієнту зв'язку за нульового повітряного проміжку. З рисунка видно, що коефіцієнт зв'язку стає меншим зі збільшенням від-

ношення ширини сигнального електрода до товщини підкладки, що пов'язане із зменшенням власної добротності та збільшенням зовнішньої добротності резонатора.

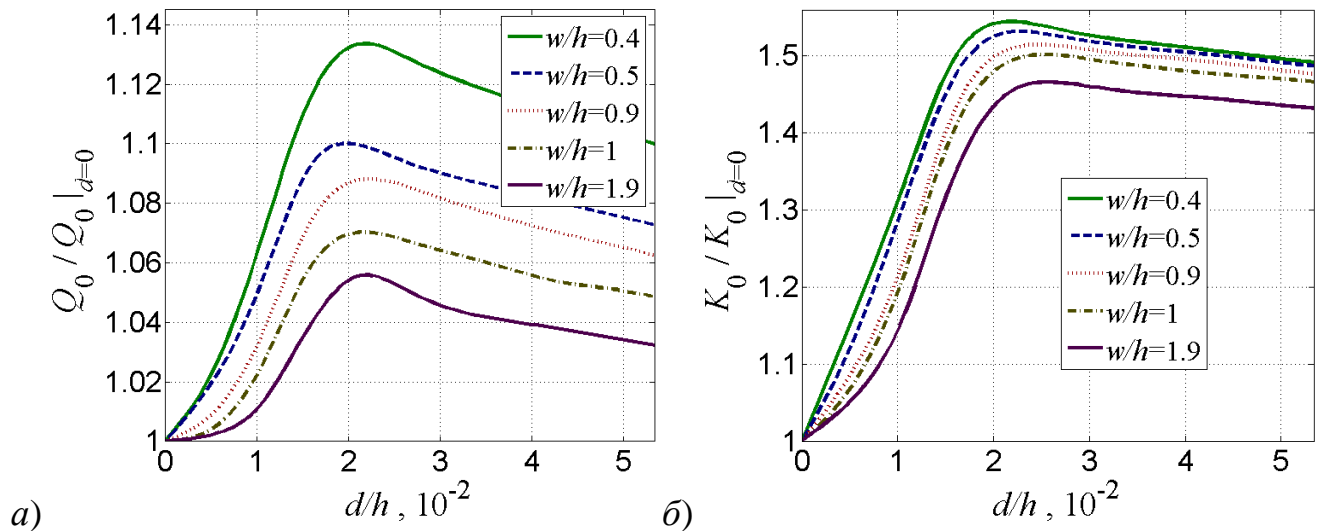


Рис. 4.65. Залежність нормованих значень власної добротності (а) та коефіцієнта зв'язку з лінією мікромеханічно перелаштовуваного шлейфового резонатора від нормованої величини повітряного проміжку для різних відношень ширини сигнального електрода до товщини підкладки.

#### 4.4.2. Мікромеханічно перелаштовуваний мікросмужковий кільцевий резонатор

Розглянуті вище переваги мікромеханічного методу перелаштування резонансної частоти резонаторів на основі МСЛ, на прикладі шлейфових резонаторів, роблять його привабливим вибором для побудови перелаштовуваних мікросмужкових селективних пристроїв. У цьому підрозділі будуть розглянуті конструкція, схемна модель для розрахунку резонансної частоти та енергетичні характеристики мікросмужкового перелаштовуваного кільцевого резонатора.

Кільцевий мікросмужковий резонатор широко використовується в розробці і конструюванні НВЧ фільтрів, відгалужувачів, змішувачів, генераторів і антен. Аналіз кільцевого резонатора проводився раніше за допомогою теорії лінії передач [219], моделі магнітної стінки [220] і методу скінченних різниць в часовій області [221].

Кільцевий резонатор має ряд переваг, таких як незначне випромінювання, висока добротність, компактний розмір, а також високу селективну здатність [222]. Відомо, що в мікросмушковому кільцевому резонаторі можуть одночасно поширюватися дві моди, які рознесені фізично і не впливають одна на одну, що досягається за рахунок конструкції самого резонатора [223]. Тому одним із можливих застосувань є створення двохмодових чотирипортових пристроїв з розділеними на  $90^\circ$  модами [224].

Круговий резонатор, який є частковим випадком кільцевого, може бути використаний і для створення мікросмушкових антенних елементів з перелаштуванням частотних характеристик [225, 226].

#### 4.4.2.1. Конструкція перелаштовуваного кільцевого резонатора

Структура перелаштовуваного мікросмушкового кільцевого резонатора, включеного як елемент зв'язку між ЛП [227], показана на рис. 4.66. Резонатор розбитий на секції з рухомим та нерухомим електродом і для перелаштування резонансної частоти змінювався повітряний проміжок  $d$  між підкладкою і рухомими електродами.

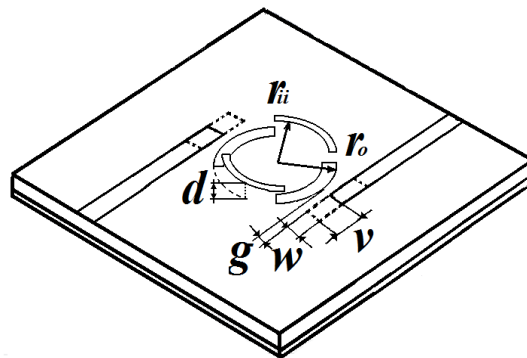


Рис. 4.66. Структура мікромеханічно перелаштовуваного кільцевого мікросмушкового резонатора

Попри існування у кільцевому резонаторі одночасно двох ортогональних мод, його можна використовувати і в одномодовому режимі. В цьому випадку доцільно розташовувати вхід і вихід резонатора діаметрально протилежно один відносно одного. Для послаблення впливу однієї моди на іншу необхідно рознести їх центральні частоти. Оскільки передбачалося перелаштування в область вищих частот, то рухомі ділянки резонатора робилися тоншими, ніж нерухомі ділянки, щоб змістити централь-

ну частоту неосновної ортогональної моди в область нижчих частот. Поділ мод виникає завдяки наявності двох типів зв'язку: через магнітне і через електричне поле.

Збуджуючі ЛП підведені до резонатора так, що б забезпечити максимальне збудження, але при цьому зберегти смугу пропускання з відносно різкими спусками АЧХ. У роботі [228] описано два методи збудження кільцевого резонатора. Залежно від типу збудження в кільцевому резонаторі по-різному поширюються електромагнітні хвилі. Для забезпечення широкої смуги пропускання і низького рівня втрат був вибраний спосіб бічного зв'язку кільця і збуджуючих МСЛ. В результаті збудження мікросмужкового кільцевого резонатора таким методом в ньому поширюється дві електромагнітні хвилі одна назустріч одній, а в резонаторі утворюється стояча хвиля.

Щоб змінити умови збудження резонатора, довжина збуджуючих МСЛ змінювалася на значення  $\nu$ . Частотні залежності модуля коефіцієнта передачі для різних довжин відрізка  $\nu$  показана на рис. 4.67.

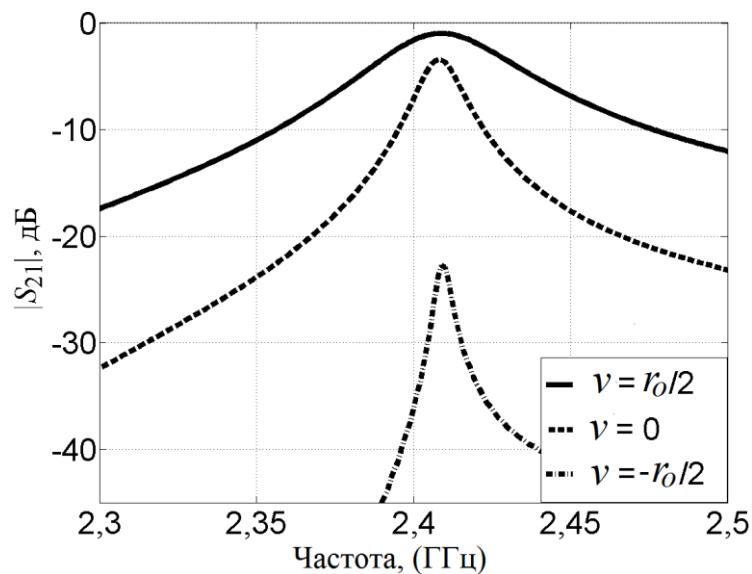


Рис. 4.67. Зміна частотної залежності модуля коефіцієнта передачі зі збільшенням ( $\nu = r_0/2$ ) і зменшенням ( $\nu = -r_0/2$ ) довжини збуджуючих МСЛ.

У разі сильного збудження ( $\nu = r_0/2$ ), коли площа взаємодії резонатора із збуджуючими МСЛ збільшується, спостерігається збільшення смуги пропускання, затягування спусків АЧХ, а також зменшення рівня втрат в смузі пропускання [229]. Проте для побудови багаторезонаторних фільтрів пологі спуски АЧХ є негативним чинни-

ком, тому площу взаємодії збуджуючих МСЛ з резонатором не варто робити занадто великою. З іншого боку, якщо збудження буде недостатнім ( $\nu = -r_o / 2$ ), спостерігається протилежна картина. Спуски АЧХ стають крутішими, зменшується смуга пропускання, але також збільшується і загальний рівень втрат в смузі пропускання. Тому отримання необхідних характеристик шляхом зміни сили збудження є компромісом між шириною смуги пропускання і крутизою АЧХ. Залежність коефіцієнта зв'язку від довжини збуджуючих ЛП розглянута далі.

Для розрахунку резонансної частоти кільцевого резонатора використана модель каскадного з'єднання відрізків однорідних ЛП, які мають різні значення ефективної діелектричної проникності і характеристичного опору [230] (рис. 4.68).

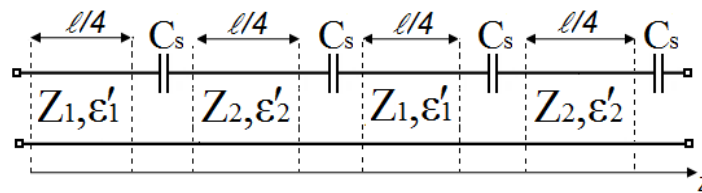


Рис. 4.68. Схемна модель кільцевого резонатора на основі теорії кіл з розподіленими параметрами.

Для цього матриця передачі однорідного відрізка кільцевого резонатора розраховувалася за формулою:

$$\mathbf{T}_u = \begin{bmatrix} \exp(j\beta_z l) & 0 \\ 0 & \exp(-j\beta_z l) \end{bmatrix},$$

де  $\beta_z$  – стала поширення хвилі,  $l$  – ефективна довжина однорідного відрізка кільцевого резонатора.

У роботі [228] описаний метод розрахунку повної електричної довжини однорідного кільцевого резонатора за допомогою функцій Бесселя першого і другого роду:

$$J'_n(kr_i)Y'_n(kr_o) - J'_n(kr_o)Y'_n(kr_i) = 0, \quad (4.55)$$

де  $J'_n$  і  $Y'_n$  – похідні функцій Бесселя першого і другого роду порядку  $n$ ,  $n$  – порядковий номер резонансної моди,  $k$  – хвильове число,  $r_o$  – зовнішній радіус кільця, а  $r_i$  – внутрішній радіус кільця. Залежність нормованої електричної довжини кільцево-

го резонатора, знайденої розв'язанням рівняння (4.55), від його ширини та зовнішнього радіусу показана на рис. 4.69, де  $w_r$  – ширина нерухомої частини кільцевого резонатора. З наведеної залежності видно, що зі збільшенням ширини кільцевого резонатора його електрична довжина зменшується, що викликано перерозподілом густини електричного струму у кільцевому резонаторі ближче до границі внутрішнього радіусу.

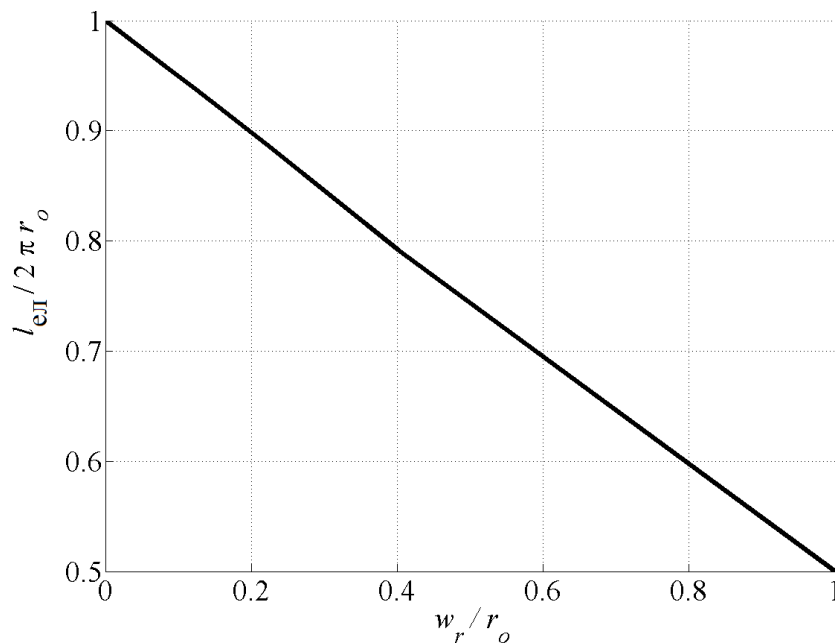


Рис. 4.69. Залежність нормованої електричної довжини кільцевого резонатора від його зовнішнього радіусу та ширини.

Неоднорідний кільцевий резонатор можна розбити на однорідні частини, а зв'язок між ними описати матрицею передачі:

$$\mathbf{T}_s = \begin{bmatrix} \frac{Z_1 + Z_2 + Z_{Cs}}{2Z_2} & \frac{Z_2 - Z_1 - Z_{Cs}}{2Z_2} \\ \frac{Z_2 - Z_1 + Z_{Cs}}{2Z_2} & \frac{Z_1 + Z_2 - Z_{Cs}}{2Z_2} \end{bmatrix},$$

де  $Z_1$  – характеристичний опір нерухомого відрізка резонатора,  $Z_2$  – характеристичний опір рухомого відрізка резонатора,  $Z_{Cs} = \frac{1}{j\omega C_s(d)}$  – реактивний опір конденсатора

$C_s$ , який знаходять так само, як описано у підрозділі 4.4.1.1.

Результуюча матриця передачі може бути знайдена шляхом добутку матриць усіх відрізків однорідних ЛП  $\mathbf{T}_u$  і матриць переходів зміни характеристичного опору  $\mathbf{T}_s$ . Вимоги тотожності напруги і струмів на вході і виході чотириполосника, описуваного результуючою матрицею передачі, призводить до рівняння відносно резонансної частоти:

$$(t_{11}(f) - 1)(t_{22}(f) - 1) + t_{12}(f)t_{21}(f) = 0, \quad (4.56)$$

де  $t_{ij}, i = 1, 2; j = 1, 2$  – елементи результуючої матриці передачі.

Значення резонансних частот, розрахованих за формулою (4.56), добре узгоджуються з результатами, отриманими методами МСЕ і МСІ [231].

На рис. 4.70 наведено фотографію експериментального зразка кільцевого резонатора, виміряні дані якого використовувалися для верифікації розрахунків МСЕ і МСІ [187]. Розміри резонатора вибрані таким чином, щоб робочі частоти потрапляли в ISM діапазон (від 2,4 до 2,8 ГГц). Інший діапазон НВЧ може бути забезпечений шляхом зміни геометричних розмірів резонатора і діелектричної проникності підкладки. Ширина збуджуючих МСЛ  $w = 1,55$  мм підібрана так, щоб вхідний і вихідний опір лінії складав 50 Ом. До кільцевого резонатора використані рухомі частини з більшим характеристичним опором для частотної селекції ортогональних мод. Резонатор сформований на діелектричній підкладках розмірами  $32 \times 50 \times 1,6$  мм та  $32 \times 50 \times 1,91$  мм, з відносною діелектричною проникністю  $\epsilon = 9,9$  і тангенсом кута діелектричних втрат  $\text{tg} \delta = 10^{-3}$ . Зовнішній радіус кільця складає  $r_o = 8,95$  мм, а внутрішній  $r_i = 7,83$  мм. Внутрішній радіус рухомих частин кільця вибраний як різниця зовнішнього радіуса і половини ширини рухомої ділянки, тому ширина рухомих ділянок дорівнює половині ширини фіксованих ділянок  $w_i = 1,12$  мм. Відстань між резонатором і збуджуючими електродами складає  $g = 0,75$  мм.

Для вимірювання характеристик експериментального зразка кільцевого резонатора був використаний той же вимірювальний стенд, що і для вимірювання експериментальних зразків шлейфового резонатора (рис. 4.58 а). Для виготовлення підкладки основної і рухомої частини кільцевого резонатора використовувалися RT/duroid



6010.2LM і Arlon Cu 217LX відповідно. Оцінки похибки експериментального вимірювання резонансної частоти, які отримано в підрозділі 4.4.1.5, справедливі і для кільцевого резонатора. Наведені на рис. 4.71 експериментальні дані добре узгоджуються з результатами розрахунків і відрізняються від них в межах вимірювальної похибки.

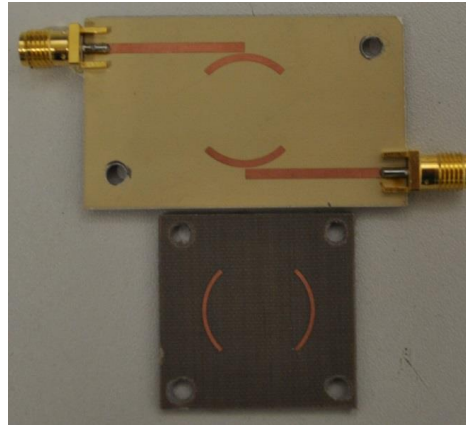


Рис. 4.70. Фотографія експериментального зразка кільцевого резонатора.

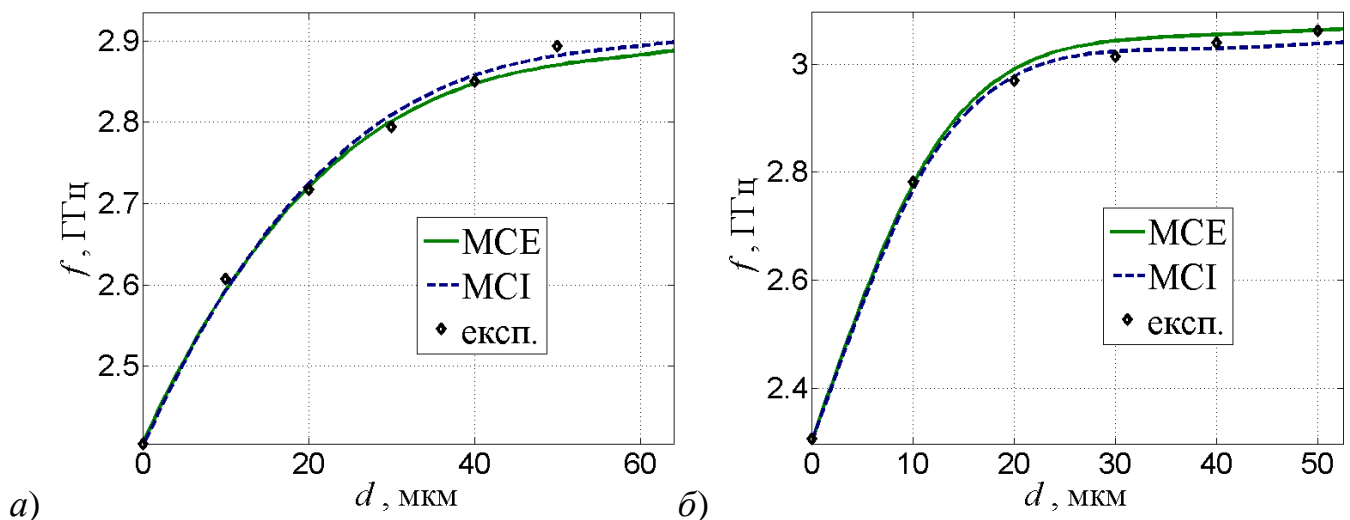


Рис. 4.71. Залежності резонансної частоти мікросмужкового кільцевого резонатора, виконаного на підкладці товщиною 1,91 мм (а) та 1,6 мм (а) від нормованої величини повітряного проміжку, розраховані МСЕ, МСІ і виміряні експериментально.

#### 4.4.2.2. Частотні та енергетичні характеристики кільцевого резонатора

Перелаштування резонансної частоти здійснювалася шляхом відриву рухомих частин кільцевого резонатора від підкладки. Як було показано раніше, це призводить

до зміни ефективної діелектричної проникності, і як наслідок до перелаштування резонансної частоти кільцевого резонатора. Ефективність перелаштування резонансної частоти залежить від відносної діелектричної проникності підкладки і співвідношення між шириною сигнального електрода і товщиною підкладки.

Залежність нормованого на ефективну електричну довжину кільцевого резонатора  $l_{eff}$  хвильового числа від нормованого розміру повітряного проміжку  $d$  для різних значень діелектричної проникності підкладки  $\epsilon_{\Pi}$  і для нормованої ширини фіксованої частини кільцевого резонатора  $w_r/h=0,7$  наведена на рис. 4.72а. Як видно, зі збільшенням діелектричної проникності підкладки збільшується і нормоване резонансне хвильове число, що пов'язано зі збільшенням діапазону зміни ефективної діелектричної проникності, а також зменшуються необхідні переміщення електрода, що дозволяє застосовувати сучасні МЕМС і п'єзоелектричні актюатори [232] і відповідає сучасному напрямку на мініатюризацію пристроїв НВЧ.

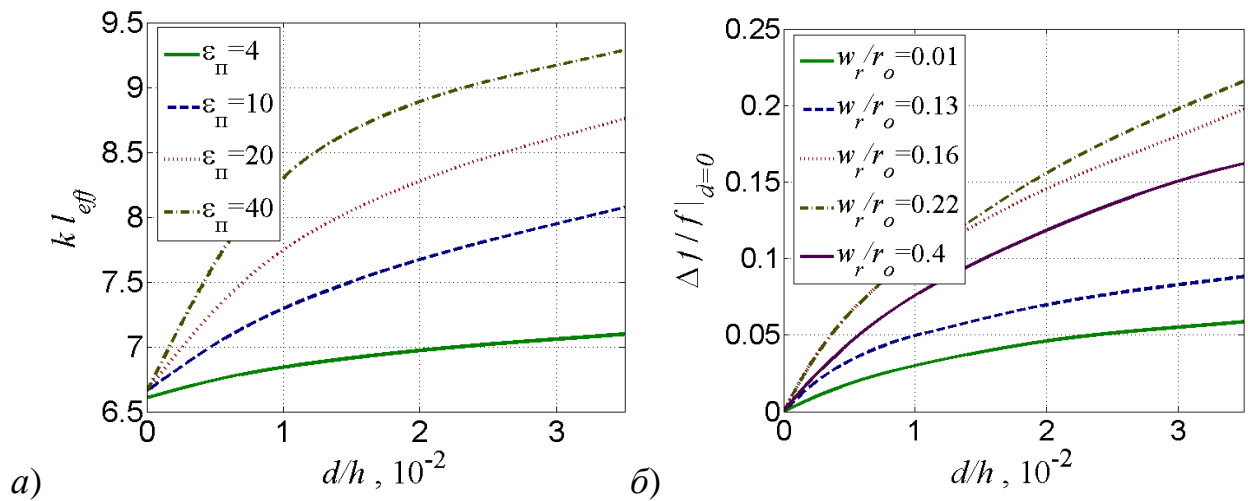


Рис. 4.72. Залежності нормованого резонансного хвильового числа кільцевого резонатора для різних значень діелектричної проникності підкладки  $\epsilon_{\Pi}$  та відношення ширини електрода резонатора до товщини підкладки  $w_r/h=0,7$  (а) і приросту резонансної частоти для різних відношень ширини фіксованої частини резонатора  $w_r$  до його радіусу  $r_o$  для  $\epsilon_{\Pi} = 9.9$  (б) від нормованого розміру повітряного проміжку  $d$ .

У разі збільшення ширини кільцевого резонатора на перелаштування впливають два конкуруючі процеси. З одного боку, збільшується максимальне значення ефекти-

вної діелектричної проникності, з іншого боку, зменшується ефективна електрична довжина резонатора. Це призводить до зменшення довжини повітряної неоднорідності на шляху хвилі і, як наслідок, до зменшення діапазону перелаштування резонансної частоти кільцевого резонатора. Для занадто малої ширини кільцевого резонатора, нормальна складова електричного поля під рухомими електродами стає слабкішою через крайові ефекти і ефективність перелаштування зменшується. Разом з тим, як було показано вище, збільшення ширини сигнального електрода негативно позначається на значенні втрат і добротності резонатора. Тому існує оптимальне значення відношення ширини кільцевого резонатора до зовнішнього радіуса, що демонструє рис. 4.72б.

Оптимальне значення відношення ширини кільцевого резонатора до його радіусу збільшується в результаті збільшення діелектричної проникності підкладки та у разі зменшення відношення ширини електрода до товщини підкладки. Подібна зміна викликана впливом розглянутих факторів (збільшення діапазону зміни ефективної діелектричної проникності та зменшення ефективної електричної довжини) на діапазон перелаштування резонансної частоти. Залежності оптимального значення ширини кільцевого резонатора до його радіусу від діелектричної проникності підкладки та відношення ширини електрода до товщини підкладки наведено на рис. 4.73.

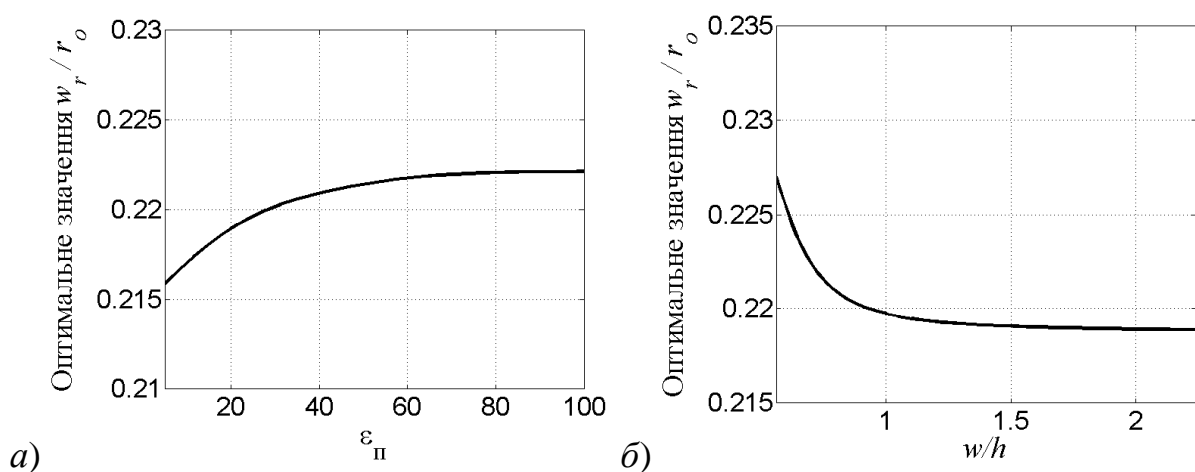


Рис. 4.73. Залежність оптимального значення відношення ширини кільцевого резонатора до його радіуса від відносної діелектричної проникності підкладки (а) і від відношення ширини електрода до товщини підкладки.

Залежності енергетичних характеристик кільцевого резонатора наведено для оптимального співвідношення між шириною нерухомої частини резонатора і його радіусом. На рис. 4.74 наводяться залежності коефіцієнта зв'язку резонатора з ЛП від нормованих значень довжини збуджуючих ліній для різних значень діелектричної проникності підкладки та для різних значень зовнішнього радіуса кільцевого резонатора.

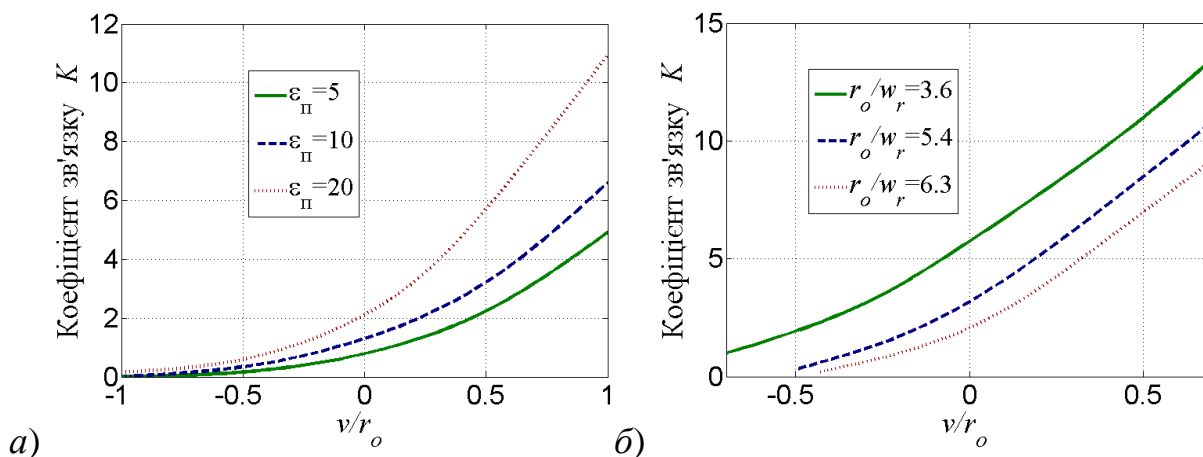


Рис. 4.74. Залежності коефіцієнта зв'язку кільцевого резонатора від нормованих значень довжини збуджуючих ліній для різних значень діелектричної проникності підкладки (а) та різних значень зовнішнього радіуса (б).

З рис. 4.74а видно, що у разі зміни довжини збуджуючих ЛП коефіцієнт зв'язку змінюється нелінійно і тим сильніше, чим більша зміна довжини збуджуючих ліній. Це відбувається за рахунок зміни площі взаємодії збуджуючих ліній і кільцевого резонатора, що змінює умови збудження резонатора.

Як видно з рис. 4.74б, в результаті зменшення зовнішнього радіуса кільцевого резонатора, для досягнення однакової умови збудження кільцевого резонатора необхідні менші довжини збуджуючих ЛП, що пов'язано з механізмом збудження кільцевого резонатора.

На рис. 4.75 показано залежності коефіцієнта зв'язку кільцевого резонатора від нормованої величини проміжку між резонатором і збуджуючими ЛП для різних значень діелектричної проникності підкладки та для різних співвідношень ширини збуджуючих ліній до ширини кільцевого резонатора.

У разі збільшення відстані  $g$  між збуджуючими ЛП і кільцевим резонатором коефіцієнт зв'язку зменшується і, як видно з рис. 4.75, слабо залежить від діелектричної проникності підкладки та співвідношення між шириною збуджуючих ліній та шириною кільцевого резонатора. Значення коефіцієнта зв'язку для відношення  $w/w_r = 0,9$  знаходяться вище, ніж для інших відношень, оскільки різниця характеристичних опорів збуджуючих ліній та кільцевого резонатора є найменшою. В результаті дослідження виявлено, що відстань  $g$  не впливає на власну добротність резонатора.

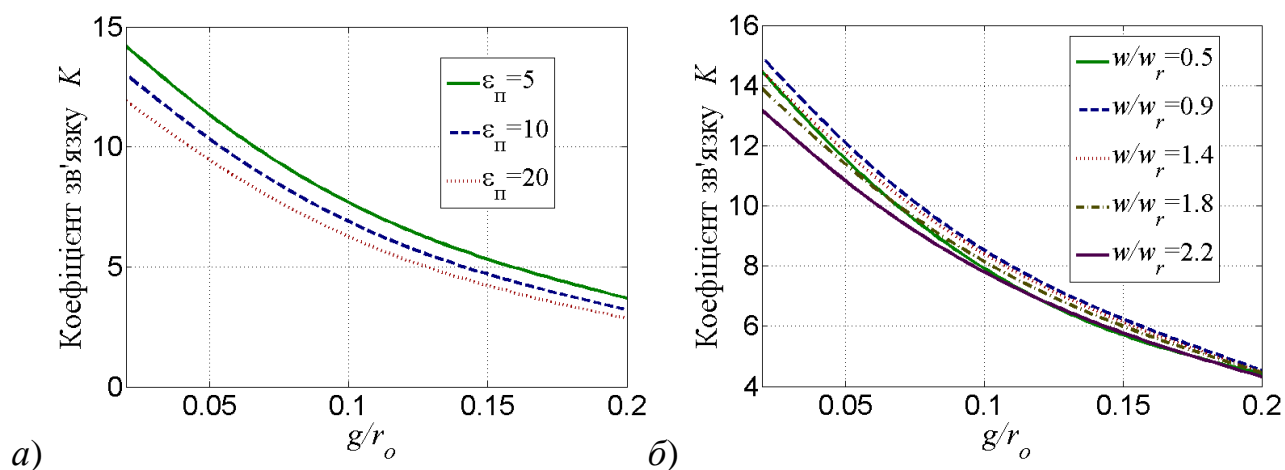


Рис. 4.75. Залежності коефіцієнта зв'язку кільцевого резонатора від нормованих значень відстані  $g$  для різних значень діелектричної проникності підкладки (а) та різних відношень  $w/w_r$  (б).

Залежності власної добротності і коефіцієнта зв'язку кільцевого резонатора від розміру повітряного проміжку між рухомими частинами резонатора і підкладкою на рис. 4.76 мають схожий характер з відповідними залежностями для шлейфового резонатора [189]. У разі малих повітряних проміжків за рахунок перерозподілу енергії електромагнітного поля зменшуються металеві і діелектричні втрати і власна добротність збільшується. У разі збільшення повітряного проміжку до декількох відсотків від товщини підкладки, нормальна складова електричного поля під рухомими частинами кільцевого резонатора стає меншою і зменшується енергія, яка накопичується під рухомими електродами, що призводить до збільшення втрат і зменшення власної добротності [233].

Залежність коефіцієнту зв'язку кільцевого резонатора від нормованих значень повітряного проміжку між рухомими частинами резонатора і підкладкою має максимум, як і залежність власної добротності, проте він досягається за більших повітряних проміжків (рис. 4.76б).

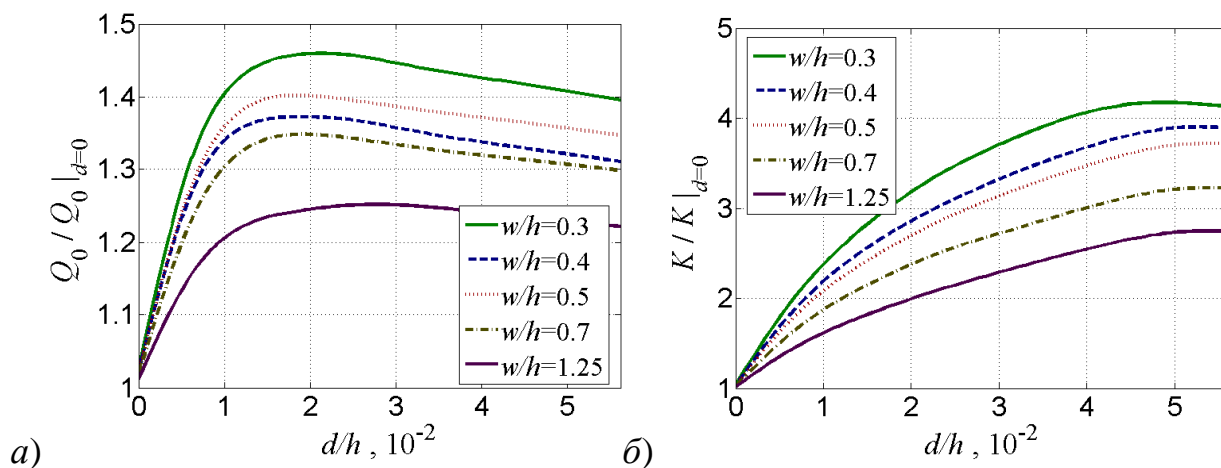


Рис. 4.76. Залежності нормованої власної добротності кільцевого резонатора (а) та нормованого коефіцієнта зв'язку (б) від нормованих значень повітряного проміжку між рухомими частинами резонатора і підкладкою  $d$  для різних співвідношень ширини сигнального електрода до товщини підкладки.

#### 4.4.3. Інші конструкції перелаштовуваних смужкових резонаторів

##### 4.4.3.1. Перелаштовуваний резонатор на основі копланарної лінії

На рис. 4.77 показана структура перелаштовуваного резонатора на основі КЛ з розімкненим напівхвильовим шлейфом завдовжки  $l$ . Мікромеханічне перелаштування здійснюється за рахунок зміни відстані між сигнальним електродом і підкладкою, що у свою чергу змінює ефективну діелектричну проникність [234]. Повітряний проміжок між сигнальним електродом і підкладкою служить керованою неоднорідністю в КЛ.

Переміщення сигнального електрода змінює ефективну діелектричну проникність КЛ і електричну довжину шлейфа, що призводить до перелаштування резонансної частоти [235].

Досліджений перелаштовуваний резонатор на основі КЛ має такі розміри:  $l = 15$  мм, довжина шлейфа,  $l_c$  – довжина перелаштовуваної ділянки сигнального електрода,  $W_s = 0,4$  мм – ширина шлейфового резонатора, ширина заземлюючих електродів  $W = 1,6$  мм, товщина підкладки  $h = 0,5$  мм, товщина електродів КЛ  $t = 10$  мкм, діелектрична проникність підкладки  $\epsilon_{\text{п}} = 10$ ,  $d$  – регулюємий повітряний проміжок між сигнальним електродом і підкладкою.

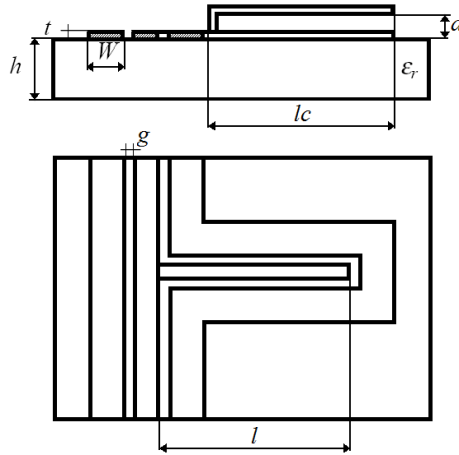


Рис. 4.77. Структура СЗФ на основі КЛ з мікромеханічним перелаштуванням резонансної частоти.

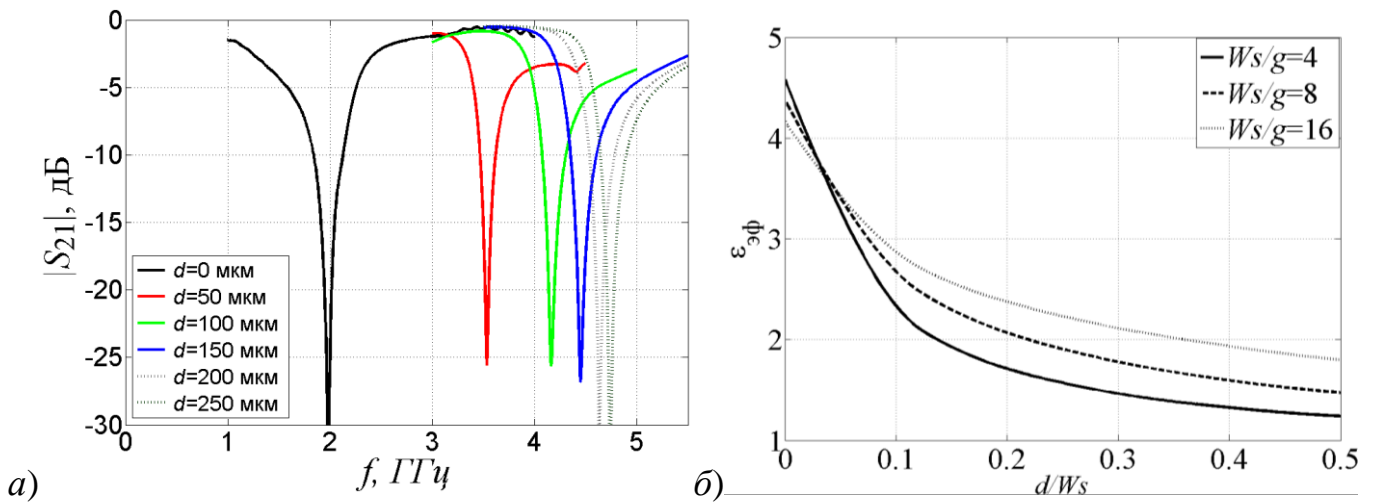


Рис. 4.78. Частотні залежності модуля коефіцієнта передачі перелаштовуваного резонатора на основі КЛ для різних величин повітряного проміжку  $d$  між сигнальним електродом і підкладкою (а); залежності ефективної діелектричної проникності КЛ від розміру повітряного проміжку  $d$  та ширини сигнального електрода  $W_s$  (б).

Моделювання характеристик резонатора проводилося МСЕ. На рис. 4.78а показано частотні залежності модуля коефіцієнта передачі  $|S_{21}|$  перелаштовуваного резонатора на основі КЛ для різних значень відстані від підкладки до сигнального електрода. Геометричні розміри фільтра були вибрані такими, щоб характеристичний опір структури складав близько 50 Ом.

У міру збільшення повітряного проміжку, як і у випадку з МСЛ, нормальна складова електричного поля шлейфа слабшає, що призводить до зменшення ефективності перелаштування і деформації АЧХ резонатора.

На рис. 4.78б наведено залежності ефективної діелектричної проникності КЛ від розміру повітряного проміжку, що нормований на ширину сигнального електрода, для різних значень нормованої ширини електрода. Із збільшенням відстані від сигнального електрода до підкладки ефективна діелектрична проникність зменшується.

#### **4.4.3.2. Перелаштовуваний смужковий резонатор, розташований паралельно до збуджуючих ліній**

На рис. 4.79а показана топологія перелаштовуваного мікросмужкового резонатора, розташованого паралельно до збуджуючих ліній. МСЛ виготовлена на діелектричній підкладці товщиною  $h = 1,6$  мм з діелектричною проникністю  $\epsilon_n = 10$  і товщиною металізації  $t = 10$  мкм. Резонатор складається з однієї рухомої частини  $l = 21,6$  мм, що має ширину  $w = 1,5$  мм яка розташована на відстані  $g = 0,3$  мм від збуджуючих ЛП, відстань між збуджуючими лініями  $g_1 = 10$  мм. Рухома частина резонатора рухається вертикально, змінюючи повітряний проміжок на величину  $d$ . Ця топологія дуже схожа з топологією шлейфового резонатора, розглянутого у підрозділі 4.4.1, проте забезпечує компактнішу структуру каскадного з'єднання декількох резонаторів для побудови багаторезонаторних фільтрів.

Частотні залежності модуля коефіцієнта передачі  $|S_{21}|$ , що наведено на рис. 4.79б, були отримані МСЕ і МСІ. Зміщення рухомої частини резонатора на відсотки від товщини підкладки призводить до зміщення резонансної частоти на 28%. Для конструкції смужкового резонатора з боковим розміщенням справедливі усі залежності що стосуються втрат, які наведені у підрозділі 4.2, і залежності, що стосуються чутливо-



сті резонансної частоти до зміни фізико-топологічних параметрів шлейфового резонатора (підрозділ 4.4.1.2).

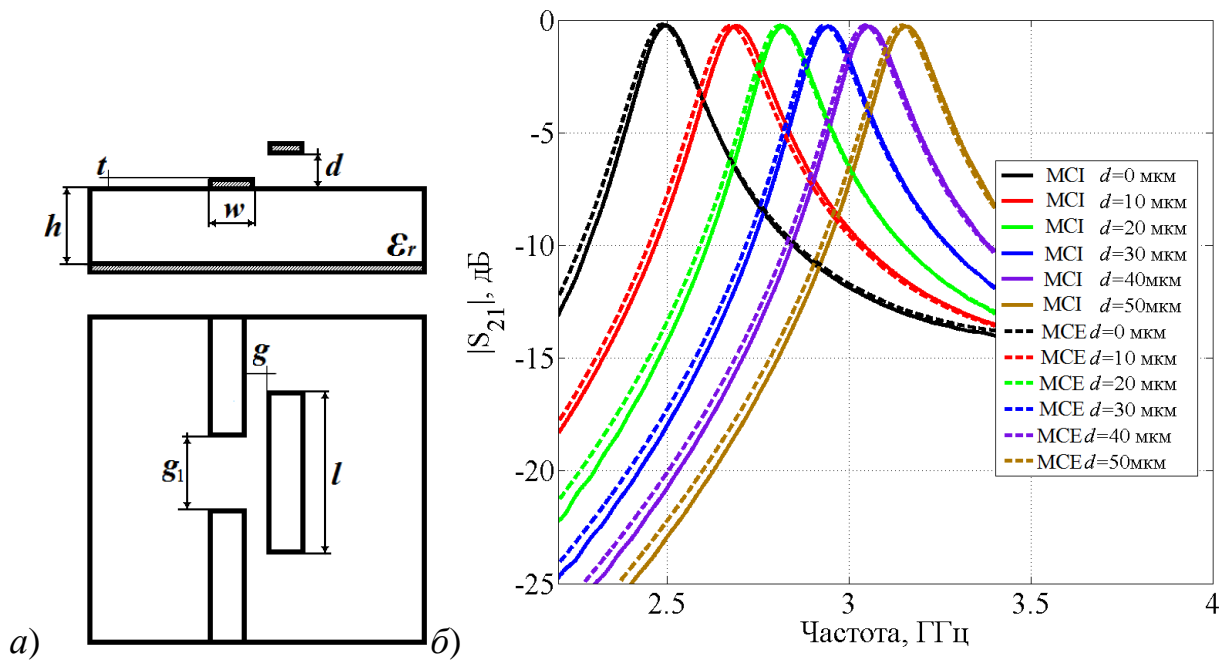


Рис. 4.79. Топологія перелаштовуваного смужкового резонатора з паралельним розташуванням відносно збуджуючих ліній (а); частотні залежності модуля коефіцієнта передачі смужкового резонатора з боковим розташуванням для різних величин повітряного проміжку  $d$  між сигнальним електродом і підкладкою (б).

Подібна конструкція може бути використана для мікросмужкової антени з кривою частотною характеристикою [236, 237].

## 4.5. Висновки

Розроблені методи розрахунку та експериментального знаходження еквівалентних параметрів багат шарових смужкових ліній дозволили встановити закономірності впливу повітряного проміжку між електродом та підкладкою на ефективну діелектричну проникність і характеристичний опір в залежності від діелектричної проникності підкладки та різних співвідношень між шириною сигнального електрода та товщиною підкладки. Встановлено, що тих же меж перелаштування ефективної діелектричної проникності можна досягти з меншими розмірами повітряних проміжків за рахунок зменшення ширини сигнального електрода і товщини підкладки МСЛ та

збільшення діелектричної проникності підкладки. Показано, що статична залежність ефективної діелектричної проникності одновимірної діелектричної неоднорідності від нормованої на товщину діелектрика товщини повітряного проміжку, що отримана в підрозділі 2.3, є верхньою асимптотою аналогічних залежностей МСЛ для скінченної ширини сигнального електрода. Цю аналітичну залежність можна використовувати для оцінки границь перелаштування ефективної проникності МСЛ.

Показано, що існування повітряного проміжку між сигнальним електродом та підкладкою МСЛ зменшує дисипативні втрати як у діелектрику підкладки, так і у металевих частинах лінії. Встановлено, що чим більше значення діелектричної проникності підкладки, тим більший вплив повітряної неоднорідності на дисипативні втрати обох механізмів. Зменшення відношення ширини сигнального електрода до товщини підкладки призводить до зменшення діелектричних втрат, а втрати у металевих частинах лінії зменшуються у разі збільшення ширини сигнального електрода чи товщини підкладки та зменшення частоти. Отримано аналітичні формули, які визначають залежності максимальних діелектричних та мінімальних металічних втрат від розміру повітряного проміжку між сигнальним електродом та підкладкою.

Запропоновано і обґрунтовано придатний для створення фазообертачів спосіб керування характеристиками мікросмужкової і копланарної ліній, заснований на перерозподілі енергії хвилі, що поширюється між діелектричними і заповненими повітрям частинами приладу. Розрахунками і експериментально показано, що найбільший питомий фазовий зсув в фазообертачі на основі мікросмужкової і копланарної лінії досягається у разі використання конструкцій з переміщуваними сигнальними електродами порівняно з конструкціями з переміщуваним діелектриком.

Показано, що застосування діелектричних матеріалів з підвищеними значеннями діелектричної проникності позитивно впливає на величину максимального фазового зсуву фазообертачів на основі мікросмужкової і копланарної ліній. При цьому в конструкціях з переміщуваним сигнальним електродом вирішальний вплив має діелектрична проникність підкладки, в той час як для конструкцій з рухомим діелектриком – проникність останнього.

Встановлено, що найкращі показники керування досягаються за такої геометрії пристроїв, яка забезпечує максимальну концентрацію поля в області керування, тобто в повітряному зазорі змінної величини. Залежно від висунутих вимог цей зазор може бути реалізований як шляхом переміщення сигнального електрода МСЛ, так і переміщенням її заземлюючого електрода. Останній принцип керування менш ефективний, але не призводить істотної зміни характеристичного опору і при цьому поверхня лінії залишається вільною для монтажу інших компонентів. В результаті переміщення сигнального електрода МСЛ за інших рівних умов більший фазовий зсув досягається в конструкціях з більшою діелектричною проникністю підкладки, меншими шириною сигнального електрода та товщиною підкладки.

Показано, що використання ліній складного поперечного перерізу, зокрема з витравленою в підкладці в області під електродами канавкою, дозволяє керувати складовою втрат, обумовленою діелектричними втратами в підкладці.

Запропоновано варіанти конструкцій фазообертачів, придатні для практичного застосування. У разі використання матеріалів з підвищеними значеннями діелектричної проникності, а також з переходом на вищі частоти необхідні фазові зсуви можуть бути отримані в результаті переміщень в десятки мікрометрів, тому для їх реалізації можуть бути використані швидкодіючі п'єзоактюатори.

Результати моделювання фазообертачів добре узгоджуються з результатами експерименту і дозволяють зробити висновок про ефективність і перспективність цих конструкцій, а також про перевагу перед існуючими конструкціями того ж класу.

Досліджено конструкції перелаштовуваних резонаторів на основі мікросмужкових і копланарних ліній з мікромеханічним керуванням частоти. На основі теорії кіл з розподіленими параметрами запропоновано еквівалентні схеми мікромеханічно перелаштовуваних резонаторів. Розроблені еквівалентні схеми дозволяють значно спростити розрахунки характеристик резонаторів порівняно з МСЕ та МСІ.

Проаналізовано частотні залежності модуля коефіцієнта передачі перелаштовуваного шлейфового резонатора смугово-пропускаючої конструкції від розміру повітряного проміжку між сигнальним електродом та підкладкою в результаті зміни осно-

вних фізико-топологічних параметрів резонатора. Встановлено, що збільшення відстані між збуджуючими лініями і шлейфовим резонатором призводить до зменшення ширини смуги пропускання, що викликано зменшенням коефіцієнта зв'язку резонатора з лінією. Зміна співвідношення довжин нерухомої і рухомої частин резонатора, на користь останньої, збільшує діапазон перелаштування резонансної частоти і зменшує втрати в смугі пропускання.

Проведено експериментальне дослідження перелаштовуваних резонаторів на основі МСЛ. Частотні залежності модуля коефіцієнта передачі від розміру повітряного проміжку, які отримано методами МСЕ, МСІ, теоретичними розрахунками на основі еквівалентних схем та експериментом, добре узгоджуються між собою. Показано, що переміщення рухомої частини резонатора на одиниці відсотків від товщини підкладки МСЛ дозволяє отримати зміщення резонансної частоти резонатора більш, ніж на 30%.

Отримані залежності чутливості резонансної частоти до зміни фізико-топологічних параметрів мікросмужкових резонансних елементів можуть бути використані для оцінки впливу зовнішніх факторів, зокрема температури, на їх характеристики. Проведено оцінку похибки експериментального визначення резонансної частоти шлейфового резонатора, яка за найменших розмірів повітряного проміжку не перевищує 3%.

Наведено залежності коефіцієнта зв'язку, власної добротності і зовнішньої добротності перелаштовуваного шлейфового резонатора на МСЛ від розміру повітряного проміжку, для різних співвідношень між шириною сигнального електрода і товщиною підкладки. Показано, що мікромеханічний спосіб перелаштування не тільки не погіршує власну добротність резонатора, а й призводить до її росту. Наведено експериментальні результати власної добротності шлейфового резонатора, які добре узгоджуються з результатами теоретичних розрахунків.

Показано що у разі збільшення діелектричної проникності підкладки кільцевого резонатора в результаті збільшення нормованого на товщину підкладки повітряного проміжку між сигнальним електродом та підкладкою збільшується значення нормо-

ваного резонансного хвильового числа, а також діапазон його зміни. Аналіз залежностей нормованого резонансного хвильового числа від товщини повітряного проміжку для різних співвідношень між шириною кільцевого резонатора та його зовнішнім радіусом вказує, що існує оптимальне співвідношення між шириною кільцевого резонатора і його радіусом для найефективнішого перелаштування резонансної частоти. Це пов'язано з тим, що не дивлячись на збільшення максимального значення ефективної діелектричної проникності, зменшується електрична довжина керованої неоднорідності і, як наслідок, ефективність перелаштування резонансної частоти спадає. Одержано залежності оптимального значення відношення ширини кільцевого резонатора до його радіуса, що забезпечують найефективніше перелаштування резонансної частоти, від відносної діелектричної проникності та товщини підкладки.

Проаналізовано вплив фізико-топологічних параметрів на власну добротність і коефіцієнт зв'язку кільцевого резонатора. Зміна довжини збуджуючих ліній і проміжку між збуджуючими лініями і кільцевим резонатором не впливають на власну добротність резонатора, проте мають сильний вплив на коефіцієнт зв'язку кільцевого резонатора з лінією. Зменшення проміжку між збуджуючими лініями і резонатором та збільшення довжини збуджуючих ліній призводить до зростання коефіцієнта зв'язку резонатора з ЛП. Вплив повітряного проміжку між сигнальним електродом і підкладкою на власну добротність і коефіцієнт зв'язку кільцевого резонатора має тенденції, подібні для шлейфового резонатора.

Наведені у цьому розділі основні наукові результати викладено в роботах автора [89,129,158,161,162, 185, 187, 190-191, 193-205, 207-211, 214, 215, 225, 227, 229-237].

## 5. Складені діелектричні резонатори

За останні десятиріччя були практично реалізовані фізичні передумови створення нового класу частотно-селективних структур на основі діелектричних резонаторів (ДР) [238, 239]. Їх застосування дозволяє по-новому вирішувати проблему мініатюризації і створювати пристрої з характеристиками, недосяжними на основі традиційних підходів до розв'язання завдань частотної фільтрації НВЧ-сигналів. ДР із сучасних матеріалів не поступаються порожнистим металевим резонаторам у температурній стабільності резонансної частоти, проте вигідно відрізняються від них поліпшеними масогабаритними характеристиками. Як і мікросмужкові частотно-селективні структури, ДР конструктивно просто поєднуються з пасивними і активними елементами гібридних інтегральних схем. Разом з тим, порівняно з мікросмужковими структурами ДР мають набагато більш високі значення власних добротностей, які у ряді випадків істотно перевищують значення, реалізовані і в порожнистих металевих резонаторах.

На базі ДР створюється нове покоління малогабаритної радіоелектронної апаратури. Поєднання в єдиних конструкціях ДР і напівпровідникових елементів лежить в основі створення мініатюрних твердотільних модулів різного призначення. Винятково важливим для практики є побудова високостабільних джерел НВЧ сигналів на основі активних компонентів з високодобротними ДР.

Спроби електромеханічного перелаштування резонансної частоти ДР [240, 241] призвели до появи нової конструкції складених ДР з поперечною діелектричною неоднорідністю (СДР), рис. 5.1. Таке розташування діелектричної неоднорідності дозволило отримати керування резонансною частотою СДР в діапазоні понад 40% в результаті переміщення складових частин резонатора на одиниці відсотків щодо поперечних розмірів СДР [242].

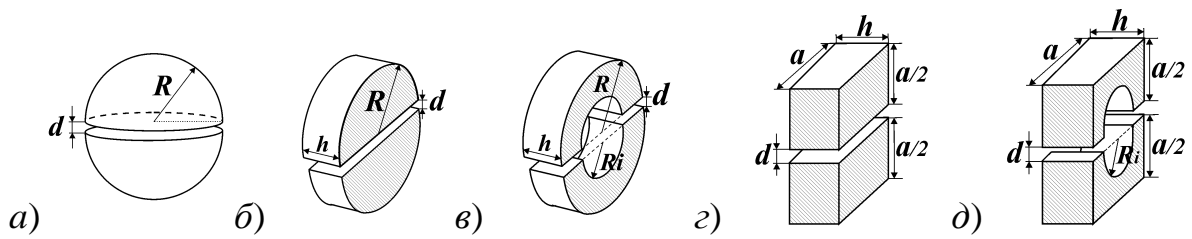


Рис. 5.1. Складені діелектричні резонатори, виконані у формі: а) шару; б) циліндра; в) порожнистого циліндра; г) прямокутного паралелепіпеда; д) прямокутного паралелепіпеда з отвором.

## 5.1. Розв'язання електродинамічної задачі знаходження резонансних частот складених діелектричних резонаторів

До найважливіших характеристик СДР відносяться резонансні частоти різних типів коливань, які визначаються з розподілу електромагнітного поля розв'язанням задачі про власні значення і власні функції однорідного рівняння Гельмгольца за відповідних граничних умов на поверхні діелектричного зразка та оточуючих його тіл. При цьому власні значення визначають резонансні частоти, а власні функції описують електромагнітні поля відповідних типів коливань СДР.

Розв'язання цієї задачі має відомі складнощі, пов'язані з розглядом як внутрішньої області резонатора, так і зовнішньої – навколишнього простору [243]. Труднощі розрахунків викликані складністю явищ, що визначають існування високодобротних коливань в СДР. Поряд із внутрішніми відбиттям від границь поділу середовищ необхідно враховувати особливості поля і відбивання від країв і ребер діелектричного тіла, що призводять до явища дифракції [244]. Для СДР, що знаходиться у вільному просторі, необхідно враховувати явище формування сферичної хвилі, що поширюється від резонатора. Наявність зовнішніх полів СДР вимагає врахування збурення власних полів резонатора оточуючими елементами, що залежить від конструктивних особливостей включення СДР в передавальний тракт НВЧ.

Повний аналітичний розв'язок електродинамічної задачі відомий лише для діелектричної кулі, розташованої у вільному просторі [245]. Наявність у СДР та резонато-

рів довільної форми некоординатних границь не дає можливості знайти аналітичні розв'язки задач. Тому для СДР отримали розвиток наближені аналітичні та чисельні методи розрахунку. Так, в роботі СДР [246] для прямокутного СДР (рис. 5.1 з) використане наближення магнітної стінки з коректуванням діелектричної проникності матеріалу резонатора, щоб стала поширення відповідає діелектричному хвилеводу. В роботі [247] для дискових та кільцевих СДР використаний метод колокацій та неповне узгодження тангенціальних компонент поля на торцевих поверхнях резонатора. Такі підходи хоч і забезпечують досить низьку відносну похибку знаходження резонансної частоти СДР, що складає декілька відсотків, проте мають цілий ряд обмежень.

Тому в дисертації використаний універсальний чисельний метод – трьохвимірний метод скінченних елементів (МСЕ), описаний в п. 4.1.1.2, що дозволив не тільки уточнити раніше отримані закономірності, але й розв'язати електродинамічну задачу для тих форм СДР, які не розглядалися раніше: у формі півкуль, прямокутних паралелепіпедів з циліндричним отвором (рис. 5.1 в, д).

В наступних підрозділах наводиться верифікація використання МСЕ для пошуку резонансних частот діелектричних резонаторів.

### 5.1.1. Порівняння МСЕ з аналітичним розв'язком для ДР у формі кулі

Точний аналітичний розв'язок для ДР у формі кулі радіусом  $R$  наведений в роботі [245]. Кожна резонансна частота відповідає власному розподілу електромагнітного поля, яке характеризується трьома індексами  $m$ ,  $n$  та  $p$ . Індекс  $p$  вказує на кількість варіацій електромагнітного поля вздовж радіусу, індекс  $m$  вказує на число повторів поля в азимутальній площині (за азимутальним кутом), а індекс  $n$  вказує на кількість варіацій поля в меридіанній площині (за зенітним кутом). Розв'язки задачі розпадаються на резонансні моди  $TE$ -типу, які позначають  $TE_{nmp}$  або  $H_{nmp}$ , та  $TM$ -типу, які позначають  $TM_{nmp}$  або  $E_{nmp}$ .

Результати розрахунку резонансних частот декількох мод методом скінченних елементів та аналітичним методом [245] наведено в табл. 5.1.



Таблиця 5.1.

Результати розрахунку резонансної частоти  $f_0$  сферичного ДР аналітичним методом [245] і МСЕ

Тип коливань	$R$ , мм	Діелектрична проникність матеріалу резонатора	$f_0$ , ГГц		$\Delta = \frac{ f_0 - f_r }{f_r} \cdot 100 \%$
			МСЕ	[245]	
$H_{101}$	3	80	5,5278	5,5418	0,25 %
$H_{101}$	4	80	4,1458	4,1575	0,28 %
$H_{101}$	5	80	3,3167	3,3222	0,17 %
$H_{101}$	5	60	3,8173	3,8358	0,48 %
$H_{101}$	5	40	4,6473	4,6962	1,05 %
$E_{101}$	3	80	7,8749	7,870	0,06 %
$E_{101}$	4	80	5,9062	5,9078	0,03 %
$E_{101}$	5	80	4,7249	4,7268	0,04 %
$E_{101}$	5	60	5,4238	5,4302	0,11 %
$E_{101}$	5	40	6,5634	6,5754	0,18 %

Як видно з табл. 5.1, різниця у розрахованих значеннях резонансної частоти діелектричної сфери не перевищує 1,05%. Така розбіжність результатів пов'язана з похибкою обчислення МСЕ, а також з тим, що у разі розв'язання задачі МСЕ діелектрична куля розташовувалася в металевому екрані і близькість металевих стінок збурювала електромагнітне поле порівняно з вільним простором, що впливало на розраховану резонансну частоту. Похибка знаходження резонансних частот в МСЕ також пов'язана з кількістю тетраєдрів, що покривають об'єм ДР, і містить обчислювальну похибку розв'язання системи рівнянь. У табл. 5.2 зведені результати розрахунку резонансної частоти нижчого типу коливань ДР, виготовлено у формі кулі і поміщеного в прямокутний хвилевід перетину  $24 \times 48$  мм. Як видно з наведених результатів, після двох кроків деталізації сітки отримувані результати відрізняються менш, ніж на 0,1%. Тому для мінімізації часу розв'язання електродинамічної задачі методом МСЕ застосовувався адаптивний алгоритм генерації сітки розбиття для досягнення заданої абсолютної похибки обчислення елементів матриці розсіювання  $\Delta S$ .

Таблиця 5.2.

Результати розрахунку резонансної частоти  $f_0$   $H_{101}$  типу коливань ДР, виконаного у формі кулі та поміщеного в прямокутний хвилевід та абсолютної похибки розрахунку елементів матриці розсіювання  $\Delta S$  залежно від деталізації сітки (розміри хвилеводу 48 x 24 мм)

Кількість деталізацій сітки	$\varepsilon_1 = 80, R = 4$ мм			$\varepsilon_1 = 40, R = 5$ мм		
	Кількість тетраедрів	$f_0$ , ГГц	$\Delta S$	Кількість тетраедрів	$f_0$ , ГГц	$\Delta S$
2	1052	4,160	$3 \cdot 10^{-3}$	1260	4,6964	$3 \cdot 10^{-3}$
3	1997	4,1581	$6,2 \cdot 10^{-3}$	1475	4,6982	$6,4 \cdot 10^{-3}$
4	2324	4,1590	$8,54 \cdot 10^{-3}$	1719	4,6962	$6,9 \cdot 10^{-3}$
5	2702	4,1580	$9 \cdot 10^{-3}$	1959	4,6962	$1,5 \cdot 10^{-3}$
6	3095	4,1578	$2,17 \cdot 10^{-3}$	2192	4,6962	$2,9 \cdot 10^{-4}$
7	3465	4,1574	$3,5 \cdot 10^{-3}$	2448	4,6962	$7,6 \cdot 10^{-3}$
8	3861	4,1574	$7,24 \cdot 10^{-5}$	2681	4,6962	$9,7 \cdot 10^{-3}$
9	4256	4,1574	$1,23 \cdot 10^{-4}$	2937	4,6962	$1,1 \cdot 10^{-4}$
10	4627	4,1574	$1,21 \cdot 10^{-4}$	3186	4,6962	$3,89 \cdot 10^{-5}$
11	5030	4,1574	$5,6 \cdot 10^{-5}$	3426	4,6962	$5,1 \cdot 10^{-6}$
12	5424	4,1574	$7,8 \cdot 10^{-6}$	3671	4,6962	$1,45 \cdot 10^{-5}$

У разі розрахунку резонансних частот складених ДР досліджувана модель ускладнюється, оскільки з'являються додаткові межі поділу середовищ, що унеможлиблює знаходження власних чисел в аналітичному вигляді. Тому для СДР довільної форми застосовують чисельні методи, які верифікують експериментальним шляхом.

### 5.1.2. Експериментальна перевірка розрахунків, виконаних методом скінченних елементів

Результати розрахунку резонансних частот СДР за допомогою МСЕ верифіковані шляхом їх порівняння з експериментальними вимірюваннями.

Досліджувалися зразки СДР, виготовлені з матеріалів з різними електрофізичними параметрами, резонансні частоти яких знаходяться в різних частотних діапазонах (рис. 5.2а).

Вимірювальний стенд складався з відрізка прямокутного хвилеводу, вимірювальної секції з мікрометричним гвинтом (рис. 5.2б), яка підключалась до векторного аналізатора електричних кіл. Складові частини резонатора закріплювалися всередині

вимірювальної секції за допомогою підставки, що утримувала одну частину резонатора і поршня, який фіксував другу частину резонатора. Другий кінець поршня кріпився до мікрометричного гвинта або п'єзоелектричного рушія, що забезпечувало переміщення складових частин резонатора відносно один одного. Як матеріал підставки і рухомого поршня був обраний матеріал полістирол, оскільки він має низьке значення діелектричної проникності ( $\epsilon = 2.2 - 2.7$ ) [248] і справляє несуттєвий вплив на значення резонансних частот СДР.

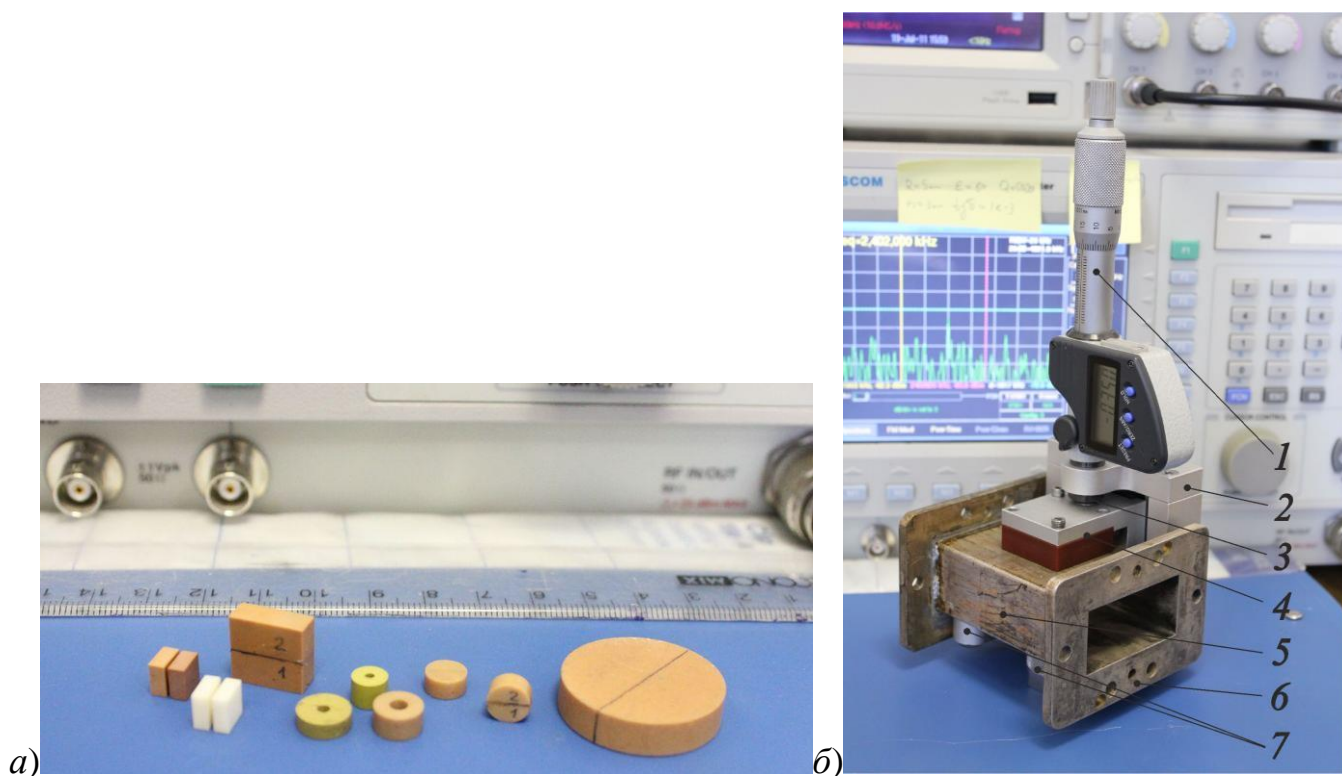


Рис. 5.2. *а)*: СДР різної форми, виконані з матеріалів з різними електрофізичними параметрами; *б)*: фотографія експериментального макета з механічним керуванням (хвилевід R48, робочий діапазон частот 3,95-5,85 ГГц): 1 – мікрометричний гвинт; 2 – підставка; 3 – рухомий поршень; 4 – верхнє кріплення мікрометричного гвинта до хвилеводу; 5 – прямокутний хвилевід; 6 – фланець прямокутного хвилеводу; 7 – нижнє кріплення мікрометричного гвинта до хвилеводу

Результати експериментальних вимірювань показано на рис. 5.3. Видно, що виміряні величини відрізняються від результатів, отриманих МСЕ, в межах вимірювальної похибки. Аналіз похибки вимірювання наведено в підрозділі 5.2.3.

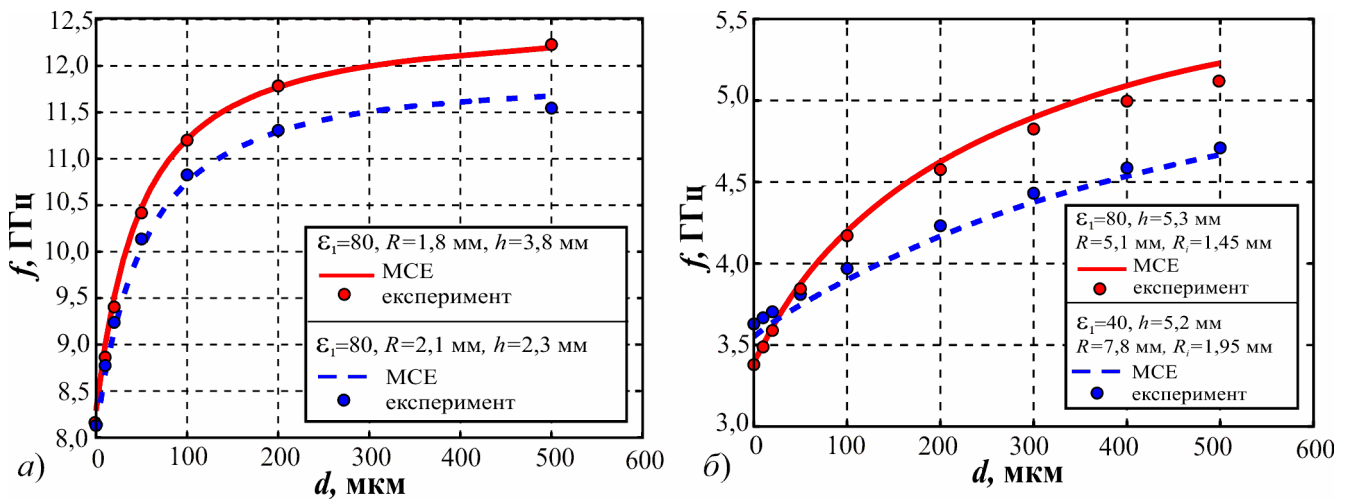


Рис. 5.3. Залежність вимірної резонансної частоти і розрахованої за МСЕ від взаємної відстані між частинами СДР виконаного у формі: а) напівциліндрів; б) напівциліндрів з внутрішнім отвором.

## 5.2. Резонансні частоти СДР

### 5.2.1. Залежність резонансних частот СДР від геометричних та електрофізичних параметрів

Досліджуючи резонатори різної геометричної форми, розраховані на різні частотні діапазони, можна відзначити пропорційну зміну геометричних розмірів залежно від частотного діапазону, на які вони розраховані. Тому розраховані значення резонансної частоти СДР залежно від величини повітряного зазору зручніше подати у вигляді нормованих хвильових чисел, які не залежать від абсолютних значень геометричних параметрів СДР і частотного діапазону:

$$\sqrt{\varepsilon_1}kR, \sqrt{\varepsilon_1}kh, \sqrt{\varepsilon_1}ka, \quad (5.1)$$

де  $\varepsilon_1$  – відносна діелектрична проникність матеріалу ДР;  $k = \frac{2\pi f_0}{c}$  – резонансне хвильове число;  $f_0$  – резонансна частота;  $c$  – швидкість світла у вакуумі;  $R$  – радіус півкулі, півдиска і зовнішній радіус порожнистого півдиска;  $h$  – товщина півдиска, порожнистого півдиска, прямокутного паралелепіпеду і прямокутного паралелепіпе-

ду з циліндричним отвором;  $a$  – довжина ребра прямокутного паралелепіпеду. Подання резонансної частоти резонатора в нормованому вигляді дозволяє легко перерахувати її значення у разі масштабування резонатора, не вдаючись до розв'язання електродинамічної задачі.

Крім цього, оскільки резонансні частоти цільних діелектричних резонаторів добре вивчені і існує достатньо багато методик їх розрахунків [238, 239, 249], то резонансні частоти СДР можна характеризувати за допомогою ефективної діелектричної проникності  $\epsilon_{eff}$ , яка дорівнює такій відносній діелектричній проникності матеріалу цільного ДР, для якої його резонансна частота співпадає з резонансною частотою СДР [250]. Така характеристика також не залежить від робочої частоти і абсолютних значень геометричних розмірів резонатора, а визначається тільки співвідношеннями останніх.

У роботі [251] розглянуто метод керування резонансною частотою СДР, оснований на переміщенні частин резонатора відносно один одного, і наведено розрахунки резонансної частоти резонаторів у відкритому просторі залежно від повітряного зазору між частинами СДР. Практичний інтерес викликає завдання визначення резонансної частоти нижчого типу коливання СДР, поміщеного в прямокутний хвилевід, оскільки наявність металевих стінок поблизу резонатора впливає на значення резонансної частоти СДР. Значення резонансної частоти резонатора залежить від його геометричних і електрофізичних параметрів, а вивчення впливу цих параметрів і геометричних розмірів передавального тракту на характер перелаштування резонансної частоти СДР є актуальним завданням [252]. У цьому підрозділі буде розглянута ефективність керування резонансною частотою складених резонаторів залежно від геометричних і електрофізичних параметрів ДР. Під ефективністю керування резонансною частотою будемо розуміти здатність максимальної зміни резонансної частоти СДР за мінімального переміщення складових частин резонатора.

Для виявлення залежності резонансної частоти сферичного СДР в прямокутному хвилеводі досліджується конструкція, наведена на рис. 5.4а. Нижня частина резонатора закріплена на полістироловій підставці, а верхня частина кріпиться до рухомого

полістиролового поршня, який здійснює переміщення верхньої частини щодо нижньої частини СДР.

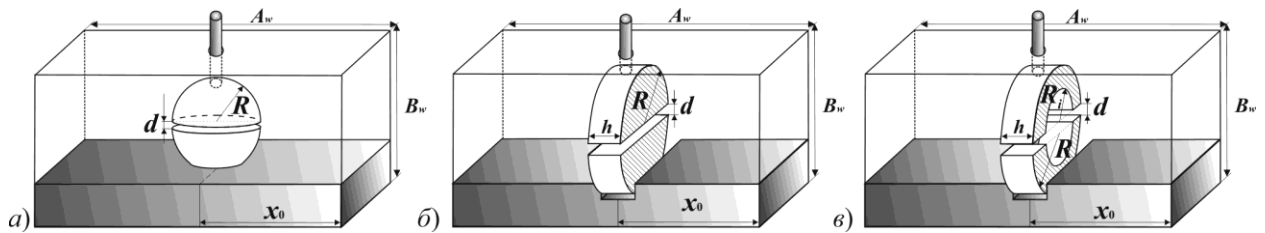


Рис. 5.4. Розташування СДР в прямокутному хвилеводі:

а) сферичного; б) дискового; в) кільцевого.

Для максимального збудження нижчого типу коливань сферичний СДР розташовувався в центрі поперечного перерізу хвилеводу ( $x_0 = A_w/2$ ). Керуючі елементи (п'єзоактюатор або електрострикційний рушій) розташовуються поза прямокутним хвилеводом і не вносять додаткові втрати, зберігаючи високу добротність резонансу СДР [253]. Однак наявність елементів, що утримують резонатор усередині прямокутного хвилеводу, впливає на значення резонансної частоти СДР. На рис. 5.5 показано, що відносна зміна резонансної частоти не перевищує 0,15% у разі використання основи та керуючого поршня, виготовлених з матеріалів: Rogers R03003, поліамід і тефлон. Тому для спрощення досліджуваної моделі і зменшення часу розрахунку, керуючі елементи і підставка, на якій закріплений резонатор, не враховуються.

Повітряний зазор між складовими частинами СДР є діелектричною неоднорідністю, що розташована перпендикулярно лініям електричного поля нижчого типу коливань резонатора. Варіація повітряного зазору призводить до зміни характеру діелектричної неоднорідності, що зумовлює збурення електромагнітного поля і зміщення резонансної частоти [254].

Розраховані значення нормованої резонансної частоти для різних значень діелектричної проникності резонатора показано на рис. 5.6а, де по осі абсцис відкладено нормовану відстань між частинами СДР, виражену у відсотках, а по осі ординат – значення нормованого хвильового числа (5.1). Залежності нормованої на відносну проникність матеріалу, з якого виготовлений СДР, ефективної діелектричної проникності резонатора наведено в табл. Г.1 та на рис. 5.6б.

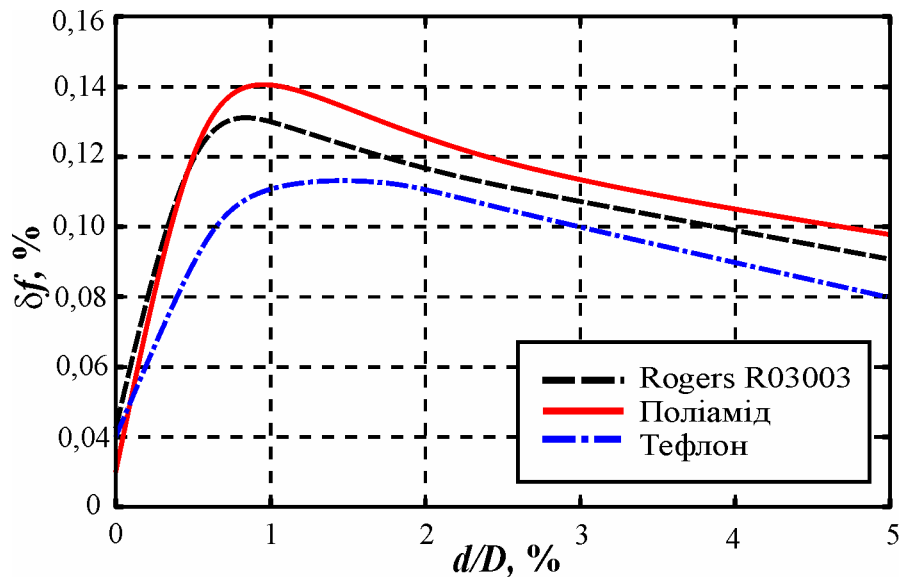


Рис. 5.5. Залежність відносної зміни резонансної частоти СДР від нормованої відстані між частинами резонатора для різних матеріалів підставки та керуючого поршня

ня

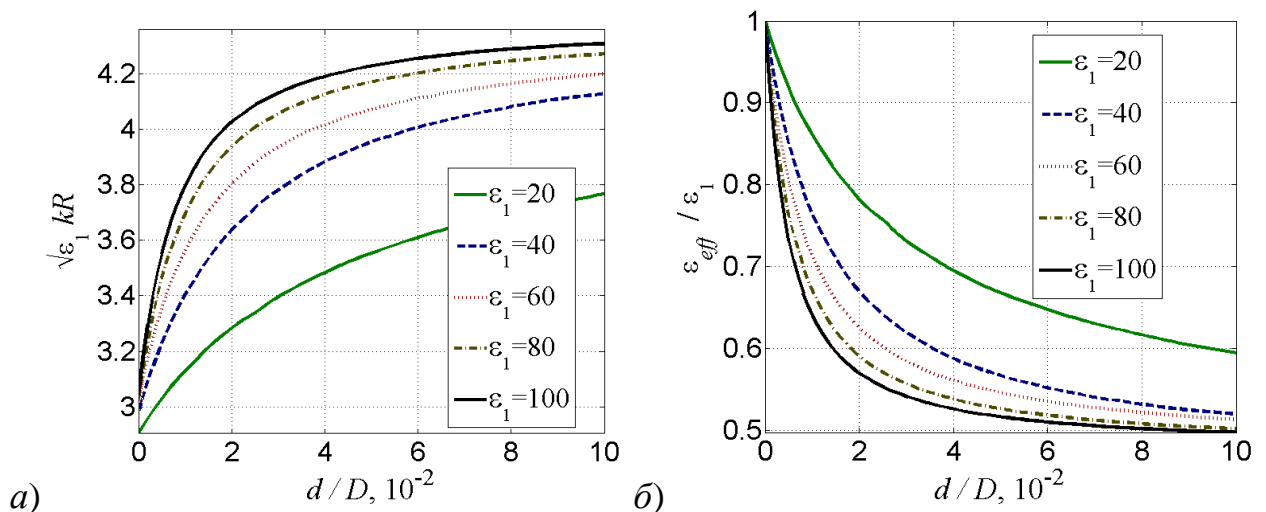


Рис. 5.6. Залежність нормованого резонансного хвильового числа (а) та нормованої ефективної діелектричної проникності (б) від нормованої відстані між частинами сферичного ДР і значення діелектричної проникності матеріалу

Як видно з рис. 5.6 зміна взаємної відстані між частинами СДР на кілька відсотків від його діаметра призводить до збільшення резонансної частоти основного типу коливань сферичного резонатора більш, ніж на 20%. Відносний діапазон зміни резонансної частоти сферичного СДР обмежується значеннями біля 45 відсотків [255].

Ефективність перелаштування резонансної частоти залежить від електрофізичних параметрів СДР. Збільшення діелектричної проникності матеріалу СДР збільшує зміну резонансної частоти за тих же значень повітряного зазору.

Порівняння залежностей, наведених, на рис. 5.6б та рис. 2.8 вказує, що квазістатичні залежності (2.53) для заданої відносної проникності діелектрика лежать нижче тих, що зображені на рис. 5.6б. Тому формулу (2.53) можна використовувати для оцінки щонайбільшого перелаштування резонансної частоти сферичного СДР.

На практиці широко застосовуються циліндричні СДР, що пояснюється простою технологією їх виготовлення. Для дослідження залежності зміни резонансної частоти СДР, виготовлено у формі двох напівциліндрів, від взаємної відстані між частинами резонатора використана конструкція, в якій СДР розташовується в центрі регулярного прямокутного хвилеводу (рис. 5.4б).

Для аналізу впливу діелектричної проникності матеріалу резонатора на значення резонансної частоти отримано залежності ефективної діелектричної проникності  $H_{01\delta}$ - типу коливань дискового резонатора від нормованої відстані між частинами СДР, що мають різні відносні діелектричні проникності (рис. 5.7 а).

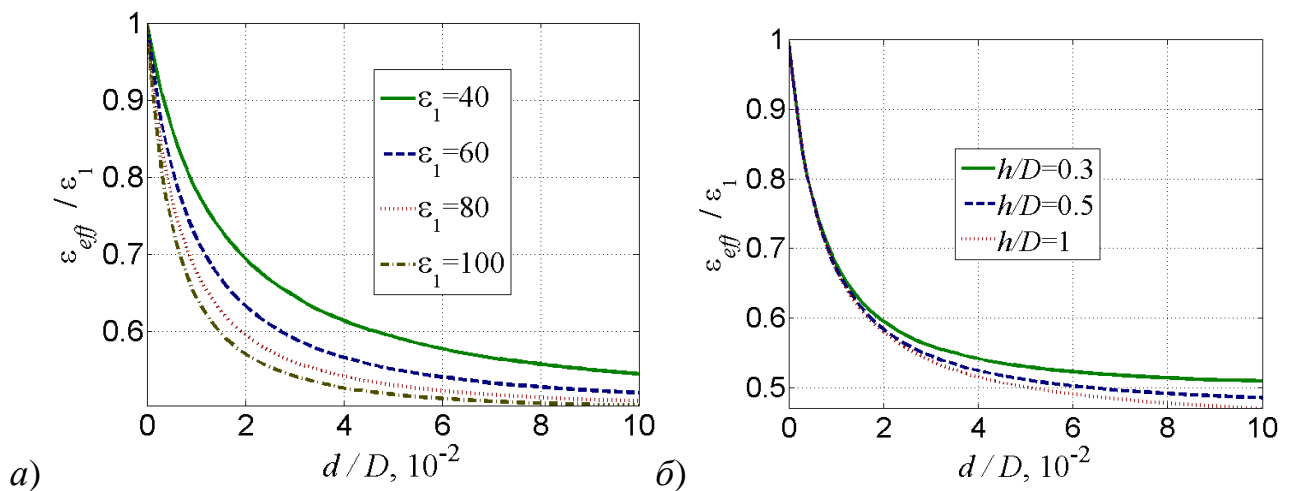


Рис. 5.7. Залежність нормованої ефективної діелектричної проникності від нормованої відстані між частинами дискового СДР і а) діелектричної проникності матеріалу для  $h/D = 0,3$ ; б) відношення товщини резонатора до діаметра для  $\epsilon_1 = 80$ .

Як видно, із збільшенням діелектричної проникності, збільшується ефективність перелаштування резонансної частоти за тих же значень повітряного зазору між час-



тинами резонатора. Слід зазначити, що зміну відношення товщини резонатора  $h$  до його діаметра  $D$  також впливає на характеристики перелаштування резонансної частоти СДР. Діапазон зміни резонансної частоти збільшується зі збільшенням відношення  $h/D$  (рис. 5.7 б). Так перелаштування резонансної частоти циліндричного СДР, виготовленого з матеріалу з відносною діелектричною проникністю  $\epsilon_1 = 80$  у разі збільшення взаємної відстані між його частинами на 10% від його діаметра становить біля 40% і 46% для відношень  $h/D = 0,3$  і  $h/D = 1$  відповідно.

Окремо слід відзначити високу чутливість в області малих значень повітряного зазору між частинами СДР, де переміщення складових частин на відстань 1% від його діаметра, що в сантиметровому діапазоні довжин хвиль становить десятки мікрометрів, забезпечує перелаштування частоти більш ніж на 25% [256].

Розраховані значення ефективної діелектричної проникності для різних значень нормованого повітряного зазору, діелектричної проникності та відношення товщини резонатора до його діаметра наведено в табл. Г.2–Г.8.

Наявність поряд с СДР металевих поверхонь і тіл призводить до зміщення резонансних частот. Вплив металевої діафрагми та металічної площини на резонансні частоти  $H_{018}$ - типу коливань дискового СДР досліджується у роботі [257].

Кільцеві СДР широко застосовуються в проектуванні фільтрів НВЧ, оскільки мають більш розріджений спектр власних частот порівняно з дисковими СДР [258]. Такі резонатори можуть також бути використані для побудови антен з керованими частотними характеристиками [259]. З метою дослідження ефективності перелаштування резонансної частоти кільцевого СДР в прямокутному хвилеводі (рис. 5.4в) були розраховані залежності ефективної діелектричної проникності резонатора для  $H_{018}$ -типа коливань від взаємної відстані між складовими частинами ДР для різних співвідношень геометричних розмірів і діелектричної проникності матеріалу резонатора. Розраховані значення подано в нормованому вигляді в табл. Г.9–Г.14 та на рис. 5.8.

Аналізуючи отримані залежності, можна зробити висновок, що ефективність перелаштування резонансної частоти в результаті зміни повітряного зазору зростає як зі збільшенням відносини  $h/D$  і діелектричної проникності матеріалу резонатора  $\epsilon_1$ ,

що також справедливо і для дискових СДР. З ростом відношення  $R_i/R$  збільшується діапазон перелаштування, проте зменшується чутливість резонансної частоти від переміщення складових частин на початковій ділянці перелаштування в околі нульових повітряних зазорів. Вплив металевої діафрагми на резонансні частоти  $H_{018}$ - типу коливань кільцевого СДР досліджується у роботі [260].

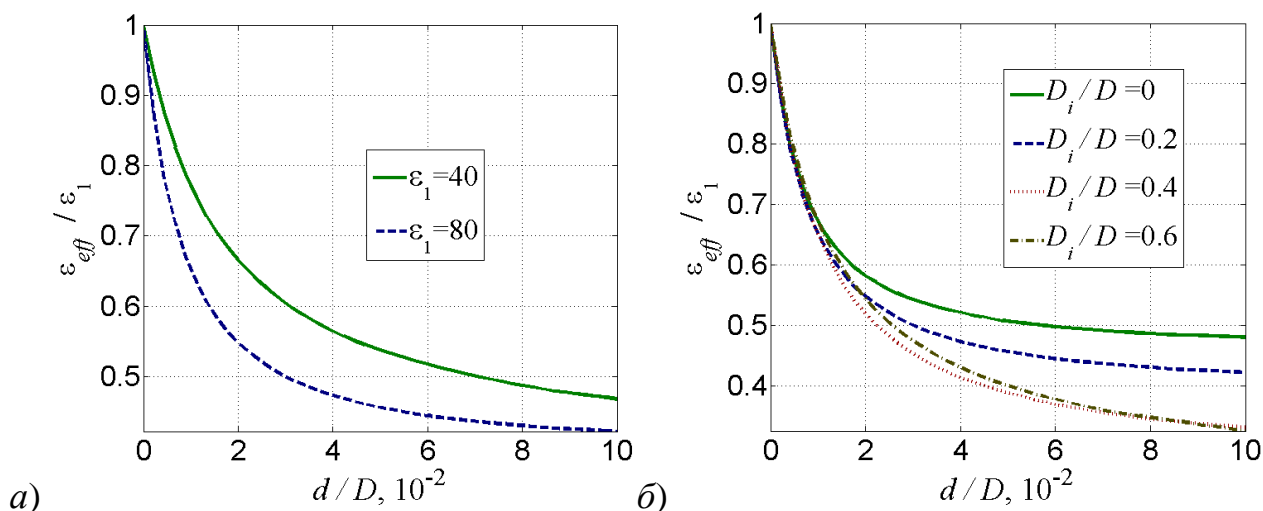


Рис. 5.8. Залежність нормованої ефективної діелектричної проникності від нормованої відстані між частинами кільцевого СДР і а) діелектричної проникності матеріалу для і  $D_i/d = 0, 2$ ; б) відношення внутрішнього до зовнішнього діаметра для  $\epsilon_1 = 80$ .

Відношенням повздовжнього до поперечного розміру  $h/D = 0,6$ .

Складені резонатори, виготовлені у формі прямокутників, мають плоскі торцеві поверхні, що спрощує процес їх полірування, дозволяючи підвищити добротність резонатора за рахунок обробки його поверхні. В роботі [138] наведено результати розрахунку резонансних частот прямокутного резонатора, розташованого між двома нескінченними металевими поверхнями. Практичний інтерес становить розрахунок резонансних частот СДР в прямокутному хвилеводі.

Отримані нормовані характеристики перелаштування резонансних частот  $H_{118}$ - типу коливань СДР, виготовленого у формі двох паралелепіпедів, розташованого в прямокутному хвилеводі (рис. 5.9 а), розраховано для різних співвідношень геометричних розмірів та діелектричних проникностей і подано у формі номограм ефективної діелектричної проникності (табл. Г.15–Г.17).

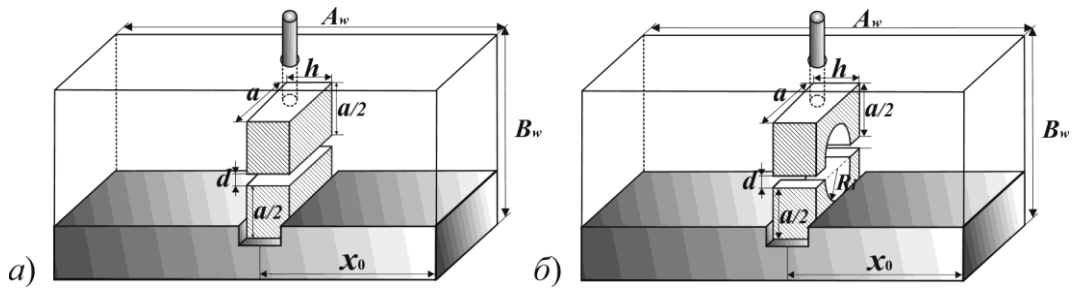


Рис. 5.9. Розташування СДР у прямокутному хвилеводі:

а) прямокутного; б) прямокутного з циліндричним отвором

Аналіз отриманих залежностей показує, що ефективність перелаштування резонансної частоти  $H_{118}$  - типу коливань в результаті зміни повітряного зазору зростає як зі збільшенням діелектричної проникності матеріалу резонатора  $\epsilon_1$  (рис. 5.10а), так і відношення  $h/a$  (рис. 5.10б), що також справедливо і для раніше розглянутих резонаторів.

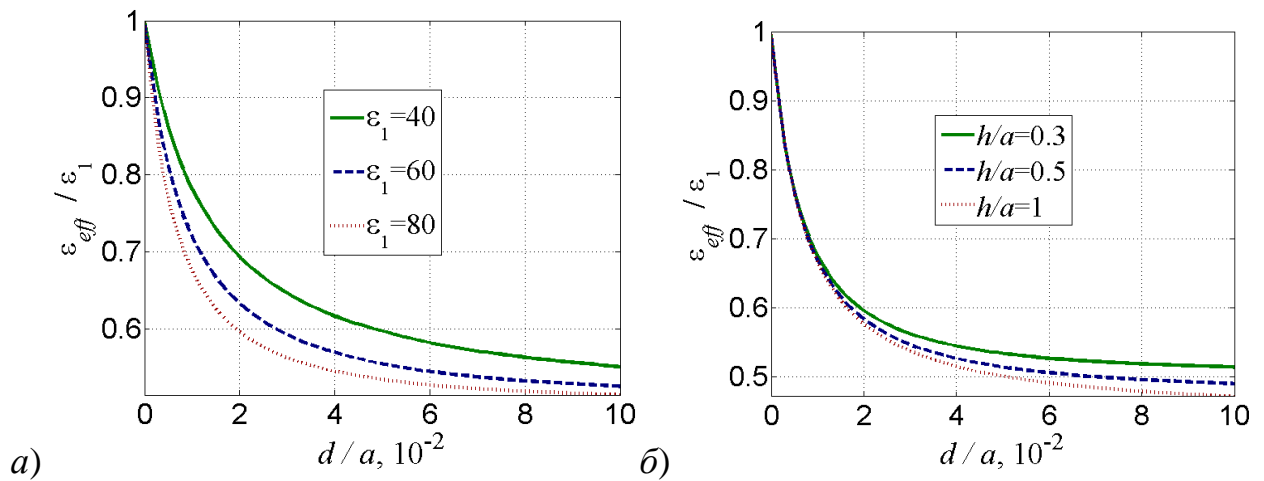


Рис. 5.10. Залежності нормованої ефективної діелектричної проникності від нормованої відстані між частинами прямокутного СДР і а) діелектричної проникності матеріалу для  $h/a = 0,3$ ; б) відношення товщини резонатора до діаметра для  $\epsilon_1 = 80$

Особливістю кубічних СДР, які є частковим випадком прямокутного СДР з відношенням  $h/a = 1$ , є наявність ортогональних вироджених коливань  $H_{118}$  - типу з однаковою резонансною частотою. Розміщення таких резонаторів у точці кругової поляризації прямокутного хвилеводу призводить до збудження двох ортогональних мод, що дозволяє отримати однорезонаторний фільтр з характеристиками, подібними до

дворезонаторного фільтра [261]. Аналогічна властивість може бути використана і для сферичних СДР.

Прямокутні СДР часто застосовуються у фільтрах НВЧ, оскільки мають широкий діапазон перелаштування резонансної частоти і прості у виготовленні. Проте їх функціональні можливості можна розширити, змінивши форму резонатора, додавши циліндричний отвір в центрі резонатора.

Для дослідження залежності резонансної частоти СДР, виготовленого у формі паралелепіпедів з циліндричним отвором, одну його частину закріплюють на полістироловій підставці (має низьку діелектричну проникність), а іншу частину кріплять до рухомого полістиролового поршня, що забезпечує переміщення складових частин відносно один одного (рис. 5.9б). Резонатор розміщений в центрі поперечного перерізу хвилеводу, що забезпечує максимальне збудження коливань.

Отримані значення ефективної діелектричної проникності наведено у нормованому вигляді в табл. Г.18–Г.26. Аналізуючи отримані залежності, можна зробити висновки, що ефективність перелаштування резонансної частоти у разі зміни величини повітряного зазору зростає як зі збільшенням відношення  $h/a$  і діелектричної проникності  $\epsilon_1$ , що також справедливо і для прямокутних СДР. Збільшення відношення діаметра внутрішнього отвору до ширини резонатора  $D_i/a$  призводить до збільшення діапазону перелаштування резонансної частоти (рис. 5.11). Проте оскільки в результаті збільшення відношення  $D_i/a$  зростає й ширина резонатора, розрахованого на одну і ту ж частоту, то для малих  $d$  абсолютні розміри повітряного проміжку, необхідні для перелаштування на одне й те саме значення частоти збільшуються, тобто ефективність перелаштування за малих повітряних зазорів зменшується разом зі збільшенням відношення  $D_i/a$ .

З усіх розглянутих резонаторів сферичний СДР має найвищу чутливість резонансної частоти найнижчого  $H$ - типу коливань до зміни повітряного проміжку між частинами резонатора поблизу нульових їх значень. Найбільший діапазон зміни резонансної частоти за однакових переміщень складових частин резонатора показали кільцевий і прямокутний резонатор з отворами. Цей діапазон зростає в результаті збіль-

шення відношення розміру внутрішнього отвору до поперечного розміру резонатора, однак ефективність перелаштування в околі нульових повітряних зазорів в цьому випадку спадає.

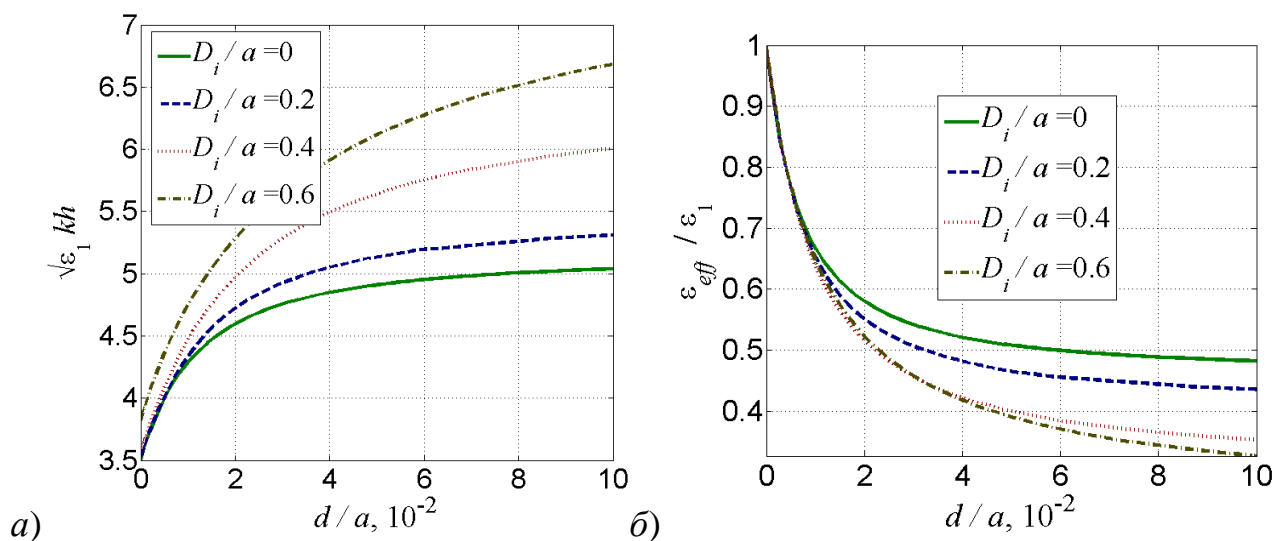


Рис. 5.11. Залежність нормованих резонансного хвильового числа (а) та ефективної діелектричної проникності (б) від нормованої відстані між частинами СДР, виконаного у формі прямокутних паралелепіпедів з циліндричним отвором, для різних співвідношень  $D_i/a$  для  $\epsilon_1 = 80$  та  $h/a = 0,6$ .

Оскільки для найнижчого  $H$ - типу коливань площинні симетрії, яка перпендикулярна напрямку переміщень складових частин, відповідає електрична стінка, то резонансні частоти цього типу коливань не зміняться, якщо половину СДР помітити на металічну площину і переміщувати її у напрямку нормалі до цієї площини. Такий спосіб для одного й того самого перелаштування резонансної частоти потребує вдвічі менших переміщень [262].

Всі типи розглянутих СДР показали, що зміна взаємної відстані між частинами резонатора на одиниці відсотків по відношенню до зовнішнього розміру призводить до перелаштування резонансної частоти на десятки відсотків. В сантиметровому діапазоні довжин хвиль переміщення складових частин на одиниці відсотків щодо діаметра резонатора становить десятки - сотні мікрометрів. Отже, для керування резонансною частотою сферичного СДР можна застосувати швидкодіючі електромеханічні елементи, такі як п'єзо- або електрострикційні актюатори [263, 264].

Розглянуті СДР різної геометричної форми мають різну ефективність перелаштування резонансної частоти в залежності від співвідношення геометричних параметрів резонатора. Ця особливість може бути використана для побудови перелаштовуваних багаторезонаторних фільтрів, де необхідно забезпечити керування резонансною частотою СДР на різну величину за однакових переміщень їх складових частин. Ця особливість використовується в методиці компенсації розладу багаторезонаторних фільтрів на СДР [265].

### 5.2.2. Чутливість резонансної частоти СДР до зміни його параметрів

Розглядаючи СДР різної форми, слід враховувати, що кожен геометричний розмір і електрофізичні параметри матеріалу резонатора впливають на значення резонансної частоти і чисельною мірою цього впливу є чутливість, яка визначається формулою (4.50).

Чутливість резонансної частоти до зміни відповідних параметрів СДР може бути знайдена шляхом чисельного диференціювання залежностей власних частот резонатора від його параметрів.

Для ілюстрації на рис. 5.12 наведено залежності чутливостей  $S_R^f$ ,  $S_d^f$ ,  $S_{\varepsilon_1}^f$  для СДР у формі півкуль від нормованої ширини області діелектричного включення для різних значень відносної діелектричної проникності матеріалу резонатора  $\varepsilon_1$ .

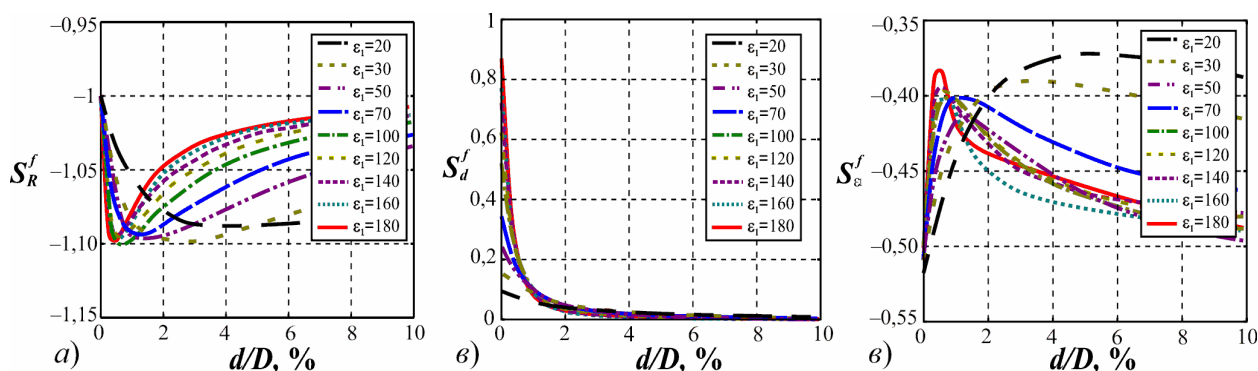


Рис. 5.12. Залежність чутливості сферичного СДР від нормованої відстані між частинами резонатора: а)  $S_R^f$ ; б)  $S_d^f$ ; в)  $S_{\varepsilon_1}^f$

Від'ємні значення чутливостей  $S_R^f$  і  $S_{\varepsilon_1}^f$  показують, що зі збільшенням радіуса пі-вкуль або діелектричної проникності матеріалу СДР значення резонансної частоти зменшується, а позитивне значення чутливості  $S_d^f$  показує, що збільшення взаємного відстані між частинами СДР призводить до збільшення значення резонансної частоти.

Використовуючи функції чутливостей можна мінімізувати зміну резонансної частоти СДР внаслідок зміни параметрів резонатора під дією зовнішніх факторів [266].

Слід також зазначити, що найбільші значення чутливостей досягаються за малих значень повітряного зазору між частинами резонатора, що дозволяє реалізувати найефективніше управління резонансною частотою СДР в області малих повітряних зазорів.

Для СДР у формі напівциліндрів залежності чутливостей  $S_R^f$ ,  $S_h^f$ ,  $S_d^f$ ,  $S_{\varepsilon_1}^f$  від нормованої товщини області діелектричного включення для різних значень відносної діелектричної проникності наведено на рис. 5.13.

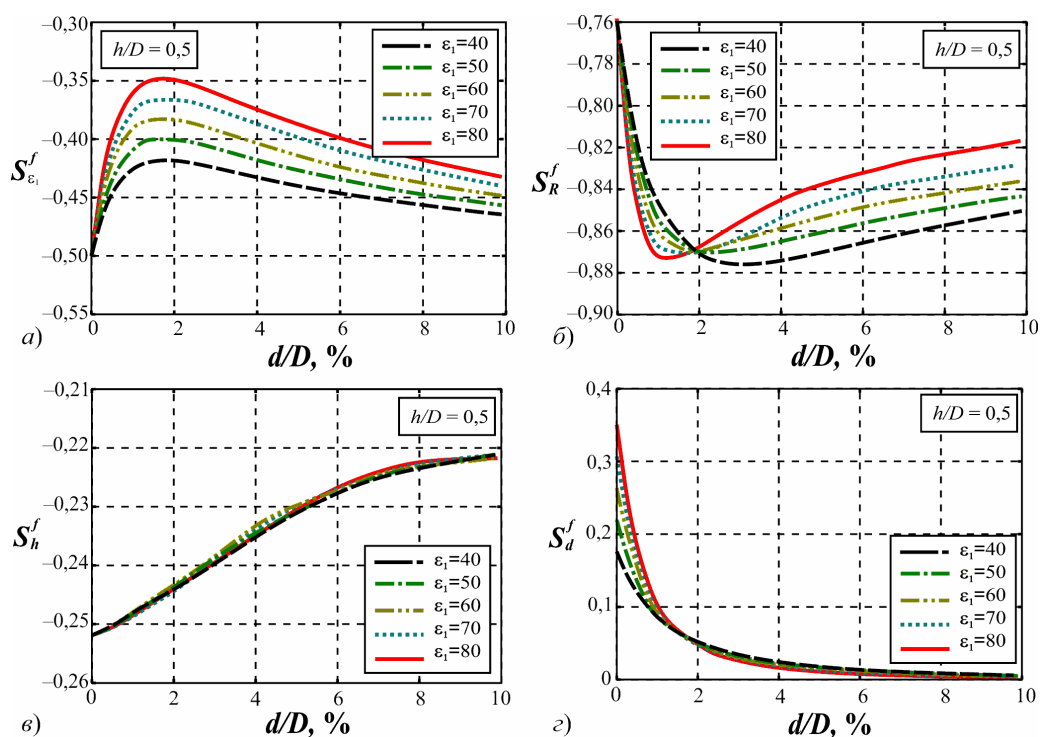


Рис. 5.13. Залежності чутливостей дискового СДР від нормованої відстані між частинами резонатора: а)  $S_{\varepsilon_1}^f$ ; б)  $S_R^f$ ; в)  $S_h^f$ ; г)  $S_d^f$

Залежності чутливості від параметрів СДР показують ступінь впливу кожного лінійного розміру або діелектричної проникності матеріалу резонатора на зміну резонансної частоти СДР за їх варіації, що застосовується для розрахунку похибки вимірювання (підрозділ 5.2.3) і для розрахунку температурного коефіцієнта частоти [267] та впливу інших зовнішніх факторів на резонансну частоту резонатора.

Аналогічно можуть бути знайдені залежності для СДР іншої геометричної форми за допомогою чисельного диференціювання залежностей резонансних частот СДР від його параметрів. Така процедура легко реалізується використовуючи інтерполяцію номограм, що зведені у Додаток Г.

### 5.2.3. Похибка вимірювання резонансної частоти СДР

Інструментальна похибка вимірювання резонансної частоти СДР включає:

- похибку вимірювання амплітуди параметрів матриці розсіювання;
- похибку генератора частоти;
- похибку вимірювання геометричних розмірів досліджуємого СДР;
- похибку визначення діелектричної проникності  $\epsilon_1$ .

Вплив перелічених параметрів на похибку вимірювання резонансних частот СДР може бути розрахований як похибка непрямих вимірювань з урахуванням статистичної незалежності похибок окремих вимірювань параметрів і характеристик резонаторів за формулою (4.52), де  $\delta f$  розраховується як:

для сферичного СДР:

$$\delta f = \sqrt{(S_{\epsilon_1}^f \cdot \delta \epsilon_1)^2 + (S_R^f \cdot \delta R)^2 + (S_d^f \cdot \delta d)^2};$$

для дискового СДР:

$$\delta f = \sqrt{(S_{\epsilon_1}^f \cdot \delta \epsilon_1)^2 + (S_R^f \cdot \delta R)^2 + (S_h^f \cdot \delta h)^2 + (S_d^f \cdot \delta d)^2};$$

для кільцевого СДР:

$$\delta f = \sqrt{(S_{\epsilon_1}^f \cdot \delta \epsilon_1)^2 + (S_R^f \cdot \delta R)^2 + (S_{R_i}^f \cdot \delta R_i)^2 + (S_h^f \cdot \delta h)^2 + (S_d^f \cdot \delta d)^2};$$



для прямокутного СДР:

$$\delta f = \sqrt{(S_{\varepsilon_1}^f \cdot \delta \varepsilon_1)^2 + (S_a^f \cdot \delta a)^2 + (S_h^f \cdot \delta h)^2 + (S_d^f \cdot \delta d)^2};$$

для прямокутного СДР з отвором:

$$\delta f = \sqrt{(S_{\varepsilon_1}^f \cdot \delta \varepsilon_1)^2 + (S_{R_i}^f \cdot \delta R_i)^2 + (S_a^f \cdot \delta a)^2 + (S_h^f \cdot \delta h)^2 + (S_d^f \cdot \delta d)^2},$$

де  $S_{\alpha}^f$  – чутливість резонансної частоти до зміни параметра  $\alpha$ ,  $\delta \alpha$  – відносна похибка визначення параметра  $\alpha$ .

Похибка вимірювання модуля коефіцієнта передачі  $\Delta|S|$  і встановлення частоти  $\delta f_{\text{ген}}$  має складну залежність від вимірюваної величини і регламентується виробником вимірювальної апаратури [216]. Для використовуваного векторного панорамного вимірювача характеристик електричних кіл  $\delta f_{\text{ген}} = 0,2\%$ , а абсолютна похибка вимірювання S-параметрів  $\Delta|S|$  залежить від вимірюваних величин і може бути визначена з графіка, наведеного на рис. .

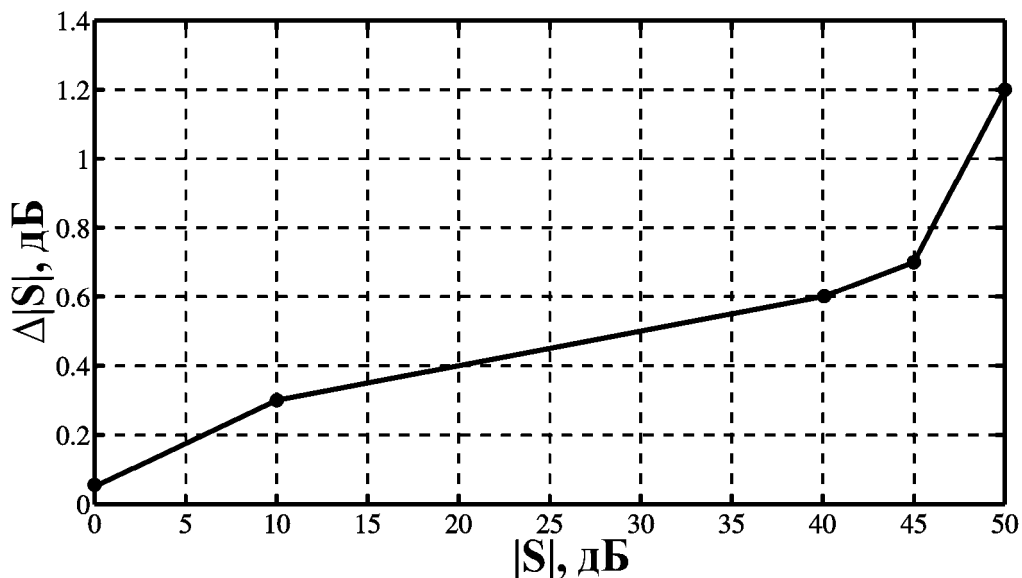


Рис. 5.14. Абсолютна похибка вимірювання S-параметрів векторного аналізатора електричних кіл

Використовуючи вище наведені залежності, можна визначити результуючу похибку вимірювань. Усі чутливості, що входять у вираз для визначення похибки  $\delta f$ , бу-

ли знайдені шляхом чисельного диференціювання за відповідними параметрами розрахованої залежності резонансної частоти СДР від його електрофізичних і геометричних параметрів.

Як приклад, проведемо оцінку похибки вимірювання резонансної частоти на прикладі кільцевих резонаторів з параметрами: СДР1:  $\epsilon_1 = 40$ ,  $R = 7,8$  мм,  $R_i = 1,98$  мм,  $h = 5,2$  мм; СДР2:  $\epsilon_1 = 80$ ,  $R = 5,1$  мм,  $R_i = 1,45$  мм,  $h = 5,3$  мм та дискового резонатора СДР3:  $\epsilon_1 = 80$ ,  $R = 2,1$  мм,  $h = 2,3$  мм для експериментальних досліджень, наведених на рис. .

Відносну похибку вимірювання геометричних розмірів СДР можна розрахувати, використовуючи абсолютну похибку мікрометра ( $\Delta = \pm 1$  мкм), яким вимірювались геометричні розміри, як:  $\delta R_e = \Delta / R_e$ ,  $\delta R_i = \Delta / R_i$ ,  $\delta h = \Delta / h$ ,  $\delta d = \delta R_e \cdot R_e / d$ . Існуючі методи вимірювання електрофізичних параметрів діелектриків в сантиметровому діапазоні довжин хвиль дозволяють визначити діелектричну проникність матеріалу СДР з відносною похибкою  $\delta \epsilon_1 = 1$  % .

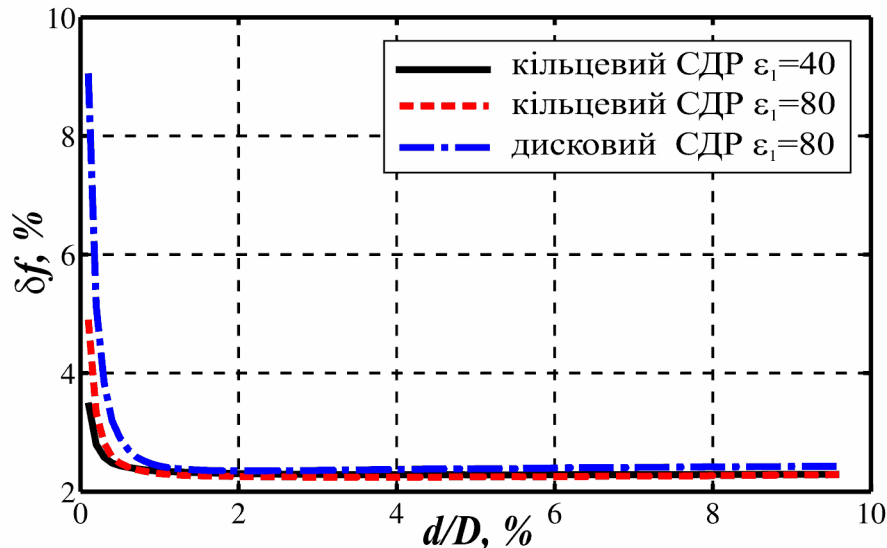


Рис. 5.15. Залежність результуючої похибки вимірювання  $\delta f$  від нормованої відстані між частинами кільцевого та дискового СДР

Залежності результуючої похибки вимірювання резонансної частоти  $\delta f$  від нормованої величини повітряного зазору між частинами СДР наведено на рис. 5.15. Видно, що в області малих значень повітряного зазору між частинами резонатора похи-

бка вимірювання значно зростає в порівнянні з рештою діапазону зміни значення повітряного зазору. Це пояснюється високою чутливістю зміни резонансної частоти СДР до переміщення складових частин резонатора і похибкою вимірювання товщини повітряного зазору.

### 5.3. Енергетичні характеристики фільтрів на складених діелектричних резонаторах

У реальних селективних пристроях НВЧ, побудованих на основі СДР, використовуються вимушені коливання резонаторів. При цьому їх властивості обумовлені фізичними явищами безпосередньо в СДР і особливостями, які викликані впливом кіл НВЧ на коливання СДР. Явища випромінювання, поглинання енергії, зсуву та розщеплення резонансних частот СДР, асиметрія АЧХ структур і спрямованої передачі енергії залежать від параметрів СДР, використовуваних кіл НВЧ і їх взаємного розташування. Тому вивчення закономірностей цих явищ необхідно для вибору параметрів СДР на етапі проектування фільтрів НВЧ.

СДР є розподіленою коливальною системою з втратами, які призводять до згасання власних коливань. Основними видами втрат енергії є дисипативні втрати в діелектричних областях резонатора, які кількісно відображають необоротне перетворення енергії електромагнітного поля в енергію коливань кристалічної решітки матеріалу, і втрати, зумовлені перевипромінюванням енергії резонатора в коло НВЧ. Крім того, слід зазначити теплові втрати енергії за рахунок теплового розсіювання на елементах, що оточують резонатор.

Втрати енергії в СДР характеризуються величиною добротності, яка за аналогією з іншими коливальними системами визначається формулою

$$Q = \frac{\omega W}{\sum_j P_j}, \quad (5.2)$$

де  $\omega$  – власна частота певного типу коливань СДР;  $W$  – запасена енергія в резонаторі;  $\sum_j P_j = P_{rad} + P_0 + P_b + P_c$  – середня потужність втрат за період коливань,  $P_{rad}$  – потужність втрат, зумовлена випромінюванням енергії в коло НВЧ;  $P_0$  – потужність дисипативних втрат;  $P_b$  – потужність втрат на граничних областях СДР;  $P_c$  – потужність теплових втрат на елементах, що оточують резонатор.

У відповідності з (5.2) визначаються компоненти повної (навантаженої) добротності СДР:

$$\frac{1}{Q_n} = \frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_b} + \frac{1}{Q_c},$$

де  $Q_e$  – зовнішня добротність, що враховує втрати, зумовлені випромінюванням резонатора;  $Q_0$  – власна добротність, що враховує дисипативні втрати в діелектричних областях СДР;  $Q_b$  – складова добротності, що враховує втрати на граничних поверхнях СДР;  $Q_c$  – складова добротності, що враховує додаткові теплові втрати в діелектричних, напівпровідникових і металевих елементах, розташованих поблизу СДР.

Втрати на поверхневих областях СДР викликані шорсткістю поверхні і меж поділу діелектричних областей і залежать від якості обробки в процесі виготовлення. В роботі [239] були проведені дослідження, які показали, що у разі відповідної обробки поверхонь резонатора цими втратами можна знехтувати порівняно з втратами в об'ємі діелектричних областей.

Складова добротності  $Q_c$  залежить від властивостей елементів ЕС, які оточують СДР, і їх врахування важко формалізувати. Однак, враховуючи структуру зовнішніх полів резонатора, його можна розташувати таким чином, щоб додаткові втрати  $P_c$  зробити мінімальними.

У цьому підрозділі основна увага буде зосереджена на розрахунку власної добротності СДР, коефіцієнтів зв'язку з прямокутним хвилеводом, що визначають зовнішню добротність СДР і коефіцієнтів взаємного зв'язку між резонаторами. Також за-

пропонована методика визначення енергетичних параметрів резонатора за допомогою апроксимації матриці розсіювання, отриманої за допомогою МСЕ.

### 5.3.1. Власна добротність складених діелектричних резонаторів

Найважливішою енергетичною характеристикою власних коливань ДР є його власна добротність  $Q_0$ , яка враховує дисипативні втрати в діелектричних областях СДР і кількісно відображає незворотність перетворення енергії електромагнітного поля в енергію коливань кристалічної решітки матеріалу, що призводить до нагрівання резонатора.

Знання структури поля різних типів власних коливань СДР дозволяє розрахувати значення їх власної добротності, яка дорівнює:

$$Q_0^{-1} = \sum_i^n T_i \cdot \operatorname{tg} \delta_i, \quad (5.3)$$

де  $n$  – кількість областей з різними діелектричними проникностями,  $\operatorname{tg} \delta_i$  – тангенс кута діелектричних втрат в  $i$ -й діелектричній області;  $T_i$  – структурний коефіцієнт добротності, який визначається як відношення парціального запасу енергії електромагнітного поля в  $i$ -й області до загального запасу енергії в ЕС.

$$T_i = \frac{\varepsilon_i \int_{V_i} |\mathbf{E}|^2 dV}{\int_{V_\Sigma} \varepsilon(V) |\mathbf{E}|^2 dV}, \quad (5.4)$$

де  $V_i$  – об'єм  $i$ -ї області з відносною діелектричною проникністю  $\varepsilon_i$ ,  $V_\Sigma$  – повний об'єм, який займає ЕС.

Розглядаючи складові резонатора з повітряним зазором і враховуючи, що тангенс кута діелектричних втрат повітря набагато менший, ніж у матеріалу резонатора ( $\operatorname{tg} \delta_2 \ll \operatorname{tg} \delta_1$ ), (5.3) переписеться у вигляді:

$$Q_0^{-1} = T_1 \cdot \operatorname{tg} \delta_1.$$

У роботі [268] наведена залежність структурного коефіцієнта добротності для СДР у формі прямокутних паралелепіпедів від повітряного зазору між частинами резонатора і показана можливість підвищення добротності до 28%. Задача визначення залежностей власної добротності резонатора від повітряного зазору між його частинами для СДР інших геометричних форм не була розв'язана і є актуальною.

На рис. 5.16а наведено залежність нормованих значень власної добротності  $Q_0 \cdot \text{tg} \delta_1$  основного типу коливань сферичного СДР від нормованої ширини повітряного зазору між частинами резонатора для різних значень діелектричної проникності матеріалу СДР. Видно, що використання, як діелектричне включення, повітряного зазору з  $\text{tg} \delta_2 = 0$ , дозволяє збільшити власну добротність СДР більш, ніж на 45% у разі переміщення складових частин резонатора на відстань 1–2% від діаметра СДР.

Збільшення діелектричної проникності матеріалу резонатора призводить до збільшення значення власної добротності для всіх співвідношень  $d/D$ , а також до зміщення максимального значення добротності в області 1–2% відношення ширини діелектричного включення  $d$  до діаметра резонатора  $D$  [269].

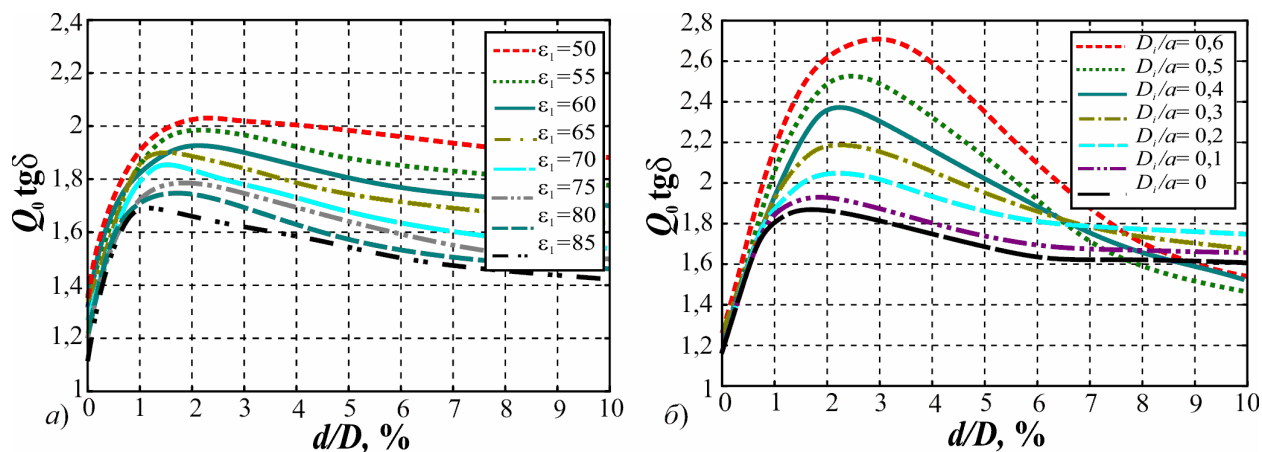


Рис. 5.16. Залежність нормованої власної добротності від нормованої відстані між частинами СДР: а) у формі півкуль для різного значення діелектричної проникності матеріалу; б) прямокутного СДР з циліндричним отвором для різних відношень внутрішнього діаметра до поперечного розміру.

Значення власної добротності прямокутного і циліндричного СДР може бути збільшено шляхом внесення повітряної порожнини всередину резонатора. Циліндрич-

ний отвір в середині СДР збільшує власну добротність резонатора (рис. 5.16 б) для всіх співвідношень взаємної відстані між складовими частинами СДР до зовнішнього розміру ( $d/D$ ,  $d/a$ ). Наприклад, за наявності внутрішнього отвору, діаметр якого становить 40% від максимального зовнішнього розміру, збільшення власної добротності резонатора становить 47% порівняно з СДР у формі паралелепіпедів.

### 5.3.2. Коефіцієнти зв'язку СДР з передаючим трактом

У режимі вимушених коливань резонатора неминуче з'являються додаткові втрати енергії коливальної системи, які зумовлені перевипромінюванням енергії резонатора в коло НВЧ, яке підключене до джерела і навантаження. Енергетичною характеристикою, яка враховує ці втрати, прийнято вважати зовнішню добротність  $Q_e$ , яка визначається потужністю випромінювання резонатора  $P_{rad}$ . Для відображення закономірностей відбиття, передачі та поглинання енергії в лінії передачі з діелектричними резонаторами вводять поняття коефіцієнту зв'язку [218]:

$$K = \frac{Q_0}{Q_e} = \frac{P_{rad}}{P_0}.$$

Ці закономірності для цілісних ДР можуть бути знайдені різними методами: енергетичними [218, 270], польовими [271-273], інтегральних рівнянь [274-276].

У разі використання енергетичного методу стосовно ЕС на основі відрізка узгодженої лінії передачі в однохвильовому режимі співвідношення коефіцієнтів відбиття  $S_{11}$ , передачі  $S_{21}$  і поглинання  $\chi_r$  на резонансній частоті для будь-якого типу коливань резонатора і зосередженим зв'язком резонатора з лінією можна записати наступним чином [218]:

$$S_{11} = K/(1 + K), S_{21} = 1/(1 + K), \chi_r = 2K/(1 + K)^2.$$

Отже, визначивши зв'язок ДР з лінією передач, можна розрахувати значення коефіцієнтів відбиття, передачі та поглинання на резонансній частоті. З метою уточнення значень  $S_{11}, S_{21}, \chi_r$  використовується розрахунок коефіцієнтів зв'язку для конкретно обраної ЕС. Для розрахунку можуть бути використані різні модельні уявлення ДР

як неоднорідності в тракці НВЧ. Він може бути описаний за допомогою еквівалентного магнітного або електричного моменту для деяких нижчих типів коливань ДР. У загальнішому випадку ДР може бути описаний через об'ємно розподілені струми поляризації або розподіл поля довільного типу коливань на поверхні ДР.

У разі розташування циліндричного ДР всередині прямокутного хвилеводу (рис. 5.17) зв'язок може здійснюватися як по поперечній  $H_x$ , так і по поздовжній  $H_z$  складовій магнітного НВЧ-поля основного типу хвилі  $H_{10}$  хвилеводу. При цьому коефіцієнти зв'язку за цими складовими магнітного поля  $K_x$  і  $K_z$  знаходяться за формулами [239]:

$$K_x = \frac{32U_d R^2 \varepsilon_1 Q_0 F^2}{A_w B_w \lambda_v \lambda_r^2 G} \sin^2(\pi x_0 / A_w) \sin^2(\alpha_1) \cos^2(\alpha_2), \quad (5.5)$$

$$K_z = \frac{32U_d R^2 \varepsilon_1 Q_0 F^2}{A_w B_w \lambda_v \lambda_r^2 G} \left( \frac{\lambda_v}{2A_w} \right)^2 \cos^2(\pi x_0 / A_w) \sin^2(\alpha_1) \sin^2(\alpha_2),$$

де  $U_d$  – об'єм ДР;  $R$  – його діаметр;  $\varepsilon_1$  і  $Q_0$  – діелектрична проникність і власна добротність ДР;  $A_w$  і  $B_w$  – діелектрична проникність і власна добротність ДР;  $\lambda_r$  і  $\lambda_v$  – довжина хвилі на резонансній частоті у вільному просторі і в хвилеводі;  $\alpha_1$  і  $\alpha_2$  – кути, що визначають орієнтацію ДР в поперечному перерізі хвилеводу; параметри  $F$  і  $G$  дорівнюють:  $F = 2 \sin(h\beta_z / 2) / (h\beta_z)$ ,  $G = 0,5(1 + \sin(h\beta_z) / (h\beta_z))$ ,  $\beta_z$  – поздовжнє хвильове число в ДР.

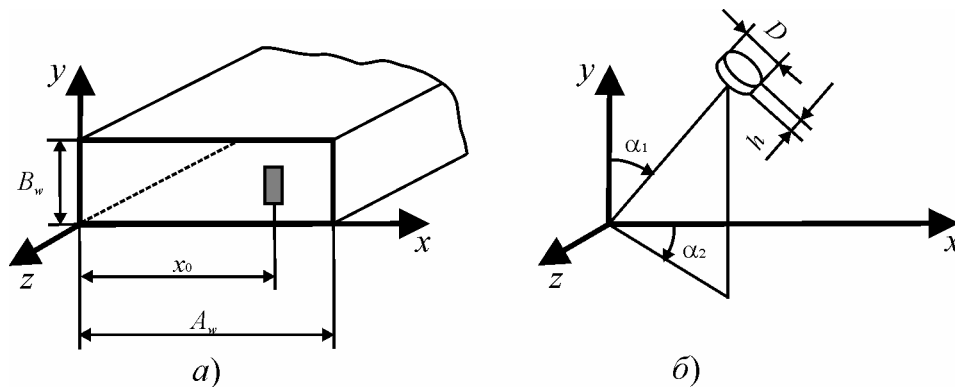


Рис. 5.17. Орієнтація ДР: а) в прямокутному хвилеводі; б) відносно осей прямокутної системи координат



Для прямокутного ДР в тракті прямокутного хвилеводу коефіцієнти зв'язку визначаються за формулами [218]:

$$K_x = \frac{16.2U_d a^2 b^2 \varepsilon_1 Q_0 F^2}{A_w B_w (a^2 + b^2) \lambda_v \lambda_r^2 G} \cdot \sin^2\left(\frac{\pi x_0}{A_w}\right) \cdot \sin^2(\alpha_1) \cdot \cos^2(\alpha_2),$$

$$K_z = \frac{16.2U_d a^2 b^2 \varepsilon_1 Q_0 F^2}{A_w B_w (a^2 + b^2) \lambda_v \lambda_r^2 G} \left(\frac{\lambda_v}{2A_w}\right)^2 \cos^2\left(\frac{\pi x_0}{A_w}\right) \sin^2(\alpha_1) \sin^2(\alpha_2),$$

де  $a$  і  $b$  – поперечні розміри ДР.

Суттєвою особливістю ДР, як квазізосереджених або розподілених неоднорідностей в трактах НВЧ, є те, що одночасно з інтенсивним резонансним збуренням НВЧ-поля на частотах, близьких до резонансних, для всіх типів коливань ДР, виникає порівняно слабе збурення, яке в використовуваному діапазоні частот не має резонансного характеру. Цей нерезонансний фон, вперше відзначений в [277], зумовлений великими значеннями об'єму ДР, особливо за низької діелектричної проникності матеріалів. Врахування нерезонансного збурення необхідне для підвищення точності моделювання взаємодії ДР з полями НВЧ, оскільки це збурення призводить до асиметрії АЧХ структур на ДР [270]. Для ДР в прямокутному хвилеводі коефіцієнт нерезонансного зв'язку знаходиться за формулою [239]:

$$K_y = \frac{2\pi U_d (\varepsilon_1 - 1) \lambda_v}{A_w B_w \lambda_r^2 (1 + N_d (\varepsilon_r - 1))} \cdot \sin^2\left(\frac{\pi x_0}{A_w}\right),$$

де  $N_d$  – фактор деполаризації, який враховує зв'язок полів всередині та поза зразком.

Знання коефіцієнтів резонансного та нерезонансного зв'язку дає можливість апроксимувати АЧХ виразами [239]:

для зв'язку у разі поздовжньої орієнтації ДР:

$$S_{11} = \frac{K_x + \xi K_y - jK_y}{1 + K_x + \xi K_y + j(\xi - K_y)},$$

$$S_{21} = \frac{1 + j\xi}{1 + K_x + \xi K_y + j(\xi - K_y)},$$
(5.6)

для зв'язку у разі поперечної орієнтації ДР:

$$\begin{aligned} S_{11} &= -\frac{K_z - \xi K_y + jK_y}{1 + K_z - \xi K_y + j(\xi + K_y)}, \\ S_{21} &= \frac{1 + j\xi}{1 + K_z - \xi K_y + j(\xi + K_y)}, \end{aligned} \quad (5.7)$$

де  $\xi = Q_0 \left( \frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f} \right)$  – узагальнений розлад резонатора.

Таким чином, коефіцієнт зв'язку резонатора з трактом є одним з найважливіших параметрів конструювання фільтра на ДР. Оскільки зміна зв'язку резонатора з передавальним трактом призводить до зміни АЧХ всієї системи, вивчення тенденцій зміни коефіцієнту зв'язку є актуальним завданням конструювання НВЧ-систем.

Аналіз вищенаведених формул показує, що коефіцієнт зв'язку залежить від таких параметрів: співвідношення геометричних розмірів резонатора та хвилеводу, діелектричної проникності, тангенса кута діелектричних втрат матеріалу. Слід зазначити, що залежність коефіцієнта зв'язку від тангенса кута діелектричних втрат лінійна. Тому щоб уникнути залежності коефіцієнта зв'язку від діелектричних втрат його можна пронормувати, помноживши на значення тангенса кута діелектричних втрат матеріалу.

Оскільки формули (5.6) і (5.7) отримано на підставі балансу потужностей, можна припустити, що аналітичні співвідношення будуть справедливими і для СДР.

Коефіцієнт зв'язку СДР з передавальним трактом міг би бути знайдений за допомогою вищенаведених співвідношень, розрахувавши дипольний момент резонатора і обчисливши узагальнену власну магнітну функцію передавального тракту. У роботах [218, 278] наведено розрахунок дипольних моментів для ДР у формі диска і прямокутного паралелепіпеда. Однак для СДР, що мають довільну геометричну форму або складаються з декількох частин, цей метод не застосовний, і для розрахунку коефіцієнтів зв'язку таких резонаторів використовують чисельні методи.

Значення коефіцієнтів зв'язку та власної добротності СДР можна розрахувати за допомогою апроксимації матриці розсіювання, розрахованої методом скінченних елементів [279]. Розв'язок знаходиться за мінімального значення цільової функції:

$$F(K_x, K_y, Q_0) = \sum_{i=1}^n \left( \left| S_{11}^{\text{MCE}}(f_i) - S_{11}^{\text{анп}}(f_i) \right|^2 + \left| S_{21}^{\text{MCE}}(f_i) - S_{21}^{\text{анп}}(f_i) \right|^2 \right), \quad (5.8)$$

де  $S_{11}^{\text{анп}}(f_i)$  і  $S_{21}^{\text{анп}}(f_i)$  обчислюються за формулами (5.6) або (5.7) на частоті  $f_i$ , а  $S_{11}^{\text{MCE}}(f_i)$  и  $S_{21}^{\text{MCE}}(f_i)$  знаходять за формулами (4.34) та (4.35),  $n$  – кількість відліків частоти. Формули (5.6) або (5.7) найбільш точно описують передаточні характеристики поблизу точки резонансу. Тому апроксимація виконується в області частот, близьких до резонансної частоти досліджуваного СДР.

На рис. 5.18 наведено приклад апроксимації матриці розсіювання, знайденої МСЕ, де побудовані модулі коефіцієнтів передачі і відбиття, отриманих за допомогою апроксимації і розрахованих МСЕ.

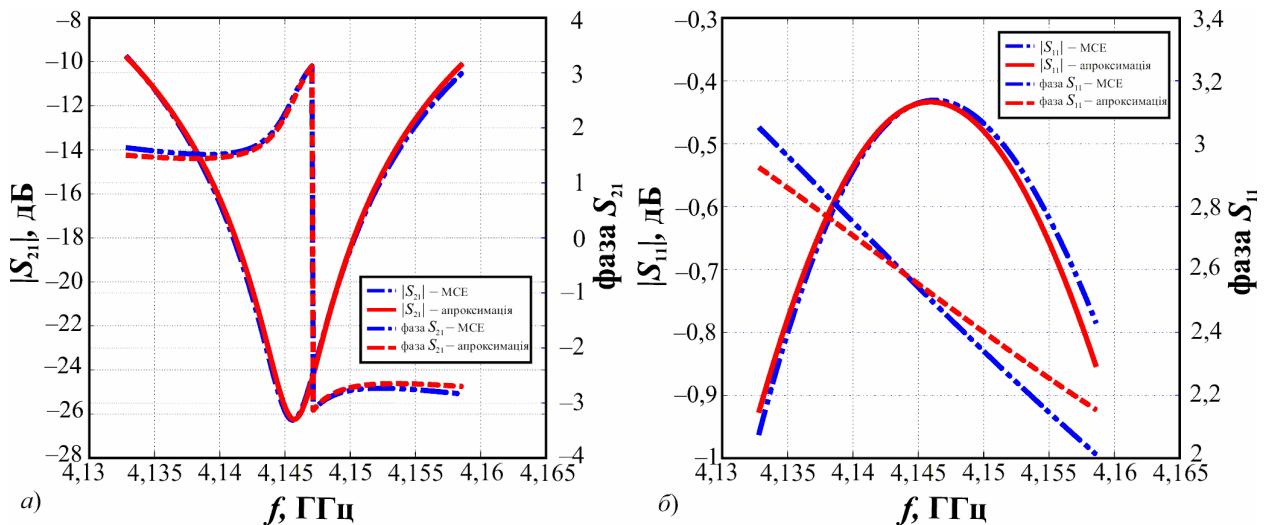


Рис. 5.18. Модуль та фаза елементів матриці розсіювання, отриманої методом скінченних елементів і за допомогою апроксимації.

Для дискового ДР ( $\epsilon = 80$ ,  $\text{tg} \delta = 0,001$ ), розміщеного в прямокутному хвилеводі (перерізу 48x24 мм), спостерігається якісний збіг результатів, розрахованих, виходячи з аналітичної формули (5.5) і параметрів, знайдених за допомогою мінімізації функції (5.8) (рис. 5.19).

Використовуючи аналітичну формулу і МСЕ, розраховані залежності коефіцієнта зв'язку дискового ДР з прямокутним хвилеводом від положення всередині хвилеводу (рис. 5.20).

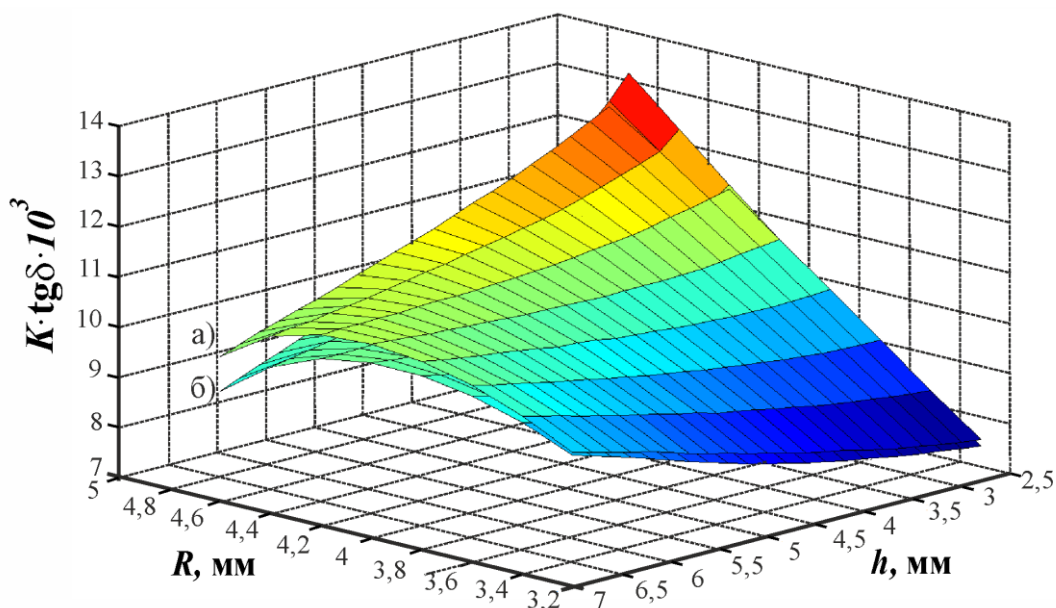


Рис. 5.19. Залежності коефіцієнта зв'язку від розмірів дискового СДР: а) – отримані МСЕ; б) – розраховані за формулою (5.5)

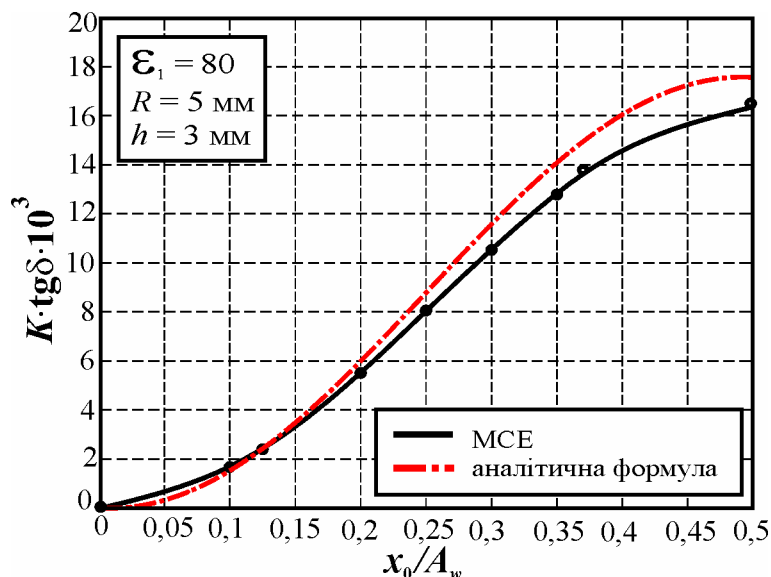


Рис. 5.20. Залежність коефіцієнта зв'язку від положення дискового резонатора в прямокутному хвилеводі

Невеликі чисельні відмінності отриманих залежностей пояснюються наявністю похибки обчислення матриці розсіювання і строгістю наближення, в якому була

отримана аналітична формула. Проте, не дивлячись на ці відмінності, характер залежностей коефіцієнта зв'язку від геометричних параметрів СДР і лінії передачі збігається, що дозволяє говорити про адекватність запропонованої методики розрахунку коефіцієнта зв'язку за допомогою апроксимації матриці розсіювання, що отримана МСЕ.

Використовуючи методику апроксимації матриці розсіювання, проаналізуємо залежність коефіцієнта зв'язку сферичного СДР з прямокутним хвилеводом. Для цього сферичний резонатор закріплюється в середині прямокутного хвилеводу  $x_0 = A_w / 2$ , а переміщення складових частин забезпечується за допомогою полістиролового стрижня (рис. 5.4 а).

На рис. 5.21 наведена нормована залежність коефіцієнта зв'язку від нормованої відстані між частинами сферичного СДР для різних значень діелектричної проникності матеріалу резонатора. Щоб усунути вплив металевих стінок хвилеводу, лінійні розміри СДР і хвилеводу не змінювалися ( $R = 5$  мм,  $A_w = 48$  мм,  $B_w = 24$  мм).

У роботі [280] було показано, що збільшення відносної діелектричної проникності матеріалу цільного сферичного резонатора призводить до швидкого зменшення його коефіцієнта зв'язку з лінією передачі. Така ж залежність коефіцієнта зв'язку від діелектричної проникності матеріалу резонатора характерна і для СДР. Для всіх співвідношень взаємної відстані між частинами резонатора до його діаметра спостерігається зменшення коефіцієнта зв'язку у разі збільшення діелектричної проникності матеріалу резонатора.

Особливістю СДР є можливість збільшення коефіцієнта зв'язку резонатора з лінією передачі за рахунок внесення діелектричної неоднорідності перпендикулярно лініям електричного поля нижчого типу коливань [281]. Як видно з рис. 5.21, коефіцієнт зв'язку резонатора з прямокутним хвилеводом у разі збільшення нормованої відстані між частинами СДР зростає в кілька разів.

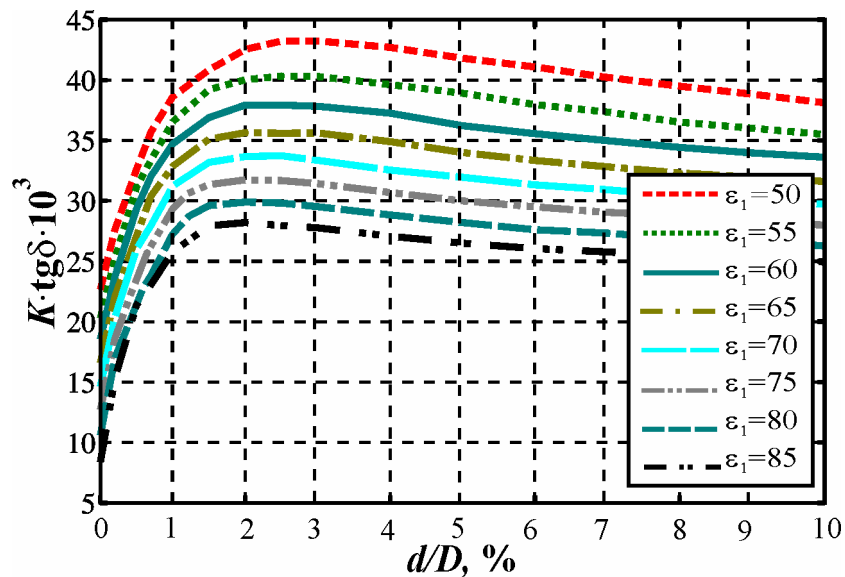


Рис. 5.21. Залежність нормованого коефіцієнта зв'язку від нормованої відстані між частинами сферичного СДР для різних значень діелектричної проникності матеріалу резонатора.

Перелаштовуючи значення резонансної частоти нижчого типу коливань СДР, слід враховувати, що у разі наближення до критичної частоти хвильоводу значення коефіцієнта зв'язку падає через зменшення напруженості магнітного поля хвильоводу, збуджуючого резонатор. Отже, величина відстройки резонансної частоти від критичної частоти хвильоводу впливає на значення коефіцієнта зв'язку.

На рис. 5.22б показано, що збільшення відстані між широкими стінками хвильоводу призводить до зменшення коефіцієнта зв'язку і при цьому критична частота не змінюється, що виключає вплив величини відстройки резонансної частоти від критичної частоти хвильоводу. Зменшення коефіцієнта зв'язку пояснюється тим, що напруженість магнітного поля хвильоводу зменшується у разі збільшення висоти вузької стінки хвильоводу, що призводить до ослаблення збудження резонатора.

Збільшення відстані від вузької стінки до торцевої поверхні СДР також призводить до зменшення коефіцієнта зв'язку, проте не для всіх співвідношень  $d/D$  (рис. 5.22а). Для нульового зазору між частинами СДР спостерігається зростання коефіцієнта зв'язку у разі збільшення широкої стінки хвильоводу, що пов'язано зі зменшенням критичної частоти хвильоводу і збільшенням відстройки від резонансної частоти СДР.

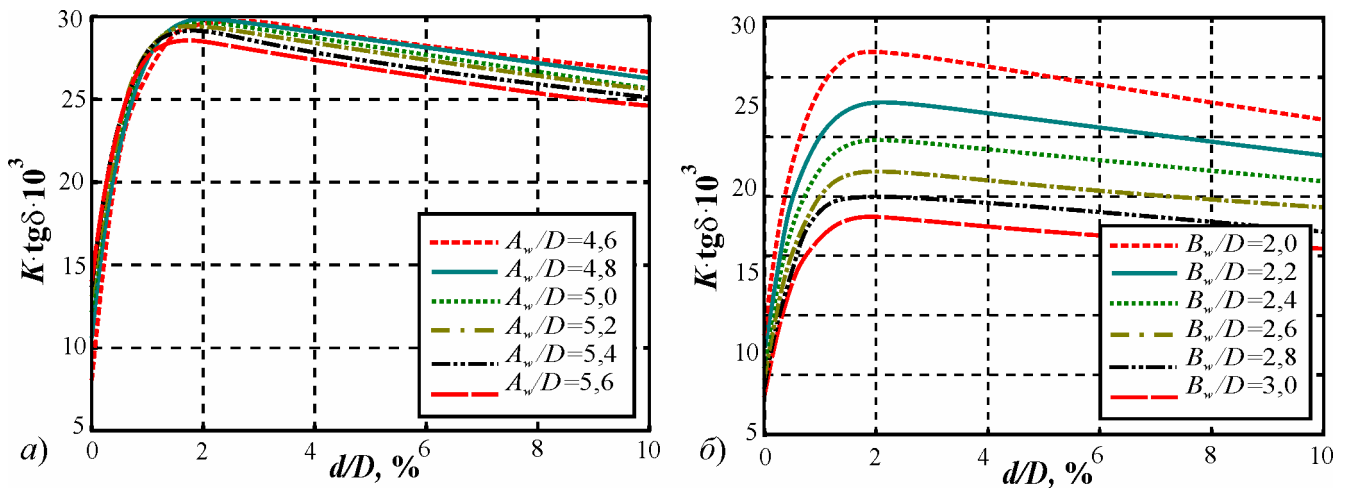


Рис. 5.22. Залежність нормованого коефіцієнта зв'язку від нормованої відстані між частинами сферичного СДР для різної: а) ширини; б) висоти хвилеводу.

Використовуючи запропоновану методику знаходження коефіцієнтів зв'язку, розрахуємо і проаналізуємо його залежності від електрофізичних параметрів дискового резонатора і прямокутного хвилеводу. Для цього СДР помістимо в прямокутний хвилевід (рис. 5.4 б) на відстані  $x_0 = A_w/2$  і зорієнтуємо торцевою поверхнею паралельно вузькій стінці хвилеводу ( $\alpha_1 = 90^\circ, \alpha_2 = 0^\circ$ ). У разі такого розташування резонатора зв'язок з передавальним трактом здійснюється тільки по поперечній  $H_x$  складовій магнітного поля та передаточні характеристики можуть бути розраховані за формулою (5.6) для основної моди.

На рис. 5.23а показано вплив повітряного зазору  $d$  між частинами СДР на коефіцієнт зв'язку для різних співвідношень товщини резонатора до його діаметра  $h/D$ .

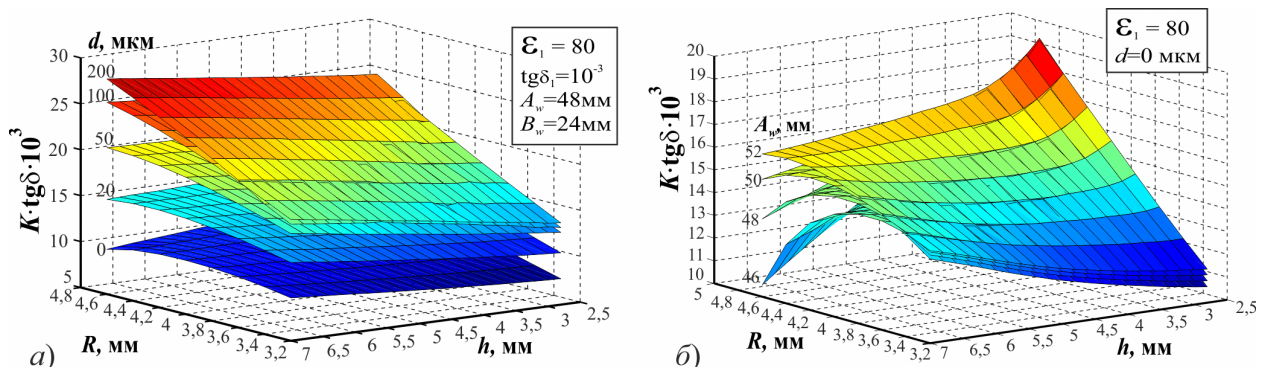


Рис. 5.23. Залежність нормованого коефіцієнта зв'язку від розмірів і взаємного положення частин дискового СДР в прямокутному хвилеводі

Збільшення взаємної відстані між частинами СДР призводить до зростання коефіцієнта зв'язку дискового резонатора з прямокутним хвилеводом для всіх співвідношень  $h/D$ . Слід зазначити, що одночасно зі зростанням коефіцієнта зв'язку СДР з прямокутним хвилеводом у разі збільшення повітряного зазору  $d$  між частинами резонатора, відбувається зростання резонансної частоти СДР, що збільшує відстройку від критичної частоти хвилеводу і зменшує її вплив на значення коефіцієнта зв'язку.

Збільшення лінійних розмірів СДР призводить до зменшення відстані між СДР і металевими стінками хвилеводу, що призводить до зростання коефіцієнта зв'язку.

На рис. 5.23б показано вплив розмірів широкої стінки хвилеводу на коефіцієнт зв'язку резонатора ( $R = 4,6$  мм,  $h = 7$  мм,  $d = 0$  мкм) з хвилеводом.

Перелаштування частоти СДР і наближення її до значення критичної частоти прямокутного хвилеводу призводить до різкого зменшення коефіцієнта зв'язку резонатора з лінією передачі внаслідок зменшення поперечної складової магнітного поля хвилеводу. Зменшення ширини хвилеводу призводить до збільшення критичної частоти, отже, зменшується різниця між резонансною частотою СДР і критичної частотою прямокутного хвилеводу, що призводить до зменшення коефіцієнта зв'язку.

Збільшення діаметра і товщини резонатора призводить до підвищення коефіцієнта зв'язку за умови, що резонансна частота більше критичної частоти передавального тракту. Викладені закономірності справедливі як для цілісних резонаторів, так і для СДР.

У роботі [282] показано, що значення коефіцієнта зв'язку дискових ДР з лінією передачі залежать від відношення геометричних розмірів  $h/D$ . На рис. 5.24 наведена залежність коефіцієнта зв'язку від відношення товщини резонатора до його діаметра.

Видно, що зі збільшенням відношення  $h/D$  збільшується величина зміни коефіцієнта зв'язку СДР з хвилеводом у разі переміщення складових частин резонатора. Для відношення  $h/D = 0,3$  максимальна величина зміни коефіцієнта зв'язку становить 83%, а для  $h/D = 1,1$  – 105%.



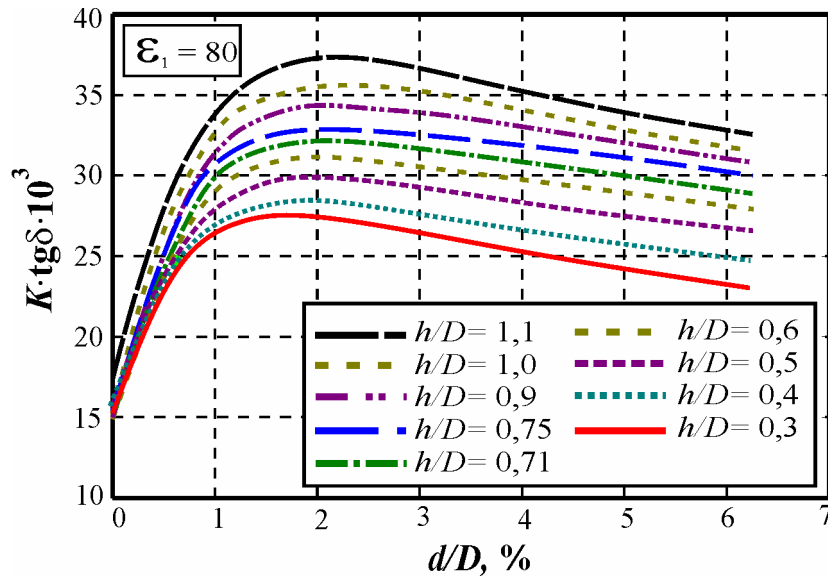


Рис. 5.24. Залежність нормованого коефіцієнта зв'язку від нормованої відстані між частинами дискового СДР в хвилеводі для  $\epsilon = 80$ ,  $R = 4$  мм,  $A_w = 48$  мм,  $B_w = 24$  мм

На рис. 5.25 показано залежності нормованого коефіцієнта зв'язку від співвідношень геометричних розмірів хвилеводу. Видно, що збільшення геометричних розмірів хвилеводу і віддалення металевої стінки від поверхні СДР призводить до зменшення коефіцієнта зв'язку.

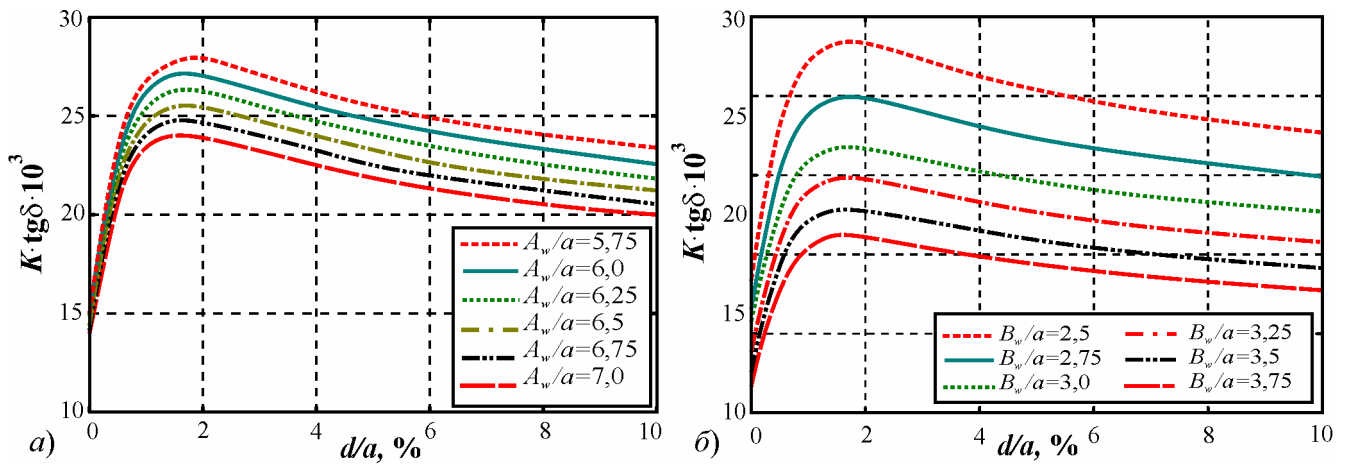


Рис. 5.25. Залежність нормованого коефіцієнту зв'язку від нормованої відстані між частинами прямокутного СДР для різної: а) ширини; б) висоти хвилеводу.

Слід зазначити, що зміна відстані між резонатором і широкою стінкою хвилеводу справляє сильніший вплив на значення коефіцієнта зв'язку, ніж зміна відстані між резонатором і вузькою стінкою хвилеводу в зв'язку з тим, що зменшення довжини

вузької стінки хвилеводу збільшує напруженість магнітного поля, збуджуючого резонатор, більшою мірою, ніж зменшення широкої стінки хвилеводу.

На рис. 5.26 показана залежність нормованого коефіцієнта зв'язку від нормованої відстані між частинами прямокутного СДР з циліндричним отвором для різних відношень внутрішнього діаметра отвору до зовнішньої довжини ребра  $D_i/a$ . Зі збільшенням цього відношення коефіцієнт зв'язку збільшується. Таку ж тенденцію мають і кільцеві СДР.

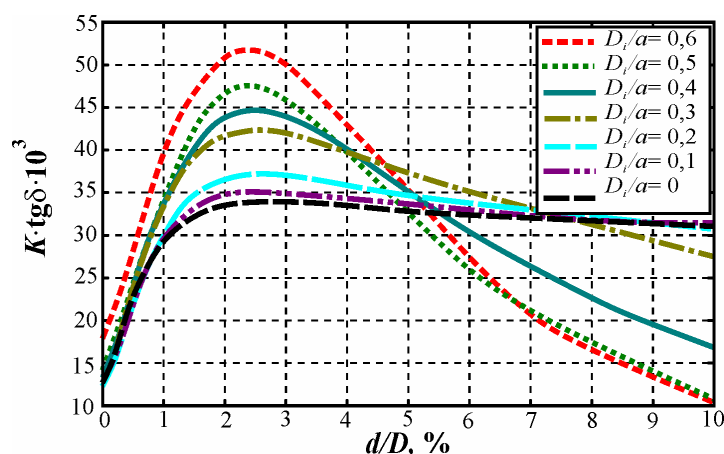


Рис. 5.26. Залежність нормованого коефіцієнта зв'язку від нормованої відстані між частинами прямокутного СДР з циліндричним отвором для різних відношень  $D_i/a$ .

Отримані залежності власної добротності і коефіцієнта зв'язку СДР від взаємної відстані між частинами резонатора дозволяють розрахувати значення зовнішньої добротності СДР [283]. Зовнішня добротність СДР у формі півкулі зменшується зі збільшенням взаємної відстані між частинами резонатора (рис. 5.27а). Ця тенденція спостерігається і в антенних елементах на основі СДР [284]. Слід зазначити, що збільшення діелектричної проникності матеріалу резонатора збільшує значення зовнішньої добротності СДР для всіх розглянутих резонаторів (рис. 5.1).

Важливо враховувати, що збільшення відношення внутрішнього діаметра до поперечного розміру СДР (рис. 5.1 в, д), призводить до збільшення зовнішньої добротності резонатора для великих відношень  $d/a$ , що показано на прикладі СДР, виконаного у формі прямокутних паралелепіпедів з циліндричним отвором (рис. 5.27б) ( $a = 8$  мм,  $h/a = 1$ ,  $\varepsilon = 80$ ,  $\text{tg}\delta = 10^{-3}$ ).

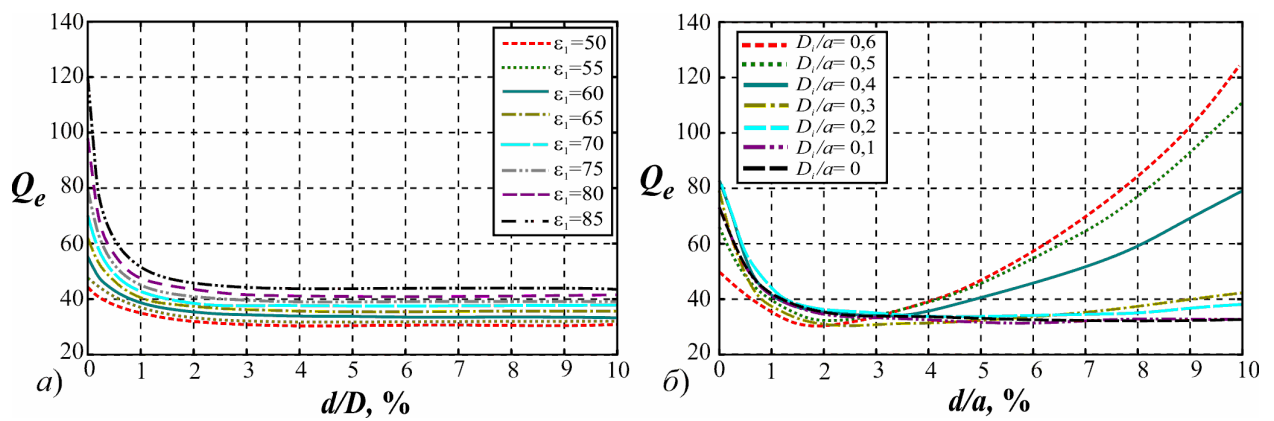


Рис. 5.27. Залежність зовнішньої добротності від нормованої взаємної відстані між частинами СДР: а) у формі півкуль, для різного значення діелектричної проникності матеріалу резонатора; б) у формі прямокутних паралелепіпедів з циліндричним отвором, для різних відношень  $D_i/a$

Таким чином, враховуючи характер отриманих залежностей, можна зробити висновок, що зміна коефіцієнта зв'язку СДР з лінією передачі у разі переміщення складових частин резонатора відносно один одного відбувається внаслідок збільшення власної добротності та зменшення зовнішньої добротності СДР у порівнянні з цільними ДР.

### 5.3.3. Коефіцієнт взаємного зв'язку між СДР

Реалізація необхідних характеристик частотно селективних пристроїв з СДР у більшості випадків досягається шляхом використання багаторезонаторних структур. У них спостерігаються явища розщеплення резонансних частот СДР і асиметрії АЧХ, які залежать від відстані між резонаторами, ступеня їх зв'язку один з одним і з лініями передачі. Теоретичне та експериментальне дослідження закономірностей цих явищ необхідні як для розвитку схмотехніки пристроїв з діелектричними резонаторами, так і для створення методів їх інженерного розрахунку.

У ЕС, що містить два взаємно зв'язаних СДР, коливання в одному резонаторі впливають на сусідній резонатор. При цьому характеристики такої ЕС суттєво відрізняються від характеристик одиночних резонаторів. Найважливішою властивістю системи пов'язаних СДР є ефект розщеплення резонансних частот СДР, аналогічний

відомим явищам в інших зв'язаних коливальних системах [285]. Зв'язок між резонаторами, що призводить до розщеплення частот, істотно залежить від параметрів кожного СДР, відстані між ними і ступеня зв'язку резонаторів з лініями передачі. Існує декілька підходів до визначення параметрів взаємного зв'язку СДР, які обчислюються шляхом використання різних методів.

Один з традиційно застосовуваних підходів заснований на визначенні коефіцієнта взаємного зв'язку резонаторів і частотних уявлень. У загальному випадку для двокаскадної структури типу СПФ за сильного взаємного зв'язку резонаторів коефіцієнт цього зв'язку визначається наступним чином [285]:

$$k_c = \sqrt{\left(\frac{f_1 - f_2}{f_0}\right)^2 + \left(\frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_e}\right)^2},$$

де  $f_1, f_2$  – частоти зв'язку, на яких коефіцієнт відбиття або передачі фільтра має екстремальні значення;  $f_0$  – центральна частота, що пов'язана з  $f_1$  і  $f_2$  співвідношенням  $f_0 = (f_1 + f_2)/2$ .

У деяких випадках для розрахунку зв'язку між СДР використовується визначення коефіцієнта зв'язку за аналогією з відомим колами. При цьому резонатори подаються еквівалентними контурами послідовно з'єднаних індуктивності  $L$  і конденсатора  $C$ . Тоді для однакових СДР коефіцієнт зв'язку дорівнює [278]:

$$k_c = \frac{L_m}{L} = \frac{U_2 I_1}{2\pi f_0 W_1},$$

де  $L_m$  – взаємна індуктивність між контурами;  $W_1 = 0,5 \cdot L I_1^2$  – енергія, накопичена в першому контурі;  $I_1$  – струм, що протікає в першому контурі;  $U_2$  – напруга в другому контурі, що наводиться струмом  $I_1$ .

Знаходження коефіцієнта зв'язку здійснюється шляхом обчислення параметрів  $U_2, I_1, W_1$  стосовно до різних модельних уявлень СДР. Одним з них є магнітне дипольне уявлення, коли СДР замінюється магнітним диполем, що має магнітний момент:

$$p_m = M_0 h,$$

де  $p_m$  – магнітний момент СДР;  $h$  – магнітне НВЧ-поле, що впливає на момент і збігається з його напрямком;  $M_0$  – амплітудний множник, який визначається формою ДР.

При цьому формула для коефіцієнту зв'язку приймає вигляд [278]:

$$k_c = \frac{\mu_0 H_2 p_{m_1}}{2W_1},$$

де  $p_{m_1}$  – магнітний момент першого СДР;  $H_2$  – поле, обумовлене моментом  $p_{m_1}$  у другому резонаторі.

За сумірності розмірів СДР з розмірами лінії передачі замість магнітного моменту доцільно використовувати поняття густини магнітного моменту [286] або об'ємної густини струму ДР [287]. В останньому випадку формула для коефіцієнта зв'язку має вигляд:

$$k_c = \frac{j \int E_2 J_1 dV}{4\pi f_0 W_1},$$

де  $V$  – об'єм першого ДР;  $E_2$  – напруженість електричного поля, створюваного в місці розташування другого ДР об'ємною густиною струму  $J_1$  першого ДР. У розрахунках густина струму  $J_1$  замінюється струмом

$$J_n = j\omega\epsilon_0(\epsilon_1 - 1)E_1,$$

де  $E_1$  – електричне поле розглянутого типу коливань ДР.

Ці співвідношення надають змогу знайти вираз для коефіцієнтів зв'язку ДР з урахуванням неоднорідності розподілу поля НВЧ у об'ємі  $V_d$  резонатора [287, 288].

Поряд з визначеннями коефіцієнтів зв'язку, виходячи з частотних уявлень чи теорії кіл, становить інтерес введення узагальнених коефіцієнтів зв'язку діелектричних

резонаторів. Узагальнений коефіцієнт зв'язку  $K_c$  пов'язаний з раніше введеним співвідношенням:

$$K_c = k_c \cdot Q_0.$$

Узагальнений коефіцієнт зв'язку резонаторів може бути введений також з енергетичних або польових уявлень. У першому випадку для двох однакових резонаторів

$$K_c = Q_0 / Q_c,$$

де  $Q_c$  – добротність взаємного зв'язку резонаторів. У польовому підході враховується, що вплив резонаторів один на одного зумовлений випромінюваними ними полями, а резонатори можуть мати різні параметри. При цьому частковий коефіцієнт взаємного зв'язку  $i$ -го та  $i+1$ -го резонаторів  $K_{i, i+1}$  в польовому уявленні визначається як відношення амплітуди поля випромінювання  $i$ -го резонатора, яка перерахована в область розташування резонатора  $i+1$ , до амплітуди власного незбуреного поля лінії передачі в цьому місці за відсутності в ньому резонатора  $i+1$ . Аналогічно визначається коефіцієнт взаємного зв'язку  $i+1$ -го та  $i$ -го резонаторів  $K_{i+1, i}$ . Для обчислення цих коефіцієнтів зв'язку використовують власні параметри ненавантажених резонаторів і амплітуди незбурених НВЧ-полів у місцях їх розташування. Повний узагальнений коефіцієнт взаємного зв'язку двох різних резонаторів визначається як:

$$K_c = \sqrt{K_{i+1, i} \cdot K_{i, i+1}},$$

де для обчислення часткових коефіцієнтів врахована суперпозиція складових полів випромінювання вздовж осей координат і за числом типів хвиль, що враховуються. У загальному випадку враховуються типи хвиль, що як поширюються, так і не поширюються. Принципова відмінність коефіцієнтів взаємного зв'язку для хвиль, що поширюються, полягає в тому, що вони є реактивними величинами (за відсутності втрат в стінках ліній передачі між СДР) і зменшуються в міру збільшення відстані між резонаторами. Взаємний зв'язок СДР по полях хвиль, що поширюються, визначається зв'язком кожного з резонаторів з лінією передачі і залежить від відстані між

ними за законом  $\exp(-j\beta_z l_{12})$ , де  $\beta_z$  – позовжне хвильове число хвилі, що поширюється,  $l_{12}$  – взаємна відстань між СДР.

В реальних структурах використовується режим вимушених коливань пов'язаних ДР. При цьому до параметрів, що характеризують ЕС, також відносяться її коефіцієнти відбивання та передачі. Ці параметри можна знайти різними методами. Характеристики дворезонаторної ЕС знаходяться з використанням енергетичного методу спільно з уявленням про кожен ДР через струми поляризації [289]. Ефективним методом знаходження закономірностей передачі та відбивання багато резонаторних систем є алгоритм [272], у якому використовується концепція самоузгодженого поля та одне з трьох можливих уявлень ДР як неоднорідностей, які характеризуються за допомогою: магнітних та електричних моментів, поляризаційних магнітних і електричних струмів чи розподілів електромагнітних полів на їх поверхнях. Подібний алгоритм застосовується для однорезонаторних ЕС і дозволяє знайти аналітичні вирази для характеристик передачі та відбивання ЕС з довільною кількістю ДР. При цьому отримані вирази подаються у термінах узагальнених коефіцієнтів зв'язку, уведених із польових уявлень. Завдяки використанню коефіцієнтів зв'язку ці вирази описують загальні закономірності зміни форми, внесених втрат, відбивання та нерівномірності згасання різних приладів з ДР: смуго-пропускаючих та режекторних фільтрів, частотно-розділювальних пристроїв та інших, моделювання закономірностей у термінах коефіцієнтів зв'язку резонаторів один з одним та лініями передачі дозволяє у деяких випадках поширити отримані розв'язки на резонансні ЕС з різними видами резонаторів: ДР, СДР, гіромагнітними та ін. Для практики важливо, що ці розв'язки природнім чином враховують дисипативні втрати в резонаторах і дозволяють розв'язувати задачі оптимального параметричного синтезу пристроїв на СДР [290, 291].

Залежність взаємного коефіцієнта зв'язку від добутку частоти на відстань між резонаторами може призводити до зміни форми АЧХ в процесі перелаштування центральної частоти фільтра. Один із способів запобігання цього недоліку полягає в конструюванні фільтрів на незв'язаних СДР [292].

## 5.4. Варіанти реалізації електромеханічного перелаштування частоти СДР

Як показано в підрозділі 5.2.1 резонансні частоти СДР суттєво залежать від повітряного проміжку між частинами резонатора. Зміна його на одиниці відсотка від поперечного розміру призводить до зміни резонансної частоти на десятки відсотків. Такі переміщення в сантиметровому діапазоні довжин хвиль складають десятки мікрометрів і можуть бути реалізовані за допомогою п'єзоелектричних актюаторів. Експериментальні дослідження електромеханічного способу перелаштування резонансної частоти нижчого типу коливань СДР проведені в прямокутному хвилеводі. Реалізовані та експериментально досліджені конструкції однорезонаторних СЗФ та СПФ [293, 294].

На рис. 5.28 наведений однорезонаторний режекторний фільтр з електромеханічним керуванням на основі СДР, виконаного у формі двох паралелепіпедів з циліндричним отвором (рис. 5.1*д*), що розміщений в регулярному прямокутному хвилеводі. Одна половинка СДР 4, виготовленого з кераміки ТБНС  $\varepsilon = 81$ ,  $\text{tg}\delta = 7 \cdot 10^{-4}$  розмірами  $a = 4$  мм,  $h = 2$  мм,  $D_i / a = 0,3$ , закріплена на полістироловій підставці 5 а інша до полістиролового стрижня. Електрофізичні параметри підставки та стрижня склали  $\varepsilon = 2,3$ ,  $\text{tg}\delta = 2 \cdot 10^{-4}$ . Електромеханічне керування реалізовано за допомогою балочної конструкції п'єзоелектричного актюатора, який приєднаний до рухомого полістиролового поршня [295].

Переріз прямокутного хвилеводу, розрахованого на частотний діапазон 8,2 - 12,5 ГГц, становить 23 мм на 10 мм і резонансна частота СДР розраховується на початок цього діапазону за нульової відстані між складовими частинами. Для вибору геометричних розмірів резонатора і параметрів його матеріалу можна використовувати номограми, які наведені в табл. Б.15 – Б.26.

Макет за допомогою хвилеводно-коаксіальних переходів підключався до векторного панорамного вимірювача Agilent 8510С. Діапазон перелаштування центральної частоти виготовленого фільтра становить 8,6-11,65 ГГц (36%), що забезпечується



переміщенням складових частин від 5 до 100 мкм відносно один одного (рис. 5.29). Такі переміщення реалізуються прикладанням напруги до п'єзоелектричного актюатора до 70В [296]. На рисунку також наведено результати моделювання методом МСЕ.

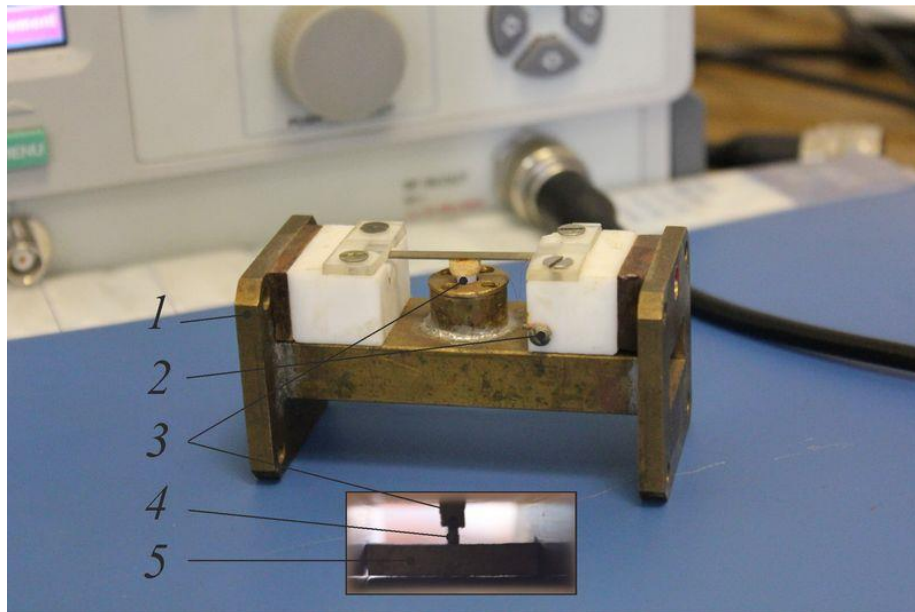


Рис. 5.28. Фотографія експериментального макета однорезонаторного СЗФ з електромеханічним керуванням: 1 – фланець прямокутного хвилеводу; 2 – контакт напруги живлення п'єзоелектричного актюатора; 3 – рухомий полістироловий стрижень; 4 – складений діелектричний резонатор; 5 – підставка з полістиролу для кріплення однієї частини СДР

Для реалізації СПФ резонатор включався як елемент зв'язку між регулярними прямокутними хвилеводами перерізом 7,1 x 3,6 мм розділеними секцією позамежового хвилеводу перерізом 1,9 x 3,6 мм з частотою відсічки, вищою, ніж робочі частоти. Секція позамежового хвилеводу виконана у вигляді фланця прямокутного хвилеводу (рис. 5.30а). Дисковий СДР виготовлений з кераміки АЛТК  $\epsilon = 40$ ,  $\text{tg}\delta = 4 \cdot 10^{-4}$  розмірами  $R = 1,2$  мм,  $h = 0,6$  мм. Одна його половинка закріплена на полістироловій підставці 5, а інша приєднана до полістиролового стрижня 4, який виведений поза межі хвилеводу і може переміщуватись. Дана конструкція з'єднується з регулярним хвилеводом і електромеханічне управління забезпечується за допомогою балочної конструкції п'єзоелектричного актюатора, який розміщується назовні хвилеводу і

приєднується до полістиролового стрижня (рис. 5.30б). Для забезпечення переміщення складових частин резонатора можуть застосовуватися не тільки п'єзоелектричні, але й сучасні електрострикційні актюатори [155, 298].

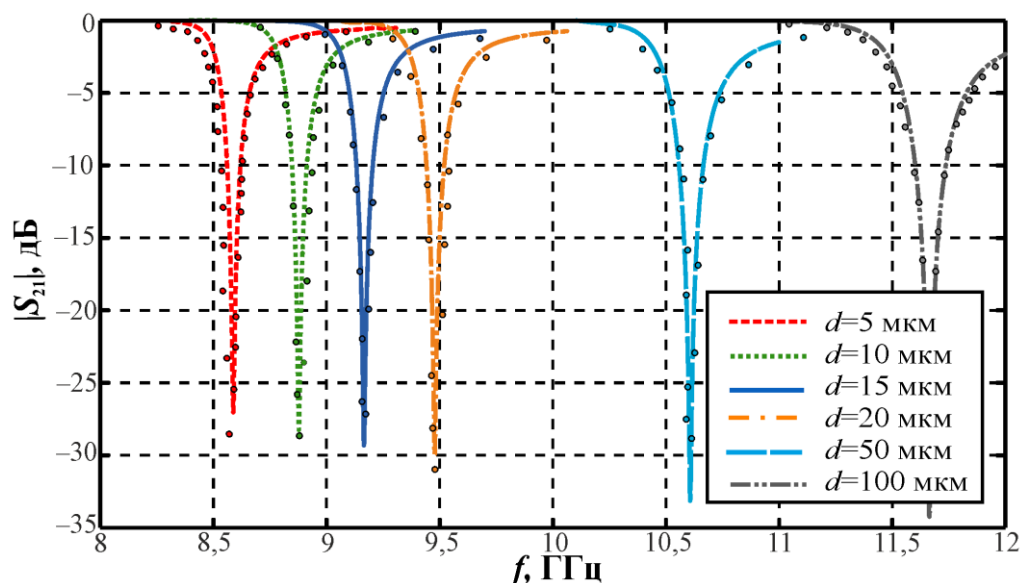


Рис. 5.29. Залежність модуля коефіцієнта передачі  $|S_{21}|$  від частоти експериментального макета на СДР, виконаного у формі паралелепіпедів з циліндричним отвором для різних значень повітряного проміжку між частинами резонатора.

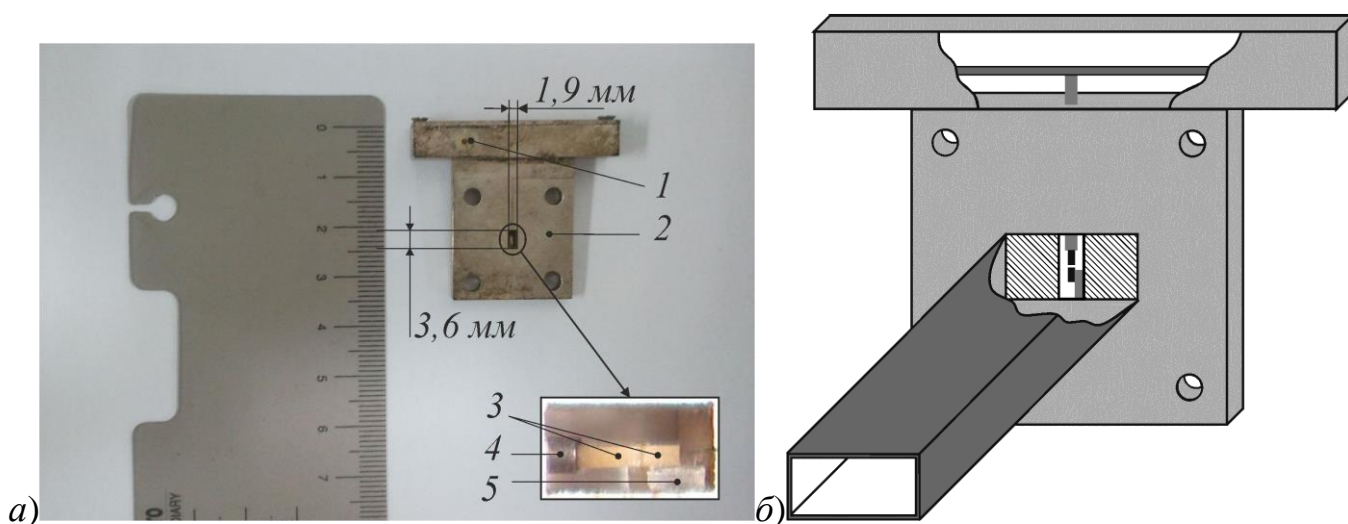


Рис. 5.30. Фотографія експериментального макета СПФ з електромеханічним управлінням (а) та схема включення фланця з дисковим СДР в регулярний прямокутний хвилевід (б). 1 – контакт напруги живлення п'єзоелектричного актюатора; 2 – фланець прямокутного хвилеводу; 3 – СДР; 4 – рухомий полістироловий стрижень; 5 – підставка з полістиролу.

Результати експериментальних вимірювань та моделювання конструкції СЗФ продемонстровано на рис. 5.31. Перелаштування резонансної частоти склало 27,5-35,5 ГГц (29%) за керуючих напруг до 200В.

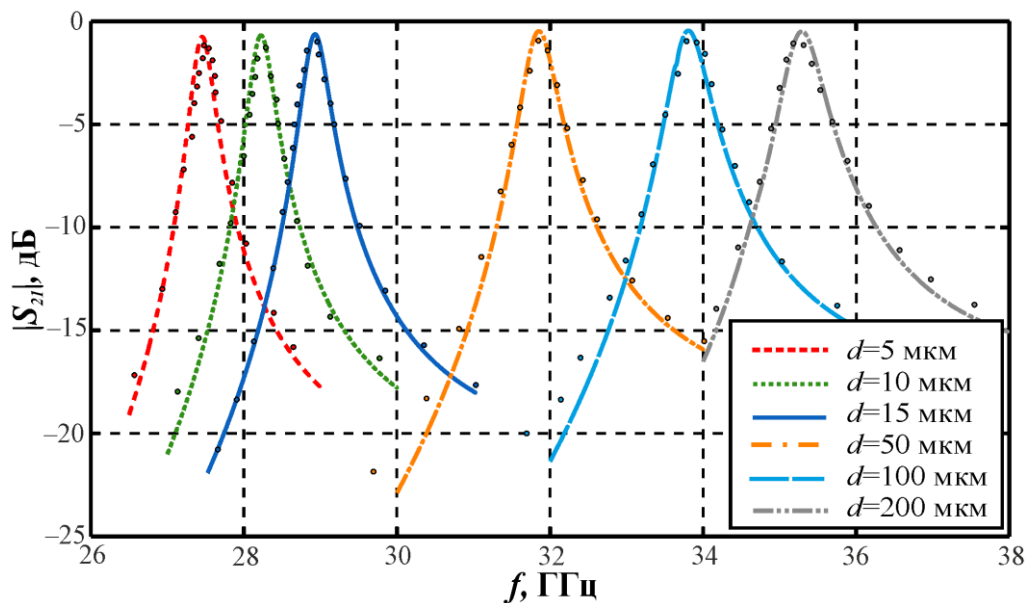


Рис. 5.31. Залежність модуля коефіцієнта проходження  $|S_{21}|$  від частоти макета СЗФ з електромеханічним керуванням на дисковому СДР

## 5.5. Висновки

Методом скінченних елементів розв'язана електродинамічна задача визначення характеристик СДР. Метод не має обмежень щодо геометричної форми резонатора і може бути застосований до таких складних форм СДР, які складені з півкуль та прямокутних паралелепіпедів і дисків з циліндричним отвором. Результати розрахунків добре узгоджуються з відомими аналітичними розв'язками для суцільних ДР, з модельними наближеннями СДР простих форм та експериментальними результатами.

Показано високу ефективність перелаштування резонансної частоти СДР у разі внесення діелектричної неоднорідності в формі повітряного проміжку між складовими частинами резонатора перпендикулярно силовим лініям електричного поля основного типу коливань, що дозволяє отримати зсув резонансної частоти резонатора більш ніж на 40% у разі переміщення складових частин резонатора на одиниці від-

сотків від величини поперечного розміру СДР. Зменшення геометричних розмірів СДР і перехід в більш високочастотний діапазон зменшує величину необхідних переміщень складових частин резонатора і в сантиметровому діапазоні довжин хвиль становить десятки мікрометрів, що дозволяє застосувати електромеханічний спосіб керування центральною частотою фільтра, побудованого на його основі. Як електромеханічні рушії можуть бути використані п'єзоелектричні або електрострикційні актюатори.

Встановлено залежності резонансного хвильового числа та ефективної діелектричної проникності від нормованої відстані між складовими частинами резонатора і його електрофізичних параметрів для СДР різних геометричних форм. Показано, що збільшення діелектричної проникності матеріалу СДР і відношень поздовжніх до поперечних розмірів призводить до збільшення зміни резонансної частоти в результаті переміщення складових частин частин СДР за рівних інших умов.

Проведено порівняльний аналіз усіх розглянутих в роботі резонаторів і показано, що сферичний резонатор має найбільшу ефективність перелаштування резонансної частоти найнижчого *H*- типу коливань за однакових геометричних розмірів, а ефективність перелаштування дискових і прямокутних резонаторів зростає разом зі збільшенням відношення товщини до поперечного розміру резонатора. СДР з внутрішнім отвором відрізняється від інших форм більш розрідженим спектром резонансних частот і більш широким діапазоном перелаштування нижчого типу коливань, що дозволяє розширити діапазон перелаштування фільтрів НВЧ на основі СДР і збільшити відстройку паразитних смуг фільтра від центральної частоти. Зростання відношення розміру внутрішнього отвору до зовнішнього поперечного розміру призводить до збільшення діапазону перелаштування найнижчого *H*- типу коливань, проте зменшує чутливість зміни частоти до повітряного проміжку між частинами резонатора на початкових ділянках керування поблизу нульових повітряних зазорів.

Встановлено, що використання діелектричних неоднорідностей з малими втратами між складовими частинами резонатора дозволяє збільшити власну добротність СДР на десятки відсотків, що призводить до збільшення крутизни резонансних схи-

лів АЧХ фільтрів, побудованих на їх основі. Визначено співвідношення геометричних і електрофізичних параметрів СДР, для яких досягається максимальне значення власної добротності.

Проаналізовано залежності коефіцієнта зв'язку сферичного, циліндричного, кільцевого, прямокутного і прямокутного з циліндричним отвором СДР з прямокутним хвилеводом від взаємної відстані між складовими частинами резонатора, електрофізичних параметрів матеріалу, геометричних розмірів резонатора і прямокутного хвилеводу. Показано, що зі зростанням взаємної відстані між частинами СДР спостерігається збільшення коефіцієнта зв'язку СДР з прямокутним хвилеводом, що призводить до зменшення втрат в смузі пропускання СПФ і збільшенню рівня режекції СЗФ. Відзначено, що збільшення ширини і висоти хвилеводу, діелектричної проникності матеріалу резонатора приводить до зменшення значення коефіцієнта зв'язку СДР з хвилеводом, що також справедливо і для суцільних ДР, в той час як збільшення відношень  $D_i/D$ ,  $D_i/a$ ,  $h/D$  и  $h/a$  збільшує коефіцієнт зв'язку СДР з прямокутним хвилеводом для будь-якого співвідношення між величиною повітряного зазору до поперечного розміру резонатора.

Показано, що збільшення коефіцієнта зв'язку СДР з лінією передачі у разі зміни величини повітряного зазору між частинами резонатора пов'язано як зі збільшенням власної добротності, так і зі зменшенням зовнішньої добротності резонатора.

Одержані залежності коефіцієнта зв'язку і власної добротності СДР від геометричних і електрофізичних параметрів резонатора дозволяють застосувати метод низькочастотних прототипів для проектування АЧХ фільтра НВЧ на їх основі.

Реалізовано та експериментально досліджені однорезонаторні конструкції СЗФ та СПФ з електромеханічним керуванням за рахунок використання балочних конструкцій п'єзоелектричний актюаторів. Перелаштування центральної частоти склало біля 30% за керуючих напруг до 200В для СПФ і 70В для СЗФ.

Наведені у цьому розділі основні наукові результати викладено в роботах автора [29, 30, 138, 147, 151, 240-242, 246, 247, 250-269, 281, 283, 284, 292-296].

## 6. Екранований складений діелектричний резонатор

### 6.1. Розв'язання електродинамічної задачі

Розглянемо циліндричний складений діелектричний резонатор (рис. 6.1), що складається з двох співвісних діелектричних циліндрів з однаковими основами радіусу  $R$ , розташованих між нескінченними ідеальними металевими пластинами нескінченної товщини, що виконують роль екрану [299]. Припустимо, що циліндр товщиною  $h$  виготовлений з матеріалу з відносною діелектричною проникністю  $\epsilon_1$ , а циліндр, виготовлений з матеріалу з відносною діелектричною проникністю  $\epsilon_2$ , має товщину  $d$ .

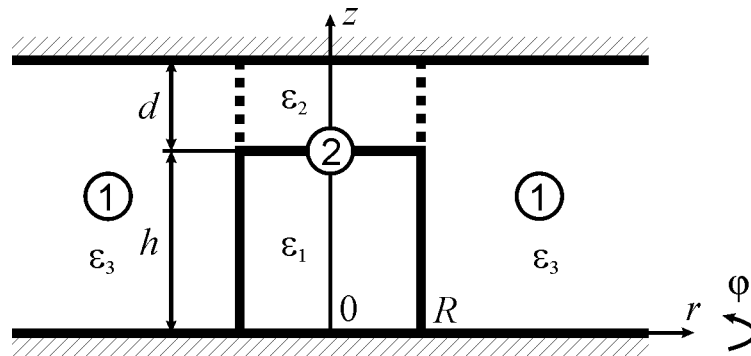


Рис. 6.1. Відкритий екранований складений діелектричний резонатор

Задачу про власні коливання такого екранованого складеного діелектричного резонатора (ЕСДР) розв'яжемо методом часткових областей [300]. Для цього розіб'ємо всю область між нескінченними металевими пластинами на дві циліндричні часткові області: область 1 ( $r > R$ ) та область 2 ( $r \leq R$ ). У кожній з часткових областей будемо шукати  $z$ -компоненти електричного  $\Gamma^e = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \Gamma^e \end{bmatrix}^T$  та магнітного  $\Gamma^m = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \Gamma^m \end{bmatrix}^T$  векторів Герца у вигляді розкладів за власними функціями областей [301]:

$$\Gamma_l^e = \sum_{i=0}^{\infty} a_{li}^e \mathfrak{R}_{lni}^e(r) \Phi_n^e(\varphi) \rho_{Z_{li}^e}(z) Z_{li}^e(z),$$

$$\Gamma_l^m = \frac{j}{Z_0} \sum_{i=0}^{\infty} a_{li}^m \mathfrak{R}_{lni}^m(r) \Phi_n^m(\varphi) \rho_{Z_{li}^m}(z) Z_{li}^m(z),$$

$l=1,2, \quad (6.1)$

де  $l$  – номер часткової області;  $a_{li}^{e(m)}$ ,  $a_{2i}^{e(m)}$  – амплітуди власних коливань;

$$\mathfrak{R}_{lni}^{e(m)}(r) = \mathfrak{R}_{lni}(r) = \begin{cases} H_n^{(2)}(\beta_{li}r), \operatorname{Re}(\varepsilon_3 k^2 - \beta_{zli}^2) \geq 0 \\ K_n(\beta_{li}r), \operatorname{Re}(\varepsilon_3 k^2 - \beta_{zli}^2) < 0 \end{cases} - \text{розв'язок рівняння Бесселя в об-}$$

ласті 1;  $H_n^{(2)}(x)$  – функція Ханкеля другого роду порядку  $n$ ;  $K_n(x)$  – модифікована функція Бесселя другого роду (функція Макдональдса) порядку  $n$ ;

$$\mathfrak{R}_{2ni}^{e(m)}(r) = \begin{cases} J_n(\beta_{2i}^{e(m)}r), \operatorname{Re}(\varepsilon_1 k^2 - \beta_{zli}^{e(m)2}) \geq 0 \\ I_n(\beta_{2i}^{e(m)}r), \operatorname{Re}(\varepsilon_1 k^2 - \beta_{zli}^{e(m)2}) < 0 \end{cases} - \text{розв'язок рівняння Бесселя в області 2;}$$

$J_n(x)$  – функція Бесселя першого роду порядку  $n$ ;  $I_n(x)$  – модифікована функція Бесселя першого роду порядку  $n$ ;  $\Phi_n^{e(m)}(\varphi)$  – розв'язки однорідного рівняння Гельм-

гольца  $\frac{d^2 \Phi_n^{e(m)}(\varphi)}{d\varphi^2} + n^2 \Phi_n^{e(m)}(\varphi) = 0$ , що задовольняють умовам:  $\frac{d\Phi_n^m(\varphi)}{d\varphi} = \mp n \Phi_n^e(\varphi)$ ,

$$\frac{d\Phi_n^e(\varphi)}{d\varphi} = \pm n \Phi_n^m(\varphi); \quad n - \text{ціла стала}; \quad Z_{li}^e(z) = \begin{cases} \sqrt{\frac{1}{h+d}}, & i=0; \\ \sqrt{\frac{2}{h+d}} \cos(\beta_{zli}z), & i \neq 0 \end{cases},$$

$$Z_{li}^m(z) = \sqrt{\frac{2}{h+d}} \sin(\beta_{zli}z), -i\text{-е нормовані власні функції області 1; } \beta_{zli} = \frac{i\pi}{h+d} - \text{поз-}$$

$$\text{довжнє хвильове число в області 1; } \beta_{li} = \begin{cases} \sqrt{\varepsilon_3 k^2 - \beta_{zli}^2}, \operatorname{Re}(\varepsilon_3 k^2 - \beta_{zli}^2) \geq 0 \\ \sqrt{\beta_{zli}^2 - \varepsilon_3 k^2}, \operatorname{Re}(\varepsilon_3 k^2 - \beta_{zli}^2) < 0 \end{cases} - \text{поперечне}$$

хвильове число в області 1;  $Z_{2i}^{e(m)}(z)$  –  $i$ -е нормовані власні функції області 2, що визначаються з виразів:

$$Z_{2i}^e(z) = \begin{cases} \frac{\cos(\beta_{z1i}^e z)}{N_i^e \varepsilon_1 \cos(\beta_{z1i}^e h)}, & 0 \leq z \leq h \\ \frac{\cos(\beta_{z2i}^e (z-h-d))}{N_i^e \varepsilon_2 \cos(\beta_{z2i}^e d)}, & h \leq z \leq h+d \end{cases}, Z_{2i}^m(z) = \begin{cases} \frac{\sin(\beta_{z1i}^m z)}{N_i^m \sin(\beta_{z1i}^m h)}, & 0 \leq z \leq h \\ \frac{\sin(\beta_{z2i}^m (h+d-z))}{N_i^m \sin(\beta_{z2i}^m d)}, & h \leq z \leq h+d \end{cases},$$

$$N_i^e = \sqrt{\frac{h}{2} + \frac{\sin(2\beta_{z1i}^e h)}{4\beta_{z1i}^e} \frac{d}{2} + \frac{\sin(2\beta_{z2i}^e d)}{4\beta_{z2i}^e}} \frac{1}{\varepsilon_1 \cos^2(\beta_{z1i}^e h) + \varepsilon_2 \cos^2(\beta_{z2i}^e d)}, N_i^m = \sqrt{\frac{h}{2} - \frac{\sin(2\beta_{z1i}^m h)}{4\beta_{z1i}^m} \frac{d}{2} - \frac{\sin(2\beta_{z2i}^m d)}{4\beta_{z2i}^m}} \frac{1}{\sin^2(\beta_{z1i}^m h) + \sin^2(\beta_{z2i}^m d)};$$

$$\beta_{2i}^{e(m)} = \begin{cases} \sqrt{\varepsilon_1 k^2 - \beta_{z1i}^{e(m)2}} = \sqrt{\varepsilon_2 k^2 - \beta_{z2i}^{e(m)2}}, \operatorname{Re}(\varepsilon_1 k^2 - \beta_{z1i}^{e(m)2}) \geq 0 \\ \sqrt{\beta_{z1i}^{e(m)2} - \varepsilon_1 k^2} = \sqrt{\beta_{z2i}^{e(m)2} - \varepsilon_2 k^2}, \operatorname{Re}(\varepsilon_1 k^2 - \beta_{z1i}^{e(m)2}) < 0 \end{cases} \quad \text{-- поперечне хвильове чи-}$$

сло в області 2;  $\beta_{z1(2)i}^e$  –  $i$ -ий розв'язок системи рівнянь:

$$\frac{\beta_{z1}^e}{\varepsilon_1} \operatorname{tg}(\beta_{z1}^e h) + \frac{\beta_{z2}^e}{\varepsilon_2} \operatorname{tg}(\beta_{z2}^e d) = 0,$$

$$(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) k^2 = \beta_{z1}^{e2} - \beta_{z2}^{e2},$$

$\beta_{z1(2)i}^m$  –  $i$ -ий розв'язок системи рівнянь:

$$\beta_{z1}^m \operatorname{ctg}(\beta_{z1}^m h) + \beta_{z2}^m \operatorname{ctg}(\beta_{z2}^m d) = 0,$$

$$(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) k^2 = \beta_{z1}^{m2} - \beta_{z2}^{m2},$$

$$\rho_{Z_1^e}(z) = \rho_{Z_1^m}(z) = \rho_{Z_2^m}(z) = 1, \rho_{Z_2^e}(z) = \begin{cases} \sqrt{\varepsilon_1}, & 0 \leq z \leq h \\ \sqrt{\varepsilon_2}, & h \leq z \leq h+d \end{cases}.$$

Системи власних функцій областей 1 і 2  $Z_{li}^e(z)$ ,  $Z_{li}^m(z)$  є ортонормованими з вагами  $\rho_{Z_1^e}^2(y)$ ,  $\rho_{Z_1^m}^2(y)$ .

Для виконання умови рівності  $z$ -компонент поля на поверхні  $r=R$  введемо дві невідомі функції:



$$f^e(z) = \frac{E_z}{\Phi_n^e(\varphi)} = \frac{\frac{\partial^2 \Gamma_l^e}{\partial z^2} + \varepsilon_l(z) k^2 \Gamma_l^e}{\Phi_n^e(\varphi)}, l=1,2,$$

$$f^m(z) = \frac{jZ_0 H_z}{\Phi_n^m(\varphi)} = jZ_0 \frac{\frac{\partial^2 \Gamma_l^m}{\partial z^2} + \varepsilon_l(z) k^2 \Gamma_l^m}{\Phi_n^m(\varphi)}, l=1,2,$$

$$\text{де } \varepsilon_l(z) = \begin{cases} \varepsilon_3, & l=1 \\ \varepsilon_1, & 0 \leq z \leq h \\ \varepsilon_2, & h \leq z \leq h+d \end{cases}, l=2.$$

Тоді, враховуючи, що система власних функцій областей є ортонормованою, з умови рівності  $z$ -компонент поля на поверхні  $r=R$  амплітуди власних функцій висловимо через функції  $f^{e(m)}(z)$ , які підлягають визначенню:

$$a_{1i}^e = \frac{\int_0^{h+d} f^e(z) Z_{1i}^e(z) dz}{(\varepsilon_3 k^2 - \beta_{z1i}^2) \mathfrak{R}_{1ni}(r)}; \quad a_{1i}^m = -\frac{\int_0^{h+d} f^m(z) Z_{1i}^m(z) dz}{(\varepsilon_3 k^2 - \beta_{z1i}^2) \mathfrak{R}_{1ni}(r)};$$

$$a_{2i}^e = \frac{\int_0^{h+d} \rho_{Z_2^e}(z) f^e(z) Z_{2i}^e(z) dz}{(\varepsilon_1 k^2 - \beta_{z1i}^{e2}) \mathfrak{R}_{2ni}^e(R)}; \quad a_{2i}^m = -\frac{\int_0^{h+d} f^m(z) Z_{2i}^m(z) dz}{(\varepsilon_1 k^2 - \beta_{z1i}^{m2}) \mathfrak{R}_{2ni}^m(R)}.$$

Задовольняючи умови неперервності складових електромагнітного поля

$$E_\varphi = \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \Gamma_l^e}{\partial \varphi \partial z} + j\omega \mu_0 \frac{\partial \Gamma_l^m}{\partial r} \quad \text{і} \quad H_\varphi = -j\omega \varepsilon_l(z) \varepsilon_0 \frac{\partial \Gamma_l^e}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \Gamma_l^m}{\partial \varphi \partial r}$$

областей ( $r=R$ ), приходимо до системи однорідних інтегральних рівнянь Фредгольма I роду щодо функцій  $f^{e(m)}(z)$  [302]:

$$\int_0^{h+d} (G_l^e(z, z') f^e(z') + G_l^m(z, z') f^m(z')) dz' = 0, l=1,2 \quad (6.2)$$

де

$$G_1^e(z, z') = \mp \frac{n}{R} \sum_{i=0}^{\infty} \left( \frac{Z_{1i}^e(z') \frac{dZ_{1i}^e(z)}{dz}}{(\varepsilon_3 k^2 - \beta_{z1i}^2)} - \frac{\rho_{Z_2^e}(z') Z_{2i}^e(z') \frac{d}{dz} (\rho_{Z_2^e}(z) Z_{2i}^e(z))}{(\varepsilon_1 k^2 - \beta_{z1i}^e)^2} \right),$$

$$G_1^m(z, z') = k \sum_{i=0}^{\infty} \left( \frac{Z_{1i}^m(z') Z_{1i}^m(z) \frac{d}{dR} \ln |\mathfrak{R}_{1ni}(R)|}{(\varepsilon_3 k^2 - \beta_{z1i}^2)} - \frac{Z_{2i}^m(z') Z_{2i}^m(z) \frac{d}{dR} \ln |\mathfrak{R}_{2ni}^m(R)|}{(\varepsilon_1 k^2 - \beta_{z1i}^m)^2} \right),$$

$$G_2^e(z, z') = k \sum_{i=0}^{\infty} \left( \frac{\varepsilon_3 Z_{1i}^e(z') Z_{1i}^e(z) \frac{d}{dR} \ln |\mathfrak{R}_{1ni}(R)|}{(\varepsilon_3 k^2 - \beta_{z1i}^2)} - \frac{\rho_{Z_2^e}(z') Z_{2i}^e(z') \varepsilon_2(z) \rho_{Z_2^e}(z) Z_{2i}^e(z) \frac{d}{dR} \ln |\mathfrak{R}_{2ni}^e(R)|}{(\varepsilon_1 k^2 - \beta_{z1i}^e)^2} \right),$$

$$G_2^m(z, z') = \pm \frac{n}{R} \sum_{i=0}^{\infty} \left( \frac{Z_{1i}^m(z') \frac{dZ_{1i}^m(z)}{dz}}{(\varepsilon_3 k^2 - \beta_{z1i}^2)} - \frac{Z_{2i}^m(z') \frac{dZ_{2i}^m(z)}{dz}}{(\varepsilon_1 k^2 - \beta_{z1i}^m)^2} \right).$$

Знак ядер  $G_1^e(z, z')$  і  $G_2^m(z, z')$  вибирається залежно від співвідношення знаків функцій  $\frac{d\Phi^e(\varphi)}{d\varphi}$  і  $\Phi^m(\varphi)$ . Якщо  $\frac{d\Phi^e(\varphi)}{d\varphi} = n\Phi^m(\varphi)$ , то в  $G_1^e(z, z')$  вибирається знак “+”, якщо ж  $\frac{d\Phi^e(\varphi)}{d\varphi} = -n\Phi^m(\varphi)$ , то вибирається знак “-“. Для ядра  $G_2^m(z, z')$  використовується протилежне правило.

Таким чином, задача про власні коливання ЕСДР методом часткових областей зводиться до системи однорідних інтегральних рівнянь (6.2). Ця система інтегральних рівнянь є задачею про власні значення і власні функції. Кожна з власних функцій  $f^{e(m)}(z)$  визначає тангенціальні поля на поверхні  $r = R$  і в відповідності з (6.1) повне електромагнітне поле певного типу коливань резонатора, а власні значення визначають резонансні частоти цих коливальних мод.

Для розв'язання системи (6.2) скористаємося методом Гальоркіна. Для цього, розкладемо функції  $f^{e(m)}(z)$  за повними і ортогональним на відрізку  $[0, h+d]$  з вагою  $\rho_{\varphi^{e(m)}}^2(z)$  системам координатних функцій  $\{\varphi_i^{e(m)}(z)\}, i = \overline{0, \infty}$  [303]:

$$f^{e(m)}(z) = \sum_{i=0}^{\infty} \alpha_i^{e(m)} \rho_{\varphi^{e(m)}}(z) \varphi_i^{e(m)}(z), \quad (6.3)$$

де  $\alpha_i^{e(m)}$  – сталі, що підлягають визначенню.

Підставляючи розв'язки (6.3) в систему інтегральних рівнянь (6.2), знаходимо різницеву похибку подання (нев'язку)  $R_l(z)$ :

$$R_l(z) = \sum_{i=0}^{\infty} \int_0^{h+d} \left( \alpha_i^e G_l^e(z, z') \rho_{\varphi^e}(z') \varphi_i^e(z') + \alpha_i^m G_l^m(z, z') \rho_{\varphi^m}(z') \varphi_i^m(z') \right) dz', l = 1, 2. \quad (6.4)$$

Вимагатимемо обернення в нуль проекції невідповідності на повні системи проекційних функцій  $\{\psi_k^{e(m)}(z)\}, k = \overline{0, \infty}$ . Якщо ця вимога виконана, всі скалярні добутки  $(R_l(z), \psi_k^{e(m)}(z)), l = 1, 2, k = \overline{0, \infty}$  дорівнюють нулю. Якщо система функцій  $\{\psi_k^{e(m)}(z)\}, k = \overline{0, \infty}$  є ортогональною на відрізку  $[0, h+d]$  з вагою  $\rho_{\psi^{e(m)}}^2(z)$ , то скалярні добутки можна визначити наступним чином:

$$(R_l(z), \psi_k^{e(m)}(z)) = \int_0^{h+d} \rho_{\psi^{e(m)}}(z) R_l(z) \psi_k^{e(m)}(z) dz. \quad (6.5)$$

У підсумку приходимо до системи однорідних лінійних алгебраїчних рівнянь відносно коефіцієнтів розкладу  $\alpha_l^{e(m)}$ :

$$\mathbf{A}\mathbf{X} = 0, \quad (6.6)$$

де  $\mathbf{A} = \begin{bmatrix} \mathbf{A}^{e1} & \mathbf{A}^{m1} \\ \mathbf{A}^{e2} & \mathbf{A}^{m2} \end{bmatrix}$  – нескінченна квадратна матриця з елементами:

$$\begin{aligned}
A_{kl}^{e1} &= \int_0^{h+d} \int_0^{h+d} G_1^e(z, z') \rho_{\varphi^e}(z') \varphi_l^e(z') \rho_{\psi^m}(z) \psi_k^m(z) dz' dz; \\
A_{kl}^{m1} &= \int_0^{h+d} \int_0^{h+d} G_1^m(z, z') \rho_{\varphi^m}(z') \varphi_l^m(z') \rho_{\psi^m}(z) \psi_k^m(z) dz' dz; \\
& \hspace{20em}, k = \overline{0, \infty}, l = \overline{0, \infty}, \\
A_{kl}^{e2} &= \int_0^{h+d} \int_0^{h+d} G_2^e(z, z') \rho_{\varphi^e}(z') \varphi_l^e(z') \rho_{\psi^e}(z) \psi_k^e(z) dz' dz; \\
A_{kl}^{m2} &= \int_0^{h+d} \int_0^{h+d} G_2^m(z, z') \rho_{\varphi^e}(z') \varphi_l^m(z') \rho_{\psi^e}(z) \psi_k^e(z) dz' dz;
\end{aligned}$$

$\mathbf{X} = [\alpha_1^e, \alpha_2^e, \dots, \alpha_1^m, \alpha_2^m, \dots]^T$  – нескінченний вектор коефіцієнтів розкладу.

Таким чином, система інтегральних рівнянь (6.1) зведена до нескінченної системи однорідних лінійних алгебраїчних рівнянь. З умови існування нетривіального розв'язку (6.6), маємо:

$$\det(\mathbf{A}) = 0. \quad (6.7)$$

Розв'язки нелінійного рівняння (6.7) визначають власні частоти ЕСДР. Власні вектора матриці  $\mathbf{A}$ , що відповідають власним частотам, визначають власне електромагнітне поле даного типу коливань.

Типи коливань ЕСДР можна класифікувати за аналогією з однорідним екранованим діелектричним резонатором, в якому всі типи коливань розпадаються на 4 типи:  $TM_{nml}$ ,  $TE_{0ml}$ ,  $HE_{nml}$  і  $EH_{nml}$  [304]. Індекси  $n$ ,  $m$  і  $l$  визначають кількість варіацій електромагнітного поля відповідно за азимутом, радіусу і товщині резонатора. Резонансна частота даного типу коливань ЕСДР прагне до частоти однорідного резонатора такого ж типу коливань за умови  $\frac{d}{h} \rightarrow 0$  або  $\varepsilon_2 \rightarrow \varepsilon_1$ . Тому, не дивлячись на те, що в ЕСДР в загальному випадку індекс  $l$  не є цілим, типи коливань складеного резонатора будемо позначати так само, як і в однорідному резонаторі.

Для аксіально-симетричних типів коливань ЕСДР, для яких  $n = 0$ , ядра  $G_1^e(z, z')$  і  $G_2^m(z, z')$  тотожно дорівнюють нулю, а отже

$$\mathbf{A}^{e1} \equiv 0, \mathbf{A}^{m2} \equiv 0.$$

У цьому випадку рівняння (6.7) розпадається на два:

$$\det(\mathbf{A}^{e2}) = 0, \quad (6.8)$$

$$\det(\mathbf{A}^{m1}) = 0. \quad (6.9)$$

Розв'язки рівняння (6.8) визначають резонансні частоти  $TM_{0ml}$ -типів коливань. Резонансні частоти  $TE_{0ml}$ -типів коливань знаходять з рівняння (6.9).

За умови  $l=0$  в однорідному резонаторі існують електромагнітні коливання  $TM_{nm0}$ -типів [304]. В ЕСДР за умов  $n > 0$ ,  $\frac{d}{h} \neq 0$  та  $\varepsilon_2 \neq \varepsilon_1$  ці типи коливань стають гібридним і перетворюються в  $HE_{nm\delta}$  типи, де  $\delta < 1$ . Не дивлячись на гібридний характер, ці типи коливань будемо називати  $TM_{nm0}$ -типами.

За умов  $n > 0$  та  $l > 0$  власні коливання є гібридними і можуть бути  $HE_{nml}$ - або  $EH_{nml}$ -типами. Розподіл електромагнітного поля  $HE_{nml}$ -типів коливань близьке за структурою до  $TM_{nml}$ -типів моделі з магнітною стінкою, коли на поверхні  $r=R$  задаються граничні умови магнітної стінки [176]. Аналогічно структура електромагнітного поля  $EH_{nml}$ -типів коливань близька до  $TE_{nml}$ -типів моделі з магнітною стінкою.

За умови  $l=0$  резонансні частоти є комплексними величинами:

$$f = f' + j f'' = f' \left( 1 + \frac{j}{2Q_r} \right), \quad (6.10)$$

де  $f'$ ,  $f''$  – дійсна і уявна частини резонансної частоти  $f$ ,  $Q_r = \frac{f'}{2f''}$  – добротність резонатора, що характеризує втрати випромінювання [304].

Наявність уявної складової резонансної частоти  $TM_{nm0}$ -типів коливань відкритого ЕСДР призводить до загасаючих у часі електромагнітних коливань. Тому використання цих типів коливань на практиці неможливе. Для створення незгасаючих коли-

вань резонатор повинен бути поміщений в закриту систему, що запобігає випромінюванню резонатора у вільний простір (рис. 6.2).

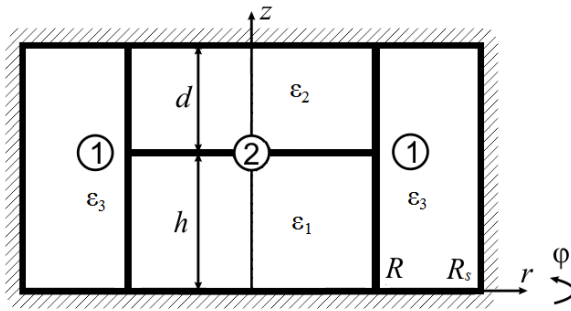


Рис. 6.2. Закритий екранований складений діелектричний резонатор.

Електродинамічна задача для закритого ЕСДР розв'язується так само, як і для відкритого. Відмінність між ними полягає тільки у визначенні функції  $\mathfrak{R}_{1in}(r)$ . Для екранованого резонатора вона має вигляд [305]:

$$\mathfrak{R}_{1in}(r) = \begin{cases} Y_n(\beta_{1i}R_s)J_n(\beta_{1i}r) - J_n(\beta_{1i}R_s)Y_n(\beta_{1i}r), \operatorname{Re}(\varepsilon_3k^2 - \beta_{z1i}^2) \geq 0, \\ K_n(\beta_{1i}R_s)I_n(\beta_{1i}r) - I_n(\beta_{1i}R_s)K_n(\beta_{1i}r), \operatorname{Re}(\varepsilon_3k^2 - \beta_{z1i}^2) < 0, \end{cases}$$

де  $J_n(x)$  та  $Y_n(x)$  – функції Бесселя першого та другого роду  $n$ -го порядку,  $I_n(x)$  та  $K_n(x)$  – модифіковані функції Бесселя першого та другого роду  $n$ -го порядку,  $R_s$  – радіус екрану.

Для розв'язання рівнянь (6.7), (6.8) и (6.9) використовувався метод редукції. Вибір координатного і проєкційного базису здійснювався аналогічно, як це робилося для одновимірної діелектричної неоднорідності [306].

Збіжність методу для різних параметрів ЕСДР демонструється на рис. 6.3. Як видно з цього рисунка, збіжність методу погіршується із зменшенням відношення  $R/h$  і з ростом відносної проникності діелектрика. Збіжність також погіршується з ростом відносної товщини діелектричної неоднорідності  $d/h$  і з ростом резонансної частоти вищих мод. Однак для більшості практичних застосувань кількість доданків у рядах, що утримуються, і кількість координатних і проєкційних функцій для  $TM$ - і  $HE$ -типів коливань не перевищує декількох десятків. Для  $TE$ - і  $EH$ -типів коливань збіжність істотно краще.

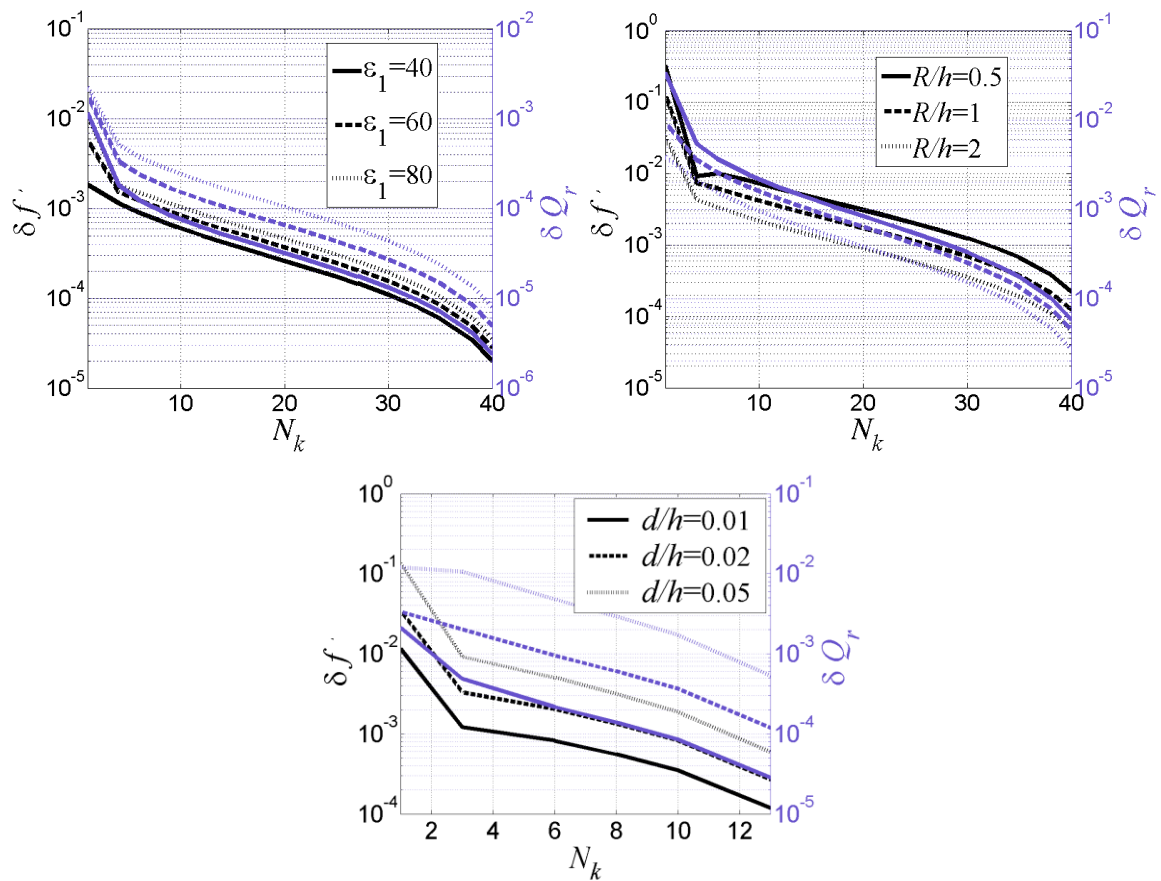


Рис. 6.3. Залежності відносної похибки розрахунку резонансної частоти і випромінювальної добротності  $TM_{010}$ - коливань відкритого ЕСДР від кількості проєкційних функцій для різних значень відносної діелектричної проникності та співвідношення геометричних параметрів.

Для верифікації розробленого методу проведено порівняння результатів розрахунку з методом скінченних елементів [307], де спостерігається добре узгодження, див. рис. 6.7 і 6.9, та з експериментальними вимірюваннями, описаними в наступному підрозділі.

## 6.2. Експериментальне дослідження екранованого складеного діелектричного резонатора

Експериментальний стенд дослідження перелаштовуваного ЕСДР наведено на рис. 6.4а. Основою стенду є штатив, на якому закріплений мікрометричний гвинт. До голівки гвинта приєднаний металевий циліндр, який відіграє роль верхньої металеві пластини ЕСДР.

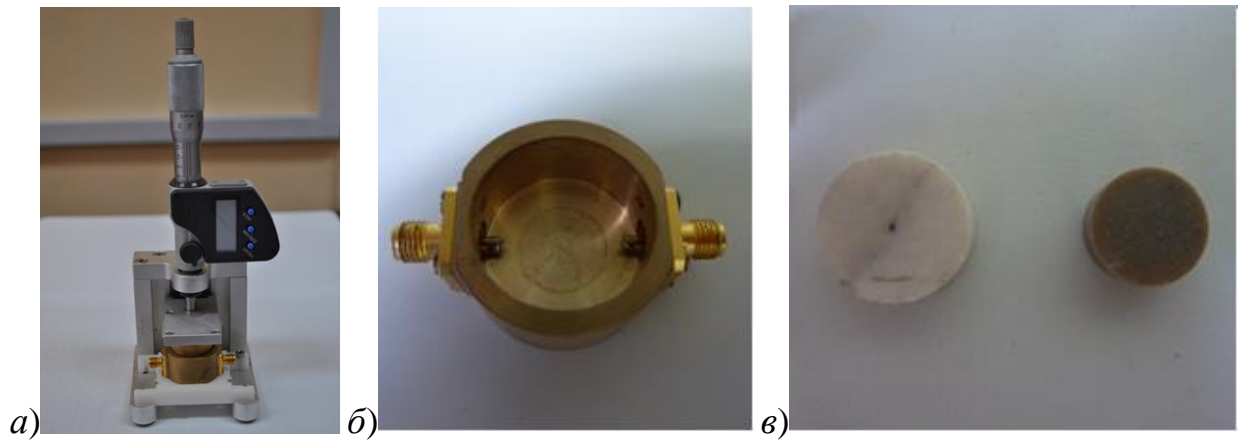


Рис. 6.4. Експериментальний стенд для дослідження ЕСДР: а) у зібраному стані; б) металева порожнина; в) діелектричні циліндри.

На штативі встановлено циліндричну металеву порожнину радіуса  $R_s = 12$  мм, що моделює нижню пластину та боковий екран перелаштовуваного ЕСДР (рис. 6.4, б). Були використані два зразка нижнього діелектричного циліндра (рис. 6.4, в) з параметрами: 1)  $R = 7$  мм;  $h = 4,5$  мм;  $\epsilon_1 = 37,7$ ; 2)  $R = 5,5$  мм;  $h = 5$  мм;  $\epsilon_1 = 79$ . Резонатор зв'язаний з вхідним та вихідним коаксіальними роз'ємами через індуктивні петлі зв'язку.

Вимірювальний стенд через коаксіальні роз'єми підключався до панорамного аналізатора схем НВЧ N5247APNA-X Microwave Network Analyzer та вимірювалась частотна залежність параметрів матриці розсіювання. Резонансна частота, власна добротність та коефіцієнт зв'язку резонатора знаходились шляхом розв'язання задачі апроксимації експериментальних даних залежностями (4.54).

Похибка вимірювання була проведена за методикою, викладеною в підрозділі 5.2.3. Оцінки показують, що відносна похибка вимірювання резонансної частоти знаходилась на рівні 2%.

Порівняння результатів експерименту з теоретичними розрахунками приведені на рис. 6.5. Спостерігається задовільне узгодження теоретичних та експериментальних результатів, що відрізняються в межах похибки вимірювань [301].



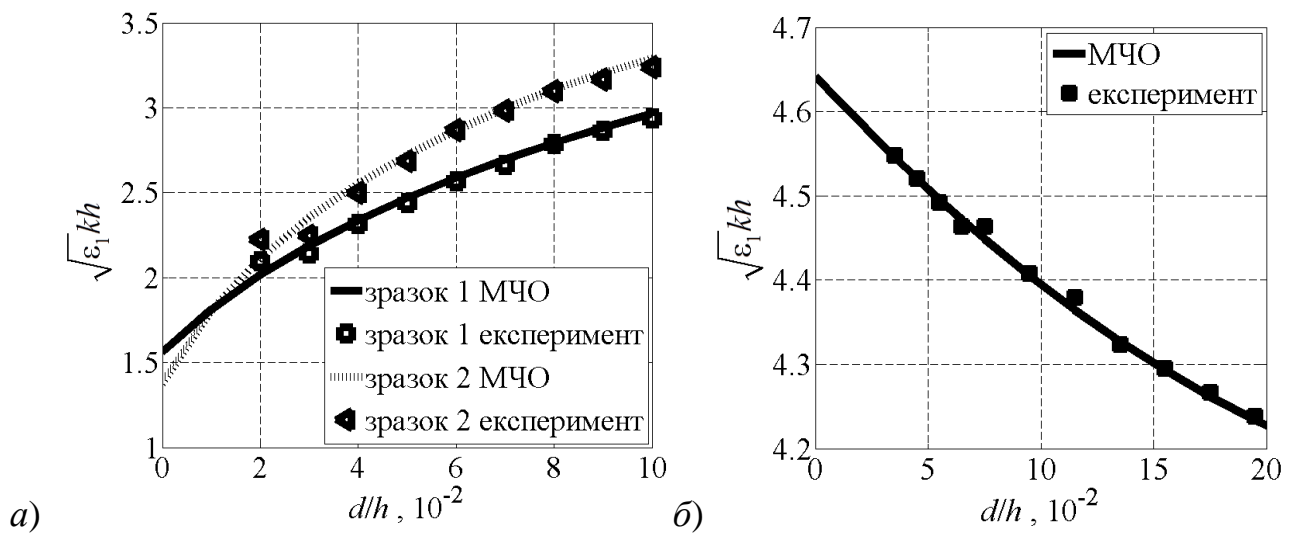


Рис. 6.5. Залежність нормованого резонансного хвильового числа  $TM_{010}$ - типу коливань (а) та  $TE_{011}$  типу коливань (б) перелаштовуваного ЕСДР від нормованої товщини повітряної щілини для  $R_s = 12$  мм і. Параметри зразка 1:  $R = 7$  мм;  $h = 4,5$  мм;  $\varepsilon_1 = 37,7$ ; зразка 2:  $R = 5,5$  мм;  $h = 5$  мм;  $\varepsilon_1 = 79$ .

### 6.3. Резонансні частоти екранованого складеного діелектричного резонатора

Залежності нормованого резонансного хвильового числа і випромінювальної добротності  $TM_{010}$ -коливань відкритого ЕСДР від нормованої товщини повітряного зазору наведено на рис. 6.6а,б. Як видно з цього рисунка резонансна частота  $TM_{010}$ -типу коливань сильно залежить від товщини повітряного зазору між металеву пластину і діелектриком. Зміна цієї товщини менш, ніж на 10% від товщини діелектрика змінює резонансну частоту в кілька разів. Ефективність перелаштування резонансної частоти зростає зі збільшенням відносної проникності матеріалу діелектрика і зменшенням товщини резонатора порівняно з радіусом.

Резонансні частоти ЕСДР можна характеризувати за допомогою ефективної діелектричної проникності  $\varepsilon_{eff}$ , яка дорівнює такій відносній діелектричній проникності матеріалу цільного екранованого ДР, для якої його резонансна частота співпадає з резонансною частотою ЕСДР. Залежності  $\varepsilon_{eff}$  та нормованої випромінювальної доб-

ротності  $TM_{010}$ -коливань відкритого ЕСДР від нормованої товщини повітряного зазору наведено на рис. 6.6в,г.

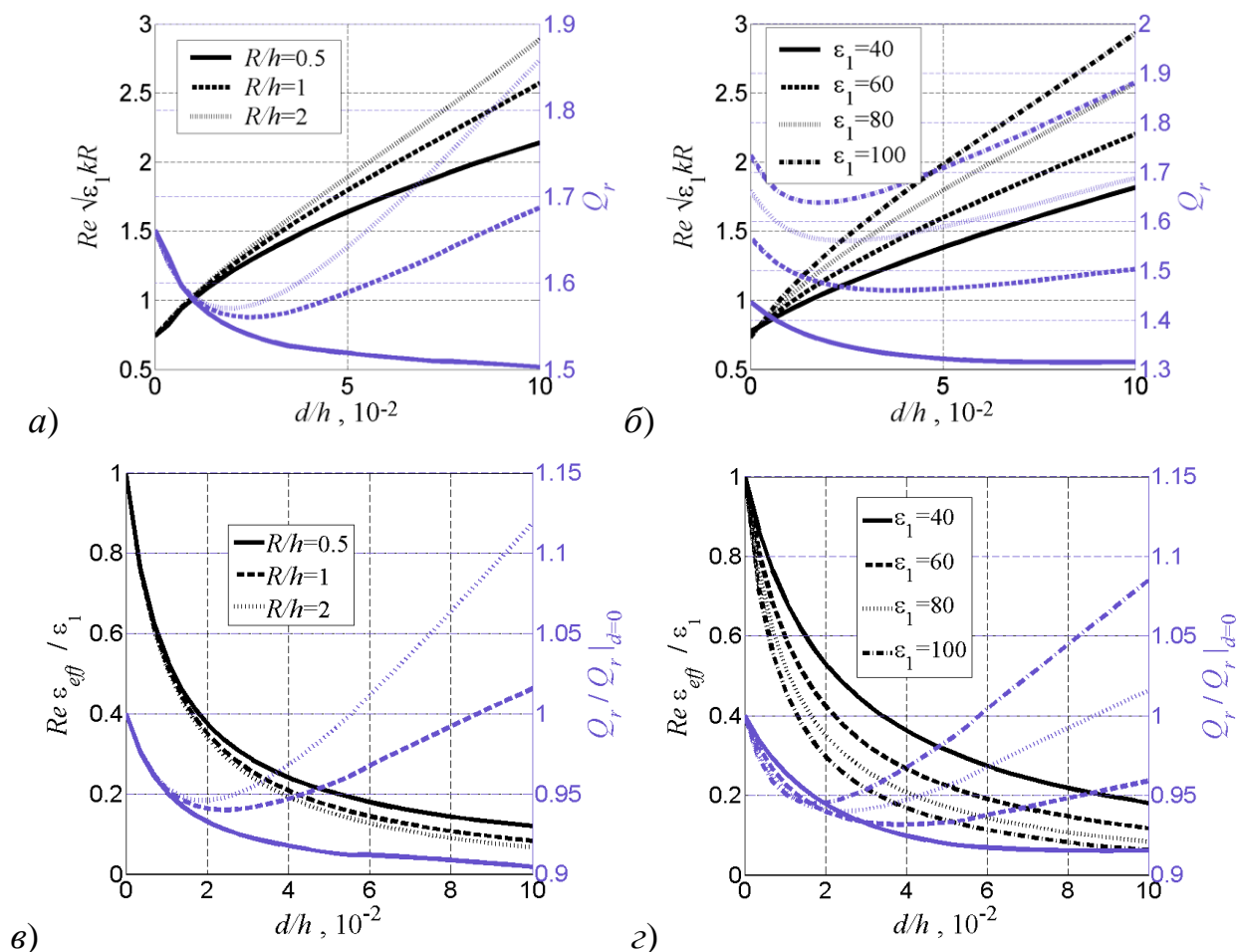


Рис. 6.6. Залежності нормованого резонансного хвильового числа і випромінювальної добротності (а,б) та ефективної діелектричної проникності (в,г)  $TM_{010}$ -коливань відкритого ЕСДР від нормованої товщини повітряного зазору ( $\epsilon_2=1$ ) а,в): для різних відношень  $R/h$ ,  $\epsilon_1=80$ ; б,г): для різних відносних проникностей матеріалу діелектрика,  $R/h=1$

Наявність бокового екрану підвищує резонансні частоти ЕСДР, проте зберігає тенденцію сильної залежності резонансної частоти від повітряного зазору між металевою торцевою стінкою і діелектриком [308] (рис. 6.7). Зміна повітряного зазору не більше, ніж 10% від товщини діелектрика змінює резонансну частоту  $TM_{010}$ -коливань більш ніж на 100%. Зберігаються і інші тенденції, виявлені у відкритому ЕСДР.

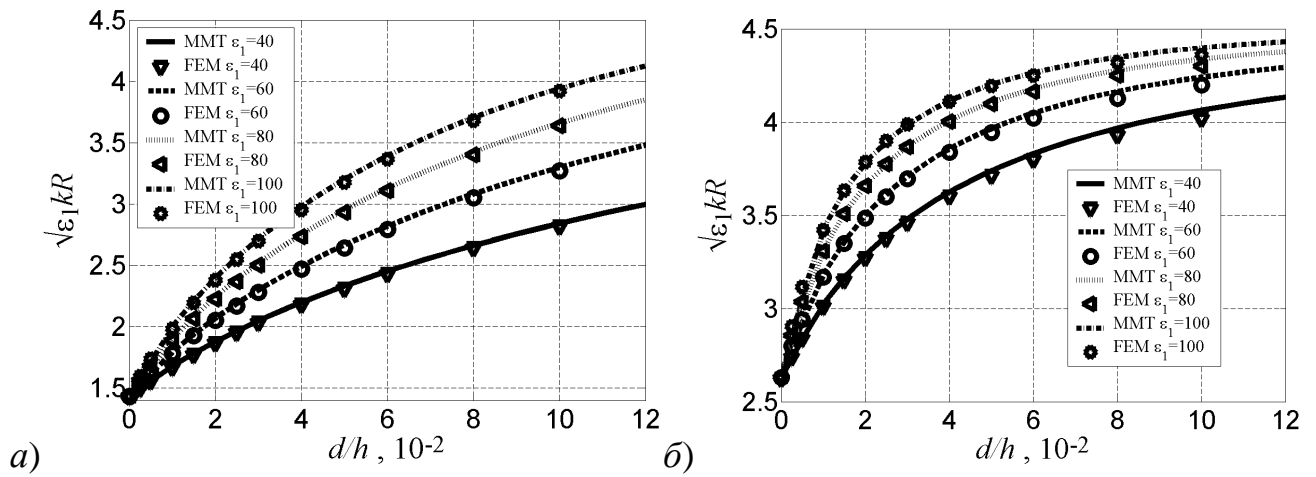


Рис. 6.7. Залежність нормованого резонансного хвильового числа  $TM_{010}$ - (а) та  $TM_{110}$ - (б) типів коливань закритого ЕСДР від нормованого розміру повітряного зазору ( $\epsilon_2=1$ ) для  $R/h=2$ ,  $R_0/R=2$  і різних відносних проникностей матеріалу діелектрика, розраховані методами МЧО (ММТ) і МСЕ (FEM).

На рис. 6.8 наводяться залежності ефективної діелектричної проникності  $TM_{010}$ -коливань закритого ЕСДР від нормованого розміру повітряного зазору. Для порівняння наведено залежність для  $R/h = \infty$ , що розрахована за формулою (2.53), яка дає оцінку максимально можливого перелаштування резонансної частоти ЕСДР.

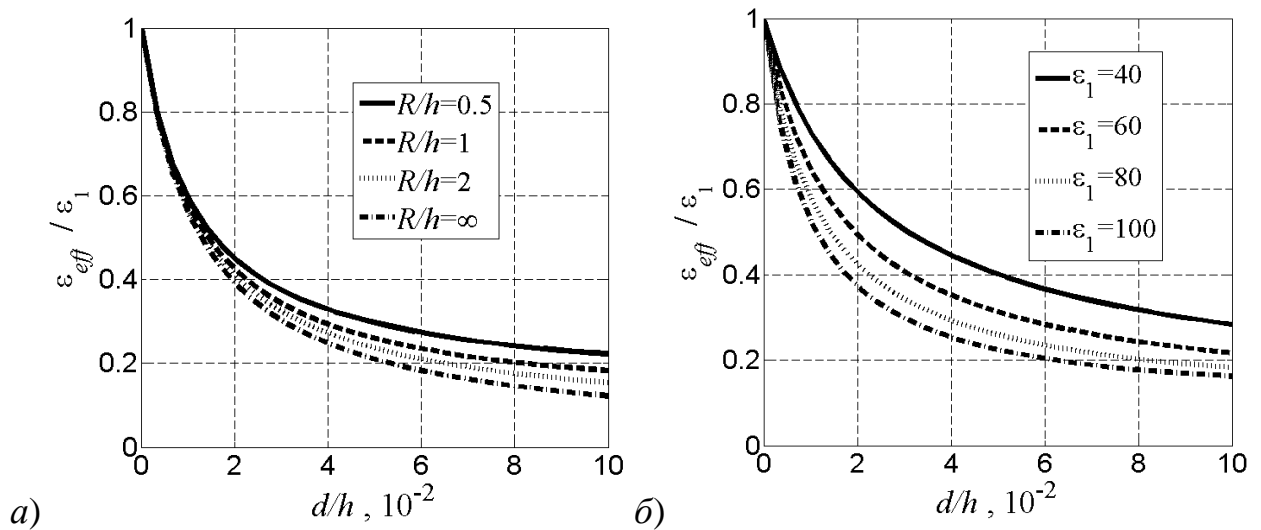


Рис. 6.8. Залежності ефективної діелектричної проникності  $TM_{010}$ -коливань закритого ЕСДР з відношенням  $R_0/R=2$  від нормованого розміру повітряного зазору для різних відношень  $R/h$  і  $\epsilon_1=80$  (а) та для різних відносних проникностей матеріалу діелектрика і  $R/h=1$  (б).

Діапазон перелаштування резонансної частоти  $TM_{110}$ - типу коливань трохи менший, ніж у  $TM_{010}$ -типу (рис. 6.7б). Однак, цей тип коливань добре збуджується в прямокутному хвилеводі без додаткових елементів зв'язку [309].

На відміну від  $TM_{nml}$ -типів коливань резонансні частоти  $TE_{0ml}$ -типи істотно менш чутливі до зміни повітряного зазору між металевою пластинною і діелектриком (рис. 6.9). Наведені на рис. 6.9 характеристики практично не залежать від відносної проникності діелектрика. У  $TE_{0ml}$ - типів коливань у порівнянні з  $TM_{nml}$ -типами відсутня  $E_z$  складова електричного поля, перпендикулярна границі розділу діелектрик-повітря. Тому для ефективного перелаштування резонансних частот ЕСДР необхідно використовувати такі типи коливань, які містять домінуючу складову електричного поля, перпендикулярну діелектричній неоднорідності. Це правило підтверджує загальний принцип, сформульований в главі 2.

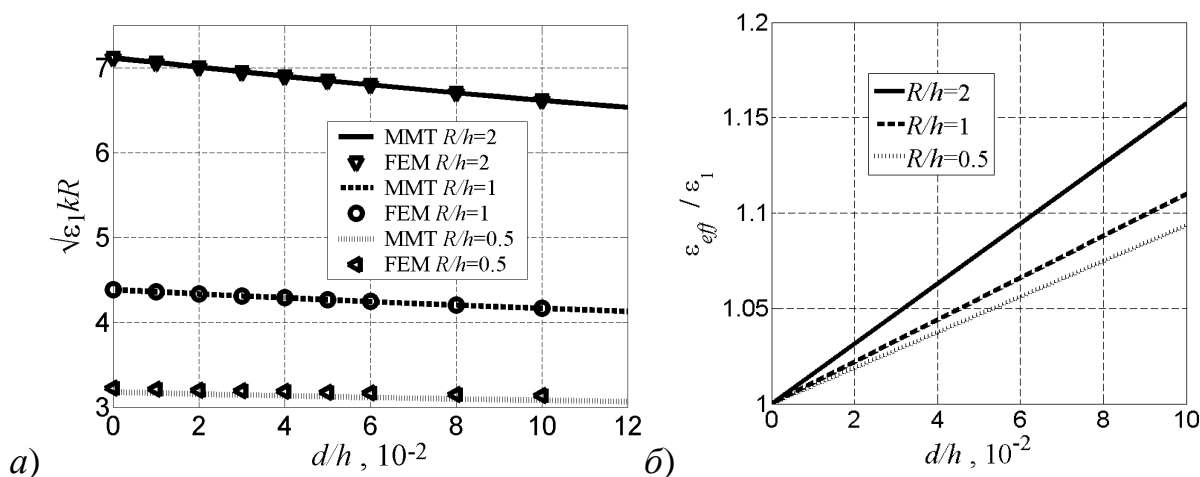


Рис. 6.9. Залежність нормованого резонансного хвильового числа (а) та ефективної діелектричної проникності  $TE_{011}$ - типу коливань закритого ЕСДР від нормованої товщини повітряного зазору для  $\epsilon_1=80$ ,  $R_\surd R=2$  і різних відношеннях  $R/h$ , розраховані методами МЧО (ММТ) та МСЕ (FEM).

Внутрішній аксіальний повітряний отвір в діелектрику призводить до збільшення діапазону перелаштування резонансних частот нижчих типів коливань ЕСДР [310].

## 6.4. Добротність екранованого складеного діелектричного резонатора

Власна добротність ЕСДР може бути розрахована за формулою (4.53), де потужність дисипативних втрат знаходиться як [311]:

$$P_T = P_D + P_M,$$

де  $P_D$  – потужність втрат в діелектричних областях резонаторів,  $P_M$  – потужність втрат на металевих поверхнях резонатора.

Тоді, як випливає з (4.53), обернена власна добротність ЕСДР може бути знайдена як:

$$Q_0^{-1} = Q_{0D}^{-1} + Q_{0M}^{-1},$$

де  $Q_{0D} = \frac{\omega W}{P_D}$  – власна добротність, яка викликана діелектричними втратами,

$Q_{0M} = \frac{\omega W}{P_M}$  – власна добротність, що викликана втратами на металевих поверхнях.

Обидві складові власної добротності можуть бути розраховані з розподілу електромагнітного поля в резонаторі, яке знаходиться з розв'язку електродинамічної задачі, описаного вище [312]. Діелектрична складова власної добротності знаходиться з (5.3) та (5.4). Для знаходження металічної складової власної добротності необхідно розрахувати потужність  $P_M$ , яка розраховується за формулою (2.60).

Залежності нормованої власної добротності закритого ЕСДР, викликані діелектричними втратами, від нормованої товщини повітряного проміжку між металевією пластиною і діелектриком за різних співвідношень радіусу резонатора і його товщини та діелектричних проникностей матеріалу діелектрика коли  $R_s/R = 1,5$  наведено на рис. 6.10а,б. Як видно з рисунка, власна добротність ЕСДР у разі наявності тільки діелектричних втрат більша, ніж у неперелаштованого екранованого ДР [214, 313].

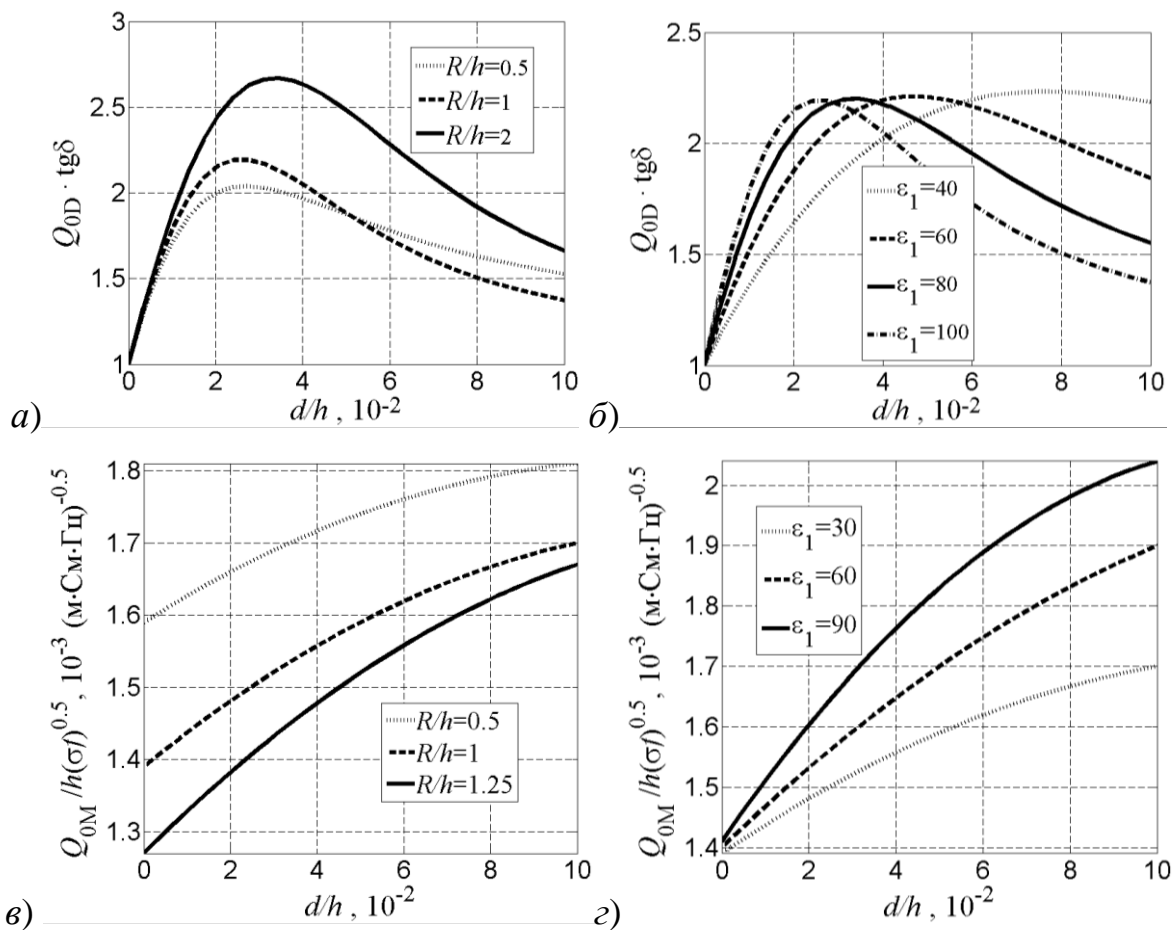


Рис. 6.10. Залежність нормованої власної добротності, викликані діелектричними втратами (а, б) та металічними втратами (в, з), від нормованого розміру повітряного проміжку між металевою пластиною і діелектриком для різних співвідношень радіусу діелектрика і його товщини і  $\epsilon_1 = 100$  (а),  $\epsilon_1 = 30$  (в) та різних відносних проникностей матеріалу діелектрика і  $R/h = 1$  (б, в).

Власна добротність внаслідок металічних втрат також зростає разом зі збільшенням повітряного проміжку між діелектриком та металевою пластиною (рис. 6.10в, з). Проте залежності цієї складової власної добротності від діелектричної проникності та геометричних розмірів резонатора мають протилежні тенденції в порівнянні з діелектричною складовою [314].

## 6.5. Висновки

1. Використання методу часткових областей дозволило побудувати ефективну процедуру для розв'язання задачі про власні коливання ЕСДР. Задача зведена до системи однорідних інтегральних рівнянь Фредгольма першого роду, яка розв'язана методом

Гальоркіна. Такий підхід призводить до матриць істотно менших розмірності, ніж метод скінченних елементів, що значно зменшує час розрахунків та вимоги до машинних ресурсів. Результати розрахунку розробленим методом добре узгоджуються з експериментальними дослідженнями та розрахунками, проведеними методом скінченних елементів.

2. У разі переміщення металеві пластина над діелектриком ефективно перелаштовуються тільки ті моди, у яких існує ненульова компонента електричного поля, перпендикулярна границі розділу діелектрик-повітря, тобто  $TM_{nml}$  - та  $HE_{nml}$  - типи коливань.

3. Резонансні частоти найнижчого  $TM_{010}$ - типу коливання ЕСДР сильно залежать від величини повітряного зазору між металевію пластиною і діелектриком. Зміна відстані від металевію пластина до діелектрика до 10% від товщини діелектрика змінює в рази резонансну частоту. Необхідні абсолютні переміщення металевію пластина доступні для сучасних п'єзоелектричних і електрострикційних актюаторів. Тому використання ЕСДР дозволяє реалізувати електромеханічне перелаштування частоти. Для зменшення необхідних переміщень і збільшення діапазону перелаштування частоти необхідно зменшувати товщину резонатора і підвищувати відносну проникність діелектрика.

4. Для  $R/h \geq 1$  резонансні частоти ЕСДР менші, ніж частоти ДР тих же розмірів. Тому розміри ЕСДР для однієї і тієї ж початкової частоти менші, ніж у перелаштовуваних ДР. Таким чином, застосування ЕСДР дозволяє створювати компактні перелаштовувані селективні пристрої.

5. Залежність діелектричної складові власної добротності ЕСДР від відстані між металевію пластиною і діелектриком має екстремальний характер з максимумом, положення і величина якого залежить від висоти та проникності діелектрика. Максимальне значення діелектричної складові власної добротності зростає разом зі зменшенням висоти діелектрика.

6. Власна добротність внаслідок металічних втрат зростає за умови збільшення відстані між металевію пластиною та діелектриком, проте падає разом зі зменшенням товщини та збільшенням проникності діелектрика. Тому, за домінування металічних втрат над діелектричними фактори підвищення ефективності перелаштування резонансної частоти ЕСДР призводять до зменшення власної добротності.

7. Обидві складові власної добротності ЕСДР для будь-якого повітряного зазору між металевію пластиною та діелектриком більше ніж у неперелаштовуваного екранованого діелектричного резонатора. Отже мікромеханічне перелаштування резонансної частоти ЕСДР принаймі не призводить до зменшення власної добротності.

8. Наведені у цьому розділі основні наукові результати викладено в роботах автора [214, 299-303, 305-314].

## 7. НВЧ методи дослідження діелектричних матеріалів

### 7.1. Загальна характеристика методів вимірювання

Як відмічається у [315], з феноменологічної точки зору електричні властивості будь-якої речовини можуть бути охарактеризовані однією з кількох пар величин, прийнятих за основу в тому чи іншому формальному трактуванні. Так, до рівнянь Максвелла входять відносна діелектрична проникність  $\epsilon$  та провідність  $\sigma$ . В іншому варіанті формального трактування властивостей діелектриків у високочастотних полях вводиться поняття комплексної діелектричної проникності у вигляді (2.57), де зв'язок провідності з уявною частиною відносної проникності встановлюється співвідношенням (2.59). Втрати в діелектрику можуть бути охарактеризовані тангенсом кута діелектричних втрат  $\operatorname{tg} \delta$ , що пов'язаний з уявною частиною відносної проникності співвідношенням (2.58).

Таким чином, визначивши експериментально будь-яку пару величин  $(\epsilon, \sigma)$ ,  $(\epsilon', \epsilon'')$ ,  $(\epsilon, \operatorname{tg} \delta)$ , можна визначити і всі інші величини, що характеризують діелектрик. В техніці НВЧ вимірювань найзручніше оперувати парами  $(\epsilon', \epsilon'')$ ,  $(\epsilon, \operatorname{tg} \delta)$ , оскільки вони зв'язані прямими співвідношеннями з основною характеристикою ліній передачі – сталою поширення хвилі  $\dot{\beta}_z = \beta'_z - j\alpha$ .

В залежності від наявності на поверхні діелектричних зразків металевих електродів методи вимірювання діляться на безелектродні та електродні. Специфікою НВЧ вимірювань є можливість визначення електрофізичних параметрів безелектродними методами.

Відповідно до наведеної у [316, 317] класифікації, безелектродні методи НВЧ вимірювання діелектриків можна поділити на дві великі групи: нерезонансні та резонансні (рис. 7.1). В залежності від середовища, де поширюється електромагнітна хвиля нерезонансні методи поділяються на методи лінії передачі, зондові та вільного простору. В свою чергу методи лінії передачі можна поділити на хвилеводні та коаксіальні.



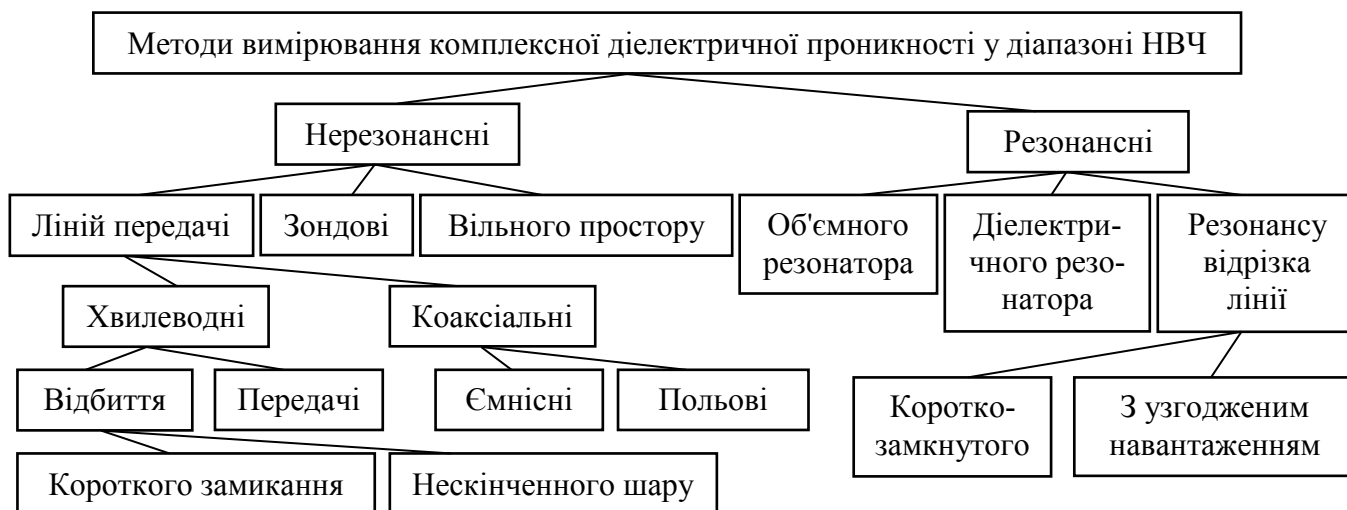


Рис. 7.1. Класифікація безелектродних методів вимірювання комплексної діелектричної проникності у діапазоні НВЧ.

В початковий період НВЧ досліджень діелектриків і, зокрема, сегнетоелектриків широко застосовувалися хвильоводні методи у сантиметровому діапазоні частот [318–320], що пояснюється їх успішним застосуванням для вимірювання діелектриків з низькими значеннями діелектричної проникності [321–325]. У зв'язку з особливостями дослідження діелектриків з великими значеннями діелектричної проникності, що пов'язані з високими значеннями коефіцієнта відбиття від поверхні зразка, були вжиті спроби зниження похибок вимірювання шляхом використання діелектричних трансформаторів. Проте, застосування діелектричних трансформаторів не тільки ускладнює математичний апарат обробки результатів вимірювань, а й висуває значно вищі вимоги до ретельності підготовки зразків та проведення вимірювань. Так, початок застосування трансформаторних методик характеризується значною різницею даних, отриманих різними дослідниками [320, 323].

Значною мірою це було зумовлено обмеженими технічними можливостями вимірювальних приладів. Так, найчастіше використовувалися так звані одноточкові вимірювання, тобто вимірювання на одній фіксованій частоті. Вимірювання в умовах сильного відбивання призводило до значного зростання похибок вимірювання. Як буде показано в наступному підрозділі, використання частотних залежностей елементів матриці розсіювання, які вимірюються сучасними панорамними вимірювачами хара-

ктеристик електричних кіл, дозволяє суттєво підвищити точність вимірювань як методами короткого замикання, так і методами передачі.

Поряд із названими хвилеводними методами передачі та відбиття з діелектричними трансформаторами були розвинені і інші нерезонансні методи, в основу яких покладено вимірювання за допомогою коаксіальних ліній.

Один з напрямків застосування коаксіальних ліній характеризується дотриманням умови квазістаціонарності, в результаті чого досліджуваний зразок знаходиться у однорідному НВЧ полі. Досліджуваний зразок розміщується у торцевому зазорі центрального провідника коаксіальної лінії, і експериментально вимірюється повний ємнісний опір утвореного вимірювального конденсатора. Розрахунок діелектричної проникності проводиться шляхом розрахунку ємності зразка через безпосередньо виміряну ємність всього вимірювального конденсатора. Тому ця група методів віднесена до ємнісних (рис. 7.1).

Принциповим є прирівнювання статичної та високочастотної ємностей зразка. Для цього необхідне виконання умови квазістаціонарності, тобто однорідності електричного поля в вимірювальному зразку, що визначає границі застосовності методу: зразки повинні бути малих геометричних розмірів, тим менших, чим вища діелектрична проникність і чим вища частота, на якій проводяться вимірювання. При цьому неминуче виникають методичні похибки через невідповідність реального вимірювального конденсатора його ідеалізованій моделі. Як відзначається у [316], ємнісний коаксіальний метод може бути успішно застосований лише на частотах до 3 ГГц за умови відносно невисоких значень діелектричної проникності.

Інший напрямок застосування коаксіальних методик пов'язаний з відмовою від будь-яких статичних уявлень у вимірювальному конденсаторі. Відповідні математичні методи ґрунтуються на базі електродинамічної теорії поля. Тому ця група методів віднесена на рис. 7.1 до польових. Визначення комплексної діелектричної проникності проводиться за значенням повного вхідного опору досліджуваного зразка у радіальній лінії. Також відповідним чином повинна бути врахована трансформація опору у вимірювальній лінії.

Безумовною перевагою методів з використанням коаксіальних ліній є можливість дослідження одного зразка у широкому діапазоні частот. Разом з тим, застосування цих методів потребує точного виготовлення та підготовки зразків [326].

Зондові методи найчастіше застосовують для вимірювання діелектриків з втратами [317]. Вони базуються на вимірюванні коефіцієнта відбиття від відкритого кінця коаксіальної лінії передачі [327] чи прямокутного хвилеводу [328], що межує із зразком. Оскільки для відкритої геометрії кінця лінії передачі точні розв'язки рівнянь Максвелла відсутні, комплексна діелектрична проникність визначається, використовуючи один з чисельних електродинамічних методів, зокрема проєкційним методом, чи МСЕ, чи методом скінченних різниць. Коаксіальний зонд, як правило, використовується в частотному діапазоні від 200 МГц до 6 ГГц в залежності від діаметра коаксіальної лінії і дозволяє визначити діелектричну проникність з відносною похибкою біля 3%, яка, як правило, збільшується зі збільшенням частоти [317, 327].

Відкриті хвилеводні зонди використовуються менш частіше, ніж коаксіальні, почасти тому, що вони обмежені в діапазоні частот і мають великі розміри на низьких частотах. Проте вони можуть бути використані для вимірювання анізотропних матеріалів, так як електричне поле для основної моди прямокутного хвилеводу є лінійно поляризованим. Дві компоненти тензора діелектричної проникності одноосно анізотропного матеріалу можуть бути отриманими шляхом проведення двох вимірювань на плоскій поверхні зразка, з орієнтацією в двох ортогональних напрямках: один паралельно осі анізотропії, а інший перпендикулярно цій осі [328].

До переваг зондових методів можна віднести: швидкість та легкість проведення вимірювань; дешевизна в експлуатації; можливість використання одного зонду в широкому діапазоні частот; неруйнівний контроль. Недоліками зондових методів є: важкість уникнення повітряних зазорів між зразками і зондів з жорсткими зразками, що призводить до збільшення похибок вимірювання; складність калібрування; менша точність в порівнянні з методами ліній передачі.

Методи вимірювання у вільному просторі, як правило використовуються у міліметровому діапазоні частот [329]. Безпосередніми вимірюваними характеристиками

є комплексні коефіцієнти матриці розсіювання, виміряні для зразка, що розташованої між двома антенами або перед однією антеною. Однією з вимог для точного вимірювання у вільному просторі є те, що розмір зразка в напрямку, перпендикулярному до падаючої хвилі є більшим, ніж довжина електромагнітної хвилі, для того, щоб явищами дифракції від країв зразка можна було знехтувати. Тому такі методи є квазіоптичними і використовують променеву теорію. Для уникнення дифракції на ребрах зразків використовується фокусування електромагнітних променів за допомогою діелектричних лінз або увігнутих дзеркал. У наближенні плоских електромагнітних хвиль параметри матриці розсіювання розраховуються досить просто і їх зв'язок з параметрами зразків зводиться до нелінійних рівнянь.

За допомогою таких методів просто реалізується неруйнівний контроль, проте точність їх невисока. Похибки вимірювання діелектричної проникності об'ємних матеріалів можуть досягати 10%, а тангенса кута діелектричних втрат більше 20% [317].

Другу велику групу методів вимірювання комплексної діелектричної проникності утворюють резонансні методи. Розвиток резонансних методів значною мірою був зумовлений їх здатністю зменшити похибку визначення діелектричної проникності.

Існує кілька різновидностей резонаторних методик, однак в основному можливість їх реалізації зумовлена виконанням необхідної умови: геометричні розміри резонансних об'ємів, заповнених досліджуванним матеріалом, у діапазоні НВЧ стають сумірними з довжиною хвилі у середовищі.

Типовими резонансними методами визначення комплексної діелектричної проникності є методи діелектричних резонаторів [330, 331]. При цьому сам зразок досліджуваного матеріалу є об'ємним резонатором, який має зв'язок з генератором та індикатором. В залежності від конкретних умов експерименту резонатори можуть мати різну форму та по-різному вміщуватися у вільному просторі між рупорними антенами [324], у хвилеводних чи коаксіальних лініях передачі [332–334] або в об'ємних резонаторах [335–337]. Розрахунок проводиться за досить простими резонансними співвідношеннями, які пов'язують частоту електромагнітного поля, геометричні розміри резонатора та діелектричну проникність. Величина діелектричних втрат

визначається за результатами визначення добротності резонатора. Методи прості в реалізації, хоча інколи виникають труднощі з виготовленням малих зразків складної форми. Разом з тим, методи з використанням діелектричних трансформаторів незастосовні до вимірювання матеріалів з високими втратами, в тому числі і сегнетоелектриків.

Резонансні методи на основі НВЧ резонаторів у вигляді відрізків ліній передачі, заповнених досліджуваною речовиною, зручні до застосування для вимірювання матеріалів з порівняно високими значеннями діелектричної проникності, оскільки це зумовлює відносно малу довжину вимірювальних камер та власне досліджуваних зразків. Методи резонансу відрізків ліній передачі мають два основних різновиди: метод резонансу відрізка лінії передачі з узгодженим навантаженням та короткозамкненого.

Основним недоліком резонансних методів є те, що вимірювання електрофізичних параметрів проводиться тільки на одній фіксованій частоті, яка однозначно пов'язана з геометричними розмірами зразків. Крім цього суттєвим є питання ідентифікації резонансних мод, особливо за використання коливальних мод діелектричних резонаторів типу "шепечучої галереї" [338, 339], що особливо ускладнюється для матеріалів з високим значенням тангенса кута діелектричних втрат.

Методи об'ємних резонаторів, які є дуже точними для визначення комплексної діелектричної проникності звичайних діелектриків з низькими втратами та низькими значеннями діелектричної проникності, не можуть бути безпосередньо застосовані для вимірювання сегнетоелектриків [340]. Це пояснюється тим, що через високі значення діелектричної проникності та втрат внесення досліджуваного зразка в об'ємний резонатор уже не є малим збуренням. Таким чином, надійне вимірювання НВЧ-параметрів матеріалів з високою діелектричною проникністю, зокрема сегнетоелектричних, залишається актуальною задачею, для вирішення якої існуючі методи не можуть бути застосовані безпосередньо.

В таблицях 7.1, 7.2 наведено порівняльні характеристики методів вимірювання параметрів матеріалів методами ліній передач, зондовими та резонансними методами.

Окремий інтерес становить вимірювання властивостей тонких діелектричних плівок. Як правило, такі плівки недоступні у вільному стані і утворюють систему діелектрична основа – діелектрична плівка [341]. Оскільки однією з технологічних операцій отримання плівок, особливо сегнетоелектричних є відпал, то іноді вдається поєднати процес відпалу з вимірюванням їх електрофізичних параметрів [342,343].

Таблиця 7.1

Порівняльна характеристика методів ліній передач та зондових методів вимірювання параметрів матеріалів

Метод	Вимірювана величина	Діапазон частот, ГГц	Форма зразка
Повітряна коаксіальна лінія	$\epsilon, \mu$	0.0003–18	Тороїд
Прямокутний хвилевод	$\epsilon, \mu$	2.5–60	Паралелепіпед
Відкритий коаксіальний зонд	$\epsilon$	0.2–6	Рідина, пластина, порошок
Смужкові лінії на діелектричних основах (тонких плівках)	$\epsilon$	0.05–40	Тонка плівка
Відкрита коаксіальна лінія	$\epsilon$	0.0001–3	Рідина, порошок

Таблиця 7.2

Порівняльна характеристика резонаторних методів вимірювання параметрів матеріалів

Метод	Вимірювана величина	Діапазон частот, ГГц	Форма зразка
Коаксіальний резонатор	$\epsilon$	0.1–1	Тонкий диск
Циліндричний резонатор з розрідженими типами коливальних	$\epsilon$	3–35	Циліндр
Резонатор мод "шепочучої галереї"	$\epsilon$	11–50	Сфера
Діелектричний штирьовий резонатор	$\epsilon, \mu$	2–20	Циліндр
Складений діелектричний резонатор	$\epsilon$	1.4–10	Пластина
Складений штирьовий резонатор	$\epsilon$	1.4–11	Пластина
Резонатор Фабрі-Перо	$\epsilon$	58–62	Тонкий диск

З певною модифікацією деякі з розглянутих методів вимірювання НВЧ параметрів об'ємних матеріалів можуть бути застосовані і до вимірювання тонких плівок, однак не вдається уникнути суттєвих обмежень. Так, найбільший інтерес для прак-

тичного застосування представляють сегнето- і параелектричні плівки, що унеможливує використання резонаторних методик. Тому найпоширенішими стали вимірювання НВЧ ємностей планарних і зустрічно-штирьових конденсаторів, а також вимірювання характеристик поширення НВЧ ліній передачі з включенням тонкої плівки.

Як відзначається в роботах [344,345], у літературі не описано жодного методу вимірювання властивостей тонких сегнетоелектричних плівок, які б виключали вплив металевих електродів на виміряну величину діелектричних втрат. В цьому розділі будуть запропоновані безелектродні методи вимірювання.

## **7.2. Хвилеводний метод вимірювання електрофізичних властивостей об'ємних матеріалів**

Вимірювання електрофізичних параметрів діелектричних матеріалів становить самостійний практичний інтерес для таких наук, як фізика твердого тіла. Це, зокрема, зумовило розвиток техніки вимірювань як самостійної підгалузі матеріалознавства і розробку численних методик дослідження. В контексті даної роботи вимірювання електрофізичних параметрів об'ємних зразків матеріалів представляє інтерес для підбору матеріалів для активної області фазообертачів, підкладок смужкових ліній, діелектричних резонаторів. Для формування діелектричних плівок з заданими властивостями необхідно вимірювати електрофізичні параметри мішеней. Це завдання значно ускладнюється особливостями використовуваних матеріалів. Так, кераміка *BST* зазвичай має діелектричну проникність величиною в кілька тисяч і значні втрати. Для надійного вимірювання таких надзвичайно складних матеріалів існуючі методики повинні бути вдосконалені [346].

Однією з найбільших проблем вимірювання матеріалів з високими проникностями є низька чутливість до параметрів досліджуваного об'єкта – через значну різницю характеристичних опорів областей хвилеводу, заповнених повітрям та досліджуваним діелектриком відповідно, більша частина падаючої електромагнітної енергії від-

бивається від границі поділу повітря–діелектрик і не проникає всередину досліджуваного зразка. Крім того, для використовуваних матеріалів характерні високі діелектричні втрати, тому навіть за порівняно малої товщини вимірюваного зразка електромагнітна хвиля згасає не досягаючи протилежної грані вимірюваного зразка (“нескінченний шар”).

Очевидним шляхом вдосконалення хвилеводних методик є спроба забезпечити більш інтенсивну взаємодію досліджуваного зразка з електромагнітним полем. Для цього, зокрема, можуть бути використані діелектричні трансформатори [347]. За допомогою відповідного чвертьхвильового трансформатора, встановленого перед вимірюваним зразком, або з обох сторін від нього (рис. 7.2), можна покращити узгодження низькоомної частини хвилеводу в області діелектричного заповнення з високим імпедансом незаповненої частини вимірювальної камери. Для цього випадку можуть бути виведені і застосовані прості формули трансформації імпедансів.

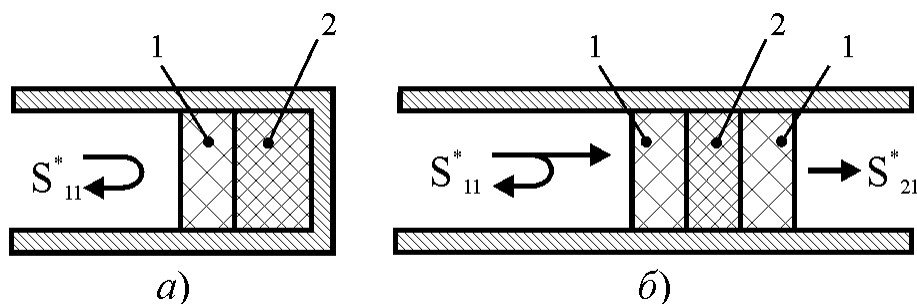


Рис. 7.2. Хвилеводні методи вимірювання параметрів діелектриків:

а) відбиття, б) передачі. 1– діелектричний трансформатор; 2–вимірюваний зразок.

Для діелектричного трансформатора бажано використовувати НВЧ діелектрики з помірними значеннями діелектричної проникності ( $\epsilon' = 2 \dots 10$ ) та низькими втратами. В таблиці 7.3 наведено характеристики матеріалів, найбільш вживаних в діелектричних трансформаторах. Товщину трансформатора бажано вибирати так, щоб він був чвертьхвильовим в середині частотного діапазону вимірювання.

Однак навіть за використання діелектричних трансформаторів рівень відбиття від передньої грані досліджуваного зразка залишається високим. Це зумовлює роботу в режимі сильного відбиття, коли похибка панорамного вимірювача зростає. Крім того, надзвичайно важливим є дотримання чвертьхвильової довжини трансформатора,



оскільки у разі невиконання цієї умови прості формули трансформації імпедансів незастосовні. Це накладає вимогу вимірювання на одній певній частоті, яка забезпечує виконання вказаної вимоги. Для вимірювання на іншій частоті потрібно підбирати окремий трансформатор, варіюючи, наприклад, його товщину чи властивості матеріалу. Однак, такі “одноточкові” вимірювання зазнають катастрофічного впливу поодиноких збуджень вищих типів коливань, які неминучі у разі діелектричного заповнення хвилеводу та випадкових похибок [348, с. 27]. Тому окрім технічних заходів, таких як діелектричні трансформатори, повинні бути вжиті такі методики вимірювання, які нечутливі до вказаних джерел похибок вимірювання [349]. Один із шляхів вирішення названого завдання є зняття обмеження фіксованої частоти, вимірювання частотної залежності характеристик в певному частотному діапазоні та подальша їх обробка за спеціальними методиками, наприклад з використанням методу найменших квадратів [350].

Таблиця 7.3

Параметри матеріалів для використання в діелектричних трансформаторах

Матеріал	$\epsilon'$	$\text{tg } \delta$
тефлон	2.05	$4 \cdot 10^{-3}$
MgO	9.9	$3 \cdot 10^{-4}$

### 7.2.1. Електродинамічна модель методу

У загальному випадку за використанням діелектричних трансформаторів електродинамічна задача зводиться до знаходження матриці розсіювання багатозарової у повздовжньому напрямку діелектричної структури. Таку задачу легко формалізувати використовуючи хвильові матриці передачі [153].

Для однорідного шару матеріалу нормована матриця передачі може бути знайдена як добуток матриці передачі через границю поділу двох середовищ  $\mathbf{T}_{b_i}$  (областей):

$$\mathbf{T}_{b_i} = \frac{1}{2\sqrt{\dot{\beta}_{z_{i-1}} \dot{\beta}_{z_i}}} \begin{bmatrix} \dot{\beta}_{z_i} + \dot{\beta}_{z_{i-1}} & \dot{\beta}_{z_i} - \dot{\beta}_{z_{i-1}} \\ \dot{\beta}_{z_i} - \dot{\beta}_{z_{i-1}} & \dot{\beta}_{z_i} + \dot{\beta}_{z_{i-1}} \end{bmatrix},$$

і матриці передачі через шар речовини  $\mathbf{T}_{m_i}$  (матриця передачі області):

$$\mathbf{T}_{m_i} = \begin{bmatrix} \exp(j\dot{\beta}_{z_i} l_i) & 0 \\ 0 & (-j\dot{\beta}_{z_i} l_i) \end{bmatrix},$$

де  $\dot{\beta}_{z_i}$  – комплексна стала поширення, а  $l_i$  – товщина  $i$ -го шару.

Для методу відбиття сумарна матриця передачі визначається за формулою:

$$\mathbf{T} = \prod_{i=1}^n \mathbf{T}_{b_i} \mathbf{T}_{m_i},$$

де  $n$  – кількість границь поділу діелектричних шарів. Після цього коефіцієнт відбиття розраховується як:

$$S_{11} = \frac{t_{21} - t_{22}}{t_{11} - t_{12}}.$$

Для методу передачі остаточна матриця передачі знаходиться як:

$$\mathbf{T} = \left( \prod_{i=1}^{n-1} \mathbf{T}_{b_i} \mathbf{T}_{m_i} \right) \mathbf{T}_{b_n},$$

а матриця розсіювання перераховується за формулою (4.42).

Якщо немає можливості приготувати зразок, який би повністю перекривав би поперечний переріз хвилеводу, то можна скористатися зразком менших розмірів. Така особливість може бути використана для вимірювання дорогоцінних та рідкісних матеріалів. Часткове заповнення хвилеводу може бути враховане в розрахунковій моделі шляхом розв'язання задачі дифракції, розглянутій у підрозділі 2.2. За знайденими елементами матриці розсіювання та сталими поширення розраховуються елементи матриці передачі через границю поділу двох середовищ  $\mathbf{T}_{b_i}$  та матриці передачі через шар речовини  $\mathbf{T}_{m_i}$ . За вище описаними методиками розраховуються остаточні матриці розсіювання для метода відбиття чи передачі. Слід зазначити, що такий підхід застосовний тільки у випадку, коли зразок лежить на широкій стінці хвилеводу або симетрично розташований в поперечному перерізі хвилеводу і площині симетрії, що є паралельною широкій стінці можна поставити у відповідність електричну стінку. В

інших випадках необхідно розв'язувати задачу дифракції, що розглядається у підрозділі 7.3.1.

Для визначення шуканих величин застосовується метод найменших квадратів:

$$\min_{\varepsilon, \operatorname{tg} \delta} \sum_i |S(\varepsilon, \operatorname{tg} \delta, f_i) - S_i^{\text{вим}}|^2, \quad (7.1)$$

де  $\varepsilon, \operatorname{tg} \delta$  – шукані параметри матеріалу;  $S(\varepsilon, \operatorname{tg} \delta, f_i)$  – розрахункове значення  $S$ -параметра на частоті  $f_i$ ;  $S_i^{\text{вим}}$  – вимірне значення  $S$ -параметра на частоті  $f_i$ .

Слід відзначити, що завдяки вимірюванню частотних залежностей  $S$ -параметрів, за допомогою описаного методу можна визначати не тільки електрофізичні параметри в певному діапазоні частот, але й параметри закону дисперсії властивостей речовини [351].

## 7.2.2. Похибки вимірювання

Питання про причини похибок та їх значення є ключовим для будь-якого методу, призначеного для практичного використання. Відповідно до класифікації видів похибок, наведеної в [183], похибка експериментального визначення деякої величини складається з методичної похибки, інструментальної похибки, похибки розрахунків та похибки, що вноситься оператором під час вимірювань. Методична похибка пов'язана з відсутністю повної адекватності досліджуваного об'єкта використовуваній моделі через неможливість точного врахування всіх можливих чинників, недостатньої розробленості теорії фізичних явищ, покладених в основу вимірювань, використання наближених розрахункових співвідношень. Інструментальна складова визначається похибкою засобів вимірювання. Похибка розрахунків виникає в процесі обробки результатів вимірювання у зв'язку з використанням наближених методів та обчислювальної техніки. Участь експериментатора у процесі вимірювання також призводить до внесення суб'єктивної похибки, яка пов'язана з індивідуальними особливостями людини.

У разі вимірювання об'ємних зразків матеріалів у хвилеводі серед чинників, які спричиняють невідповідність реального досліджуваного об'єкта ідеалізованій розрахунковій моделі, особливе місце посідає якість монтажу досліджуваного зразка у вимірювальну камеру. Як правило зразки для вимірювання готуються окремо і за розмірами підлаштовуються так, щоб забезпечити надійний контакт зі стінками хвилеводу. При цьому між гранями досліджуваного зразка та стінками хвилеводу неминуче утворюється повітряний зазор. Численні експерименти попередніх років [320] вказують на суттєвий вплив названого чинника на результати вимірювань. В [348] наводиться значення повітряного зазору 5–7 мкм як допустима в практичних вимірюваннях. Однак ця цифра надто загальна і потребує співвіднесення з умовами вимірювання.

Як було показано в підрозділі 2.3, наявність повітряного зазору між досліджуванним зразком та широкою стінкою хвилеводу справляє катастрофічний вплив на ефективні параметри хвилеводу. Відповідно до рис. 2.8, за розміру повітряного зазору менше одного відсотка від товщини діелектрика у разі вимірювання діелектриків з проникністю близько ста похибка визначення проникності та діелектричних втрат може сягати десятків відсотків. Значення такої похибки зростає у разі вимірювання матеріалів з більш високими значеннями діелектричної проникності і цьому питанню слід приділяти особливу увагу.

Величина зазору вздовж грані зразка не є постійною, оскільки визначається якістю виготовлення зразка та хвилеводу. Прямі вимірювання цієї величини утруднені. Крім того, відповідно до рис. 2.8, на початкових сегментах кривих спостерігається висока чутливість ефективних параметрів до абсолютної величини повітряного зазору. Тому спроби врахувати повітряний зазор між гранями досліджуваного зразка та широкими стінками хвилеводу хоч і були зроблені [352, 353], однак не дали задовільних результатів. Натомість приділено увагу заходам, що зменшують вплив названого явища. Так, поряд із ретельною підготовкою зразків застосовують покриття граней діелектрика, які контактують із металом, провідними плівками, наприклад срібною пастою [354], що значно зменшує вплив повітряного зазору. Разом з тим,

врахування в електродинамічній моделі наявності між широкою стінкою хвилеводу та досліджуванним зразком області з низькою діелектричною проникністю, як це було показано в підрозділі 7.2.1, дозволяє суттєво підвищити точність розрахунку діелектричної проникності зразка.

Дослідження впливу зазору між гранями діелектричного зразка та вузькими стінками хвилеводу також можна здійснити з використанням поздовжніх хвиль, як це було зроблено в підрозділі 2.1, за винятком того, що в площині  $y = 0$  (рис. 2.1) накладаються граничні умови на магнітній стінці. Основній моді хвилеводу відповідає  $LE_{10}$  хвиля, поперечне хвильове число  $\beta_y^m$  якої слабо залежить від розміру повітряного проміжку. Тому за розумних величин зазору його вплив на вимірювані параметри матеріалу нехтовно малий і тим менший, чим вища діелектрична проникність матеріалу. Часткове заповнення хвилеводу може бути враховане в розрахунковій моделі, або ж одержані результати перераховані за допомогою номограм [355].

Інструментальні похибки вимірювання включають:

- Похибки вимірювання амплітуди та фази параметрів розсіювання;
- Похибки вимірювання геометричних розмірів зразка;
- Похибки визначення положення калібровочної площини;
- Згасання та неузгодження в лінії.

Вплив перелічених чинників на загальну відносну похибку вимірювання може бути визначений за формулою для похибки непрямих вимірювань:

$$\delta\varepsilon = \sqrt{\left(\frac{\delta|S|}{\Theta_\varepsilon^{|S|}}\right)^2 + \left(\frac{\delta\varphi}{\Theta_\varepsilon^\varphi}\right)^2 + \left[\left(\frac{\Theta_l^{|S|}}{\Theta_\varepsilon^{|S|}}\right)^2 + \left(\frac{\Theta_l^\varphi}{\Theta_\varepsilon^\varphi}\right)^2\right] \delta l^2};$$

$$\delta \operatorname{tg} \delta = \sqrt{\left(\frac{\Theta_\varepsilon^{|S|}}{\Theta_{\operatorname{tg} \delta}^{|S|}} \delta\varepsilon\right)^2 + \left(\frac{\delta|S|}{\Theta_{\operatorname{tg} \delta}^{|S|}}\right)^2 + \left(\frac{\delta\varphi}{\Theta_{\operatorname{tg} \delta}^\varphi}\right)^2 + \left[\left(\frac{\Theta_l^{|S|}}{\Theta_{\operatorname{tg} \delta}^{|S|}}\right)^2 + \left(\frac{\Theta_l^\varphi}{\Theta_{\operatorname{tg} \delta}^\varphi}\right)^2\right] \delta l^2},$$

де  $\Theta_\beta^\alpha = \frac{\beta}{\alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial \beta}$  – відносна чутливість параметра  $\alpha$  до зміни параметра  $\beta$ ,  $S$  – вимі-

рюваний параметр матриці розсіювання,  $\delta|S|$  – відносна похибка визначення амплі-

туди  $S$ -параметра;  $\delta\varphi$  – відносна похибка визначення фази  $S$ -параметра;  $\delta l$  – відносна похибка визначення довжини вимірюваного зразка.

Товщина зразків, як правило, вимірюється мікрометром, тому  $\Delta l \leq 5$  мкм.

Похибка вимірювання модуля та фази  $S$ -параметра має складну залежність від власне вимірюваної величини і регламентується виробником панорамного вимірювача [216].

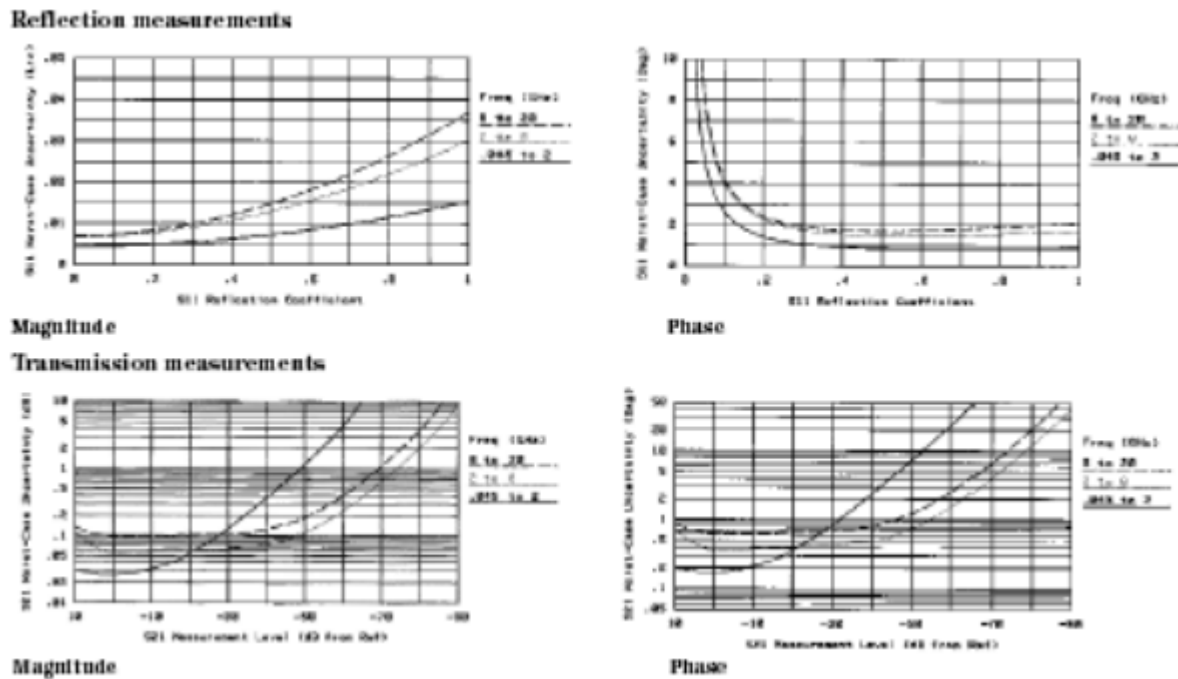


Рис. 7.3. Похибки вимірювання векторного панорамного вимірювача Agilent 8510C.

Під час вимірювання досліджуваній зразок вміщується у вимірювальну камеру щільно до коротко-замикаючої пластини або по краю вимірювальної камери в методі відбивання та пропускання відповідно. Таким чином, одна з площин зразка співпадає з площиною калібровки панорамного вимірювача. В незаповненій частині хвиловоду відбувається трансформація вимірюваних величин. Похибки визначення положення калібровочної площини виникають через неточне визначення розмірів вимірювальної камери та похибки монтажу досліджуваного зразка у камері. Похибка  $\Delta L_k$  визначення положення калібровочної площини вносить у виміряне значення фази похибку, яка оцінюється величиною:

$$\Delta\varphi_k = 2\beta_{z_0}\Delta L_k. \quad (7.2)$$

Таким чином, на частоті 10 ГГц це явище призводить до похибки визначення фази у  $0.5^\circ$  на кожні 10 мкм похибки визначення положення площини калібровки.

Одним із способів боротьби з такою похибкою є використання, якщо змога, розрахункових співвідношень, інваріантних до положення площини калібровки. Так, в [356] запропоновано метод вимірювання, побудований на знятті некаліброваних  $S$ -параметрів з використанням зразків різної довжини, які повністю заповнюють секції хвилеводів відповідної довжини. На жаль, такий підхід незастосовний до вимірювання сегнетоелектриків. Часто для надійного вимірювання товщина зразка не повинна перевищувати одиниць міліметрів. Тому з одного боку виготовлення відповідних вимірювальних камер стає утрудненим, а з іншого – різниця в довжинах зразків стає співвідносною з величиною похибки визначення довжини.

Таким чином, похибка визначення положення калібровочної площини, так само, як і похибка вимірювання довжини зразка, не може бути усунута. Разом з тим, існує можливість для уточнення одного з вимірювань довжини. Так, вимірювальна камера завжди містить незаповнену діелектриком частину. Фазовий зсув, зумовлений поширенням хвилі у цій незаповненій частині хвилеводу, повинен бути врахований у розрахунковій моделі. Для цього необхідно знати довжину вимірювальної камери. Як було проілюстровано за допомогою (7.2), похибка визначення геометричних розмірів може справляти значний вплив на результат вимірювання. Тому для уточнення геометричних розмірів вимірювальної камери проводиться калібровочне вимірювання порожньої вимірювальної камери, а потім визначається її електрична довжина, яка потім і використовується в розрахунках.

У разі вимірювання матеріалів з низькими втратами стає відчутним вплив скінченної провідності металу вимірювальної камери. При цьому дисипативні втрати електромагнітної енергії у стінках хвилеводу помилково відносяться до втрат вимірюваного зразка. Як буде показано далі, така ж проблема виникає і у разі вимірювання тонких плівок, коли втрати у діелектрику стають порівняними із втратами у стінках хвилеводу. Величина сталої згасання може бути оцінена за формулою (3.8). Однак її значення можна знайти й безпосереднім вимірюванням. Так, використовуючи додат-

кове калібровочне вимірювання порожньої вимірювальної камери, величина сталої згасання  $\alpha_m$  знаходиться шляхом розв'язання задачі

$$\min_{\alpha_m} \left( S^{\text{вим}} - S^{\text{розрах}}(\dot{\beta}_z) \right),$$

де  $\dot{\beta}_z = \beta'_z - j\alpha_m$  – комплексна стала поширення хвилі.

Знайдена у такий спосіб стала згасання враховується у розрахункових моделях методу.

### 7.2.3. Експериментальне вимірювання об'ємних матеріалів

Для експериментального випробування методу було вибрано матеріали, властивості яких вже добре досліджені – рутил, титанат стронцію та титанат барію. Для вимірювання готувались зразки прямокутної форми висотою 10 мм та шириною близько 22 мм. Такі розміри зразка полегшують його монтаж у вимірювальній камері. Разом з тим, як було показано в попередньому підрозділі, зазор між зразком та вузькими стінками хвилеводу величиною в 1 мм справляє нехтовно малий вплив на результати вимірювання. Результати вимірювання для рутила та титанату стронцію продемонстровані на рис. 7.4.

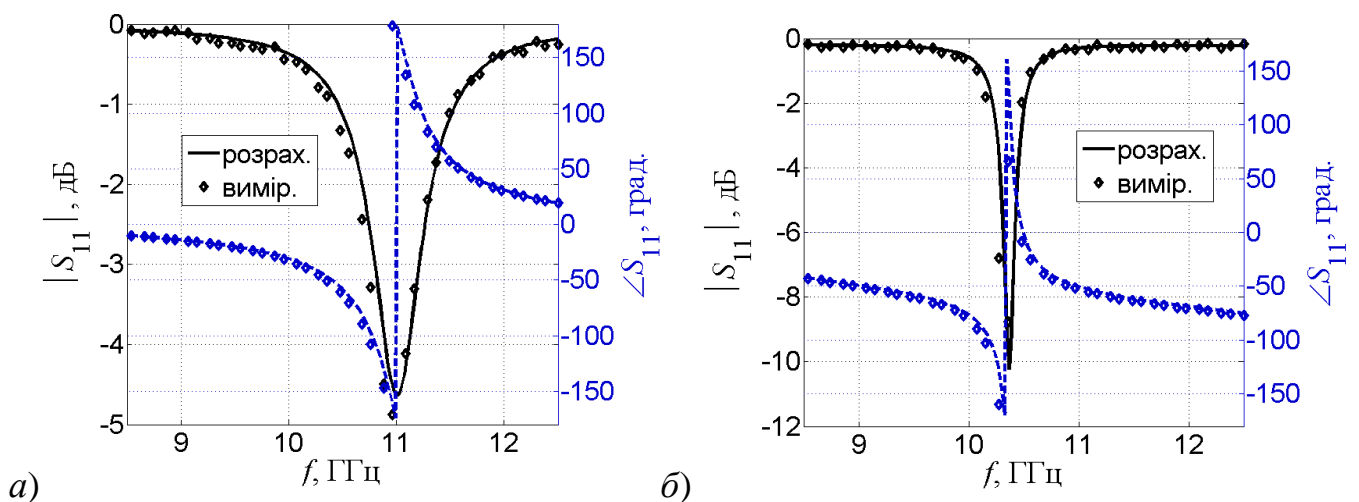


Рис. 7.4. Вимірювана залежність коефіцієнта відбиття у короткозамкненому хвилеводі для досліджуваних зразків з поперечними розмірами 22x10 мм – а): рутил товщиною 1,4 мм, б): титанат стронцію товщиною 1,7 мм.



Для перевірки неповного заповнення зразком хвилеводу у напрямку, що паралельний вузькій стінці хвилеводу, використались зразки прямокутної форми висотою 7 мм, шириною 22 мм то товщиною 3,2 мм. Результати вимірювання демонструються на рис. 7.5.

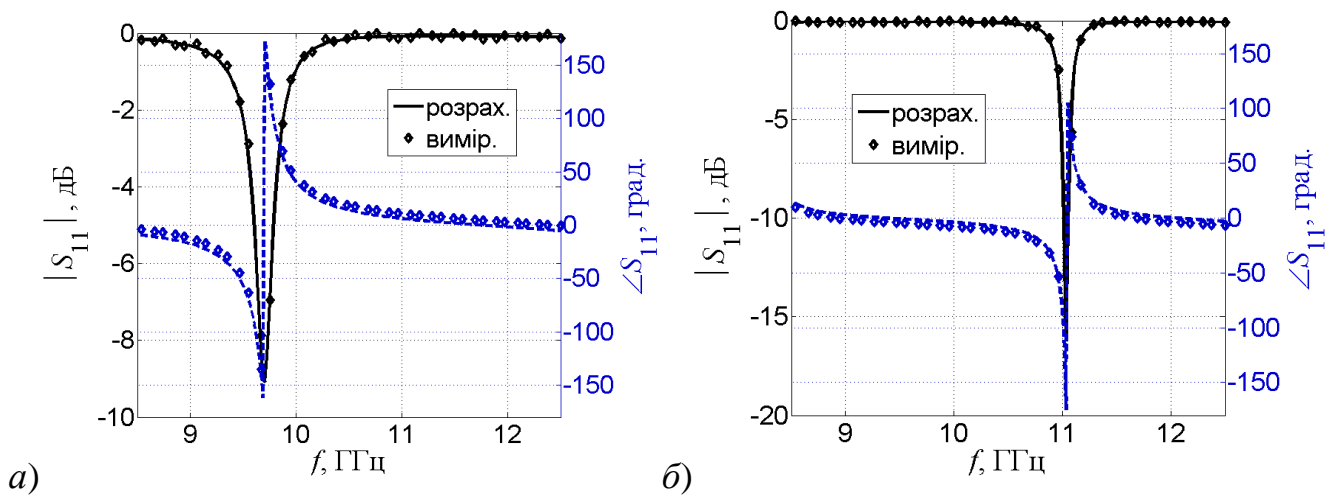


Рис. 7.5. Виміряна залежність коефіцієнта відбиття у короткозамкненому хвилеводі для досліджуваних зразків з розмірами 22x7x3,2 мм – а): рутил, б): титанат стронцію.

Дослідження титанату барію проводилося з використанням трансформатора, що виготовлений з тефлону (рис. 7.6).

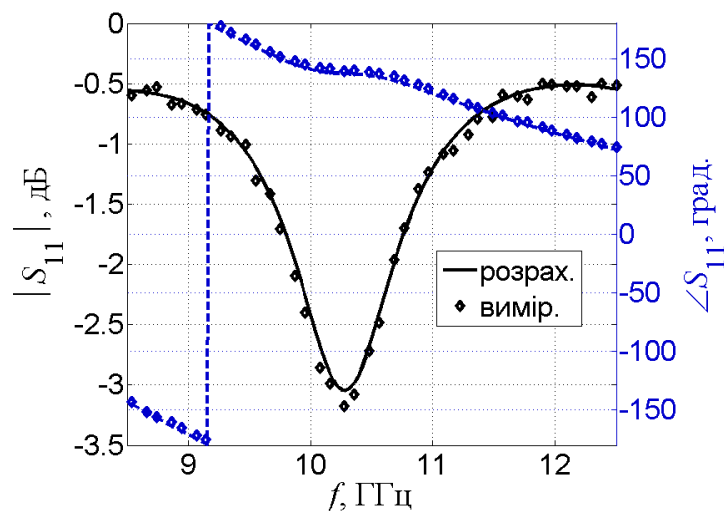


Рис. 7.6. Виміряна залежність коефіцієнта відбиття у короткозамкненому хвилеводі з використанням трансформатора. Досліджуваний зразок – титанат барію товщиною 1,8 мм, трансформатор – тефлон товщиною 6,6 мм.

Використання методу передачі демонструється на рис. 7.7.

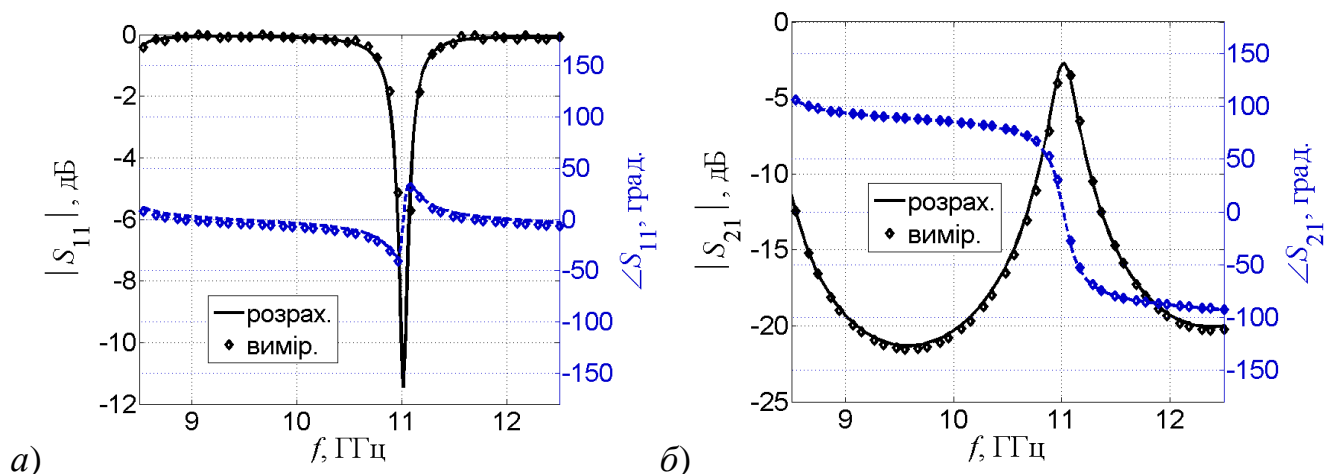


Рис. 7.7. Вимірна залежність коефіцієнта відбиття (а) та коефіцієнта пропускання у разі двохпортових вимірювань. Досліджуваний зразок – титанат стронцію товщиною 3.2 мм.

Результати вимірювань зведено в таблицю 7.4.

Таблиця 7.4.

Параметри діелектричних матеріалів,  
виміряні хвилеводним методом

Матеріал	Відбивання		Пропускання	
	$\epsilon$	$\text{tg}\delta$	$\epsilon$	$\text{tg}\delta$
TiO <sub>2</sub>	96	0.01	95	0.01
SrTiO <sub>3</sub>	290	0.02	270	0.017
BaTiO <sub>3</sub>	590	0.3	–	–

### 7.3. Хвилеводні методи вимірювання електрофізичних параметрів тонких плівок

Важливим етапом технологічного циклу виготовлення параелектричних плівок для фазообертачів та резонансних елементів є оперативний неструктивний контроль властивостей отриманих плівок [357]. При цьому необхідно враховувати наступні особливості:

- мала товщина плівки. Зазвичай використовуються плівки товщиною близько 1 мкм [358]. Товщі плівки мають значні втрати, а тонкі мають недостатню керованість, оскільки структура приповерхневих шарів порушена;

- тонкі плівки проявляють значну анізотропію своїх параметрів, тому кожна із складових діелектричної проникності і втрат повинна вимірюватися окремо [359]. Через високу діелектричну проникність плівки силові лінії електричного поля розташовуються в ній майже паралельно поверхні [360]. Тому найбільший практичний інтерес становить вимірювання властивостей плівки у напрямку, дотичному до її поверхні;
- бажаним є недеструктивне дослідження плівки після виготовлення перед подальшим застосуванням [361];
- вимірювання повинно проводитися на частоті подальшого використання.

Оскільки більшість приладів мають планарну конструкцію, то часто для вимірювання властивостей плівок є використання планарних або зустрічно-штирьових конденсаторів. Однак названі підходи мають наступні обмеження:

- значні втрати на випромінювання.
- втрати на інтерфейсі метал-плівка, які також повинні враховуватися в розрахунковій моделі.
- складна процедура розрахунку, пов'язана з використанням МСЕ.

Враховуючи перелічені фактори було запропоновано безелектродний метод, що базується на резонансі хвилеводних переходів, між якими розташований зразок з нанесеною на підкладку сегнетоелектричною плівкою [362]. Проте такий метод надає змогу виміряти властивості плівки тільки на фіксованій частоті. Цього недоліку позбавлений хвилеводний метод вимірювання електрофізичних параметрів тонких паралелепедричних плівок [363]. Ідея методу описана у [364–366] і полягає у розміщенні підкладки з плівкою у прямокутному хвилеводі вздовж його поздовжньої осі, як показано на рис. 7.8. Автори цих робіт розміщували досліджуваний зразок вздовж хвилеводу для вивчення властивостей однорідних зразків матеріалів. Вказаний метод поширено на випадок вимірювання багатошарових зразків, які можуть розташовуватися як паралельно вузькій, так і широкій стінці хвилеводу, проведено теоретичне обґрунтування і розроблено програмне забезпечення для обробки результатів вимірювань [367-369].

Основними перевагами запропонованого методу є:

- замкнена система, в якій відсутні втрати на випромінювання;
- на основній моді напрям електричного поля співпадає з бажаним напрямом дослідження (дотичний або нормальний до поверхні плівки);
- використання простішого математичного апарату у порівнянні з МСЕ.

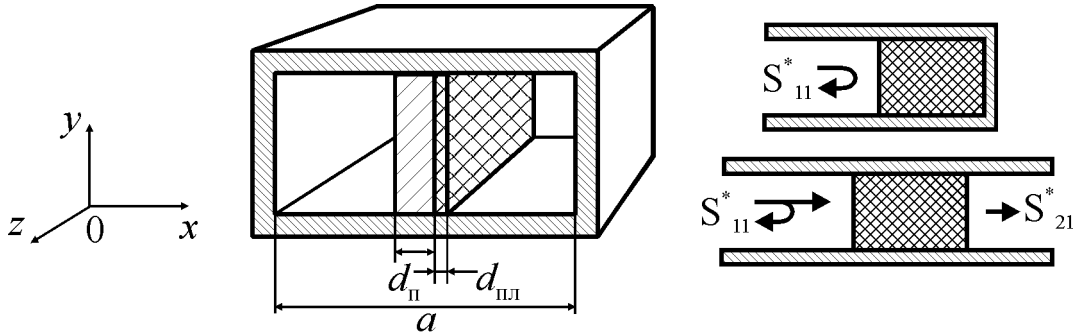


Рис. 7.8. Схема вимірювання тангенціальних параметрів плівки

### 7.3.1. Електродинамічна модель методу

Розглянемо задачу дифракції електромагнітних хвиль в прямокутному хвилеводі з розмірами поперечного перерізу  $a$  і  $b$  на чотиришаровій діелектричній структурі (рис. 7.9). Розв'язки такої задачі за рахунок заміни системи координат в поперечному перерізі можуть бути використанні для розрахунку розсіяного поля як для розташування зразків паралельно, так і перпендикулярно вузькій стінці хвилеводу.

Загальне поле в областях 1 ( $z < 0$ ) і 2 ( $z \geq 0$ ) подається у вигляді (2.13)-(2.16), де

$$X^e(x) = \sin(\beta_x x); \quad X^m(x) = \cos(\beta_x x); \quad \beta_x = \frac{n\pi}{a}, \quad n - \text{ціле додатне число}; \quad Y_{10}^e(y) = \sqrt{\frac{1}{b}};$$

$$Y_{1i}^e(y) = \sqrt{\frac{2}{b}} \cos(\beta_{yli} y), \quad i \neq 0; \quad Y_{1i}^m(y) = \sqrt{\frac{2}{b}} \sin(\beta_{yli} y); \quad \beta_{yli} = \frac{i\pi}{b}; \quad \rho_{Y^m}(y) = 1;$$

$$\rho_{Y^e}(y) = \sqrt{\varepsilon_k}, \quad d_{k-1} \leq y \leq d_k, \quad k = \overline{1, 4};$$

$$Y_{2i}^e(y) = \frac{\prod_{j=1}^{k-1} \cos(\beta_{y_{ji}}^e (d_j + y_{ji}^e))}{\varepsilon_k N_i^e \prod_{j=2}^k \cos(\beta_{y_{ji}}^e y_{ji}^e)} \cos\left(\beta_{y_{ki}}^e \left(y + y_{ki}^e - \sum_{j=1}^{i-1} d_j\right)\right), \quad d_{k-1} \leq y \leq d_k, \quad k = \overline{1, 4};$$

$$Y_{2i}^m(y) = (-1)^k \frac{\prod_{j=1}^{k-1} \sin(\beta_{y_{ji}}^m (d_j + y_{j_i}^m))}{\varepsilon_k N_i^m \prod_{j=2}^k \sin(\beta_{y_{ji}}^m y_{j_i}^m)} \sin\left(\beta_{y_{ki}}^m \left(y + y_{k_i}^m - \sum_{j=1}^{i-1} d_j\right)\right), d_{k-1} \leq y \leq d_k, k = \overline{1,4};$$

$$d_0 = 0; y_{1_i}^{e(m)} = 0, y_{4_i}^{e(m)} = -d_4; \beta_{z_i} = \sqrt{\varepsilon_5 k^2 - \beta_{y_{1i}}^2 - \beta_x^2}; \beta_{z_i}^{e(m)} = \sqrt{\varepsilon_k k^2 - \beta_{y_{ki}}^{e(m)2} - \beta_x^2}, k = \overline{1,4};$$

$\beta_{y_{ki}}^{e(m)}$  та  $y_{k_i}^{e(m)}$  є  $i$ -ми коренями систем нелінійних рівнянь:

$$\frac{\beta_{y_k}^e}{\varepsilon_k} \operatorname{tg}(\beta_{y_1}^e (d_k + y_k^e)) - \frac{\beta_{y_{k+1}}^e}{\varepsilon_{k+1}} \operatorname{tg}(\beta_{y_{k+1}}^e y_{k+1}^e) = 0, k = \overline{1,3};$$

$$\beta_{y_k}^m \operatorname{ctg}(\beta_{y_1}^e (d_k + y_k^e)) - \beta_{y_{k+1}}^m \operatorname{ctg}(\beta_{y_{k+1}}^m y_{k+1}^m) = 0, k = \overline{1,3};$$

$N_i^{e(m)}$  знадяться з умови  $\int_0^b (Y_{2i}^{e(m)}(y))^2 dy = 1$ . Решта позначень визначена в підрозділі

2.2.

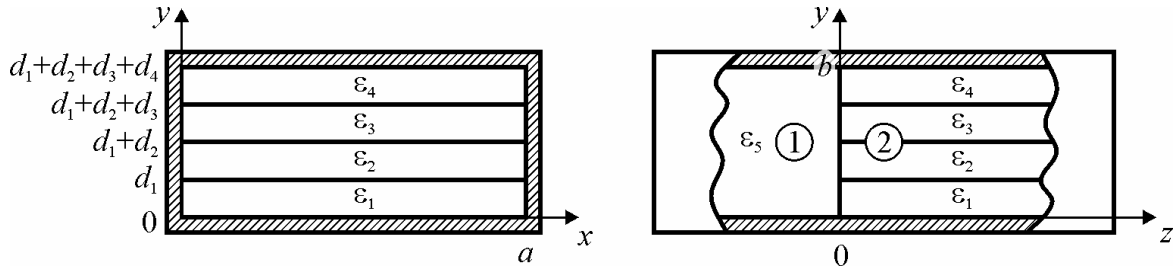


Рис. 7.9. Структура для розв'язання задачі дифракції на чотиришаровій діелектричній неоднорідності.

Використовуючи стандартну процедуру МЧО, як описано в підрозділі 2.2, отримуємо систему інтегральних рівнянь Фредгольма першого роду, аналогічних (2.25), відносно функцій, що визначають  $y$ -компоненти електромагнітного поля в площині  $z = 0$ . Ця система розв'язується проекційними методами, як описано в підрозділі 2.2. В результаті знаходиться розсіяне поле та за формулами (2.46)-(2.47) елементи матриці розсіювання. Знайдена матриця розсіювання перераховується в матрицю передачі через границю поділу двох середовищ  $\mathbf{T}_{b_i}$  в площині  $z = 0$ , а за знайденими сталими поширення знаходиться матриця передачі в чотиришаровій діелектричній структурі.

Використовуючи процедури, описані в підрозділі 7.2.1, розраховується матриця розсіяння для методу відбиття чи передачі.

Для визначення шуканих величин застосовується метод найменших квадратів:

$$\min_{\varepsilon_{пл}, \text{tg} \delta_{пл}} \sum_i |S(\varepsilon_{пл}, \text{tg} \delta_{пл}, f_i) - S_i^{вим}|^2, \quad (7.3)$$

де  $\varepsilon_{пл}, \text{tg} \delta_{пл}$  – шукані параметри плівки;  $S(\varepsilon_{пл}, \text{tg} \delta_{пл}, f_i)$  – розрахункове значення  $S$ -параметра на частоті  $f_i$  для  $\varepsilon_1 = \varepsilon_4 = 1$ ,  $\varepsilon_2 = \varepsilon_{пл}(1 - j \text{tg} \delta_{пл})$ ,  $\varepsilon_3 = \varepsilon_{п}(1 - j \text{tg} \delta_{п})$ ,  $\varepsilon_{п}, \text{tg} \delta_{п}$  – електрофізичні параметри підкладки,  $d_2 = d_{пл}$ ,  $d_3 = d_{п}$ ,  $d_{пл}, d_{п}$  – відповідно товщини плівки та підкладки, а  $d_1, d_4$  визначаються положенням зразка у хвилеводі;  $S_i^{вим}$  – виміряне значення  $S$ -параметра на частоті  $f_i$ .

В (7.3) входять електрофізичні параметри діелектричної підкладки. Похибки визначення цих параметрів мають сильний вплив на знайдені параметри плівки. Тому постає питання про уточнення величин діелектричної проникності та діелектричних втрат використовуваних підкладок. Разом з тим на рахунок діелектричної підкладки також можуть бути віднесені невраховані неідеальності хвилеводу та ін. [370]. З цією метою також може бути застосована вище описана процедура для значень  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_4 = 1$ ,  $\varepsilon_3 = \varepsilon_{п}(1 - j \text{tg} \delta_{п})$ . Використання такого методу доцільне ще й тому, що дозволяє використовувати виміряні параметри підкладки як калібровочні і визначати параметри плівок за величиною відхилення виміряних залежностей від калібровочних [371].

### 7.3.2. Процедура вимірювання та обробка результатів вимірювання

Для вимірювання досліджуваній зразок розміщують у хвилеводі як показано на рис. 7.9. Для забезпечення надійного контакту зі стінками хвилеводу грані зразка, що до них прилягають, покриваються срібною пастою. Крім того, вимірювальна камера обладнана рухомим притискачем у вигляді прямокутної площадки розмірами  $25 \times 1,5$  мм, яка може переміщуватися за допомогою гвинта (рис. 7.10) і у такий спосіб забезпечує надійний контакт вимірюваного зразка зі стінками хвилеводу.

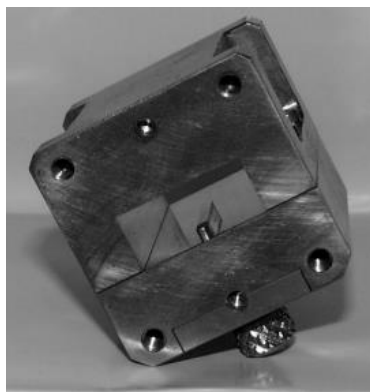


Рис. 7.10. Камера для вимірювання тонких плівок.

За допомогою векторного панорамного вимірювача характеристик електричних кіл знімаються калібровані частотні залежності  $S$ -параметрів:  $S_{11}$  у разі вимірювання у короткозамкненому хвилеводі або  $S_{11}$  і  $S_{21}$  для двохпортових вимірювань. Далі використовується процедура обробки результатів вимірювання (7.3) [372]. При цьому електрофізичні параметри підкладки вважаються відомими і задаються на основі попередніх вимірювань.

На рис. 7.11а показано вимірну залежність коефіцієнта відбиття у короткозамкненому хвилеводі із змонтованою для вимірювання діелектричною підкладкою, виготовленою із [100] монокристалу MgO. Низькі діелектричні втрати MgO зумовлюють високий, близький до повного рівень відбиття. Однак метод проявляє високу чутливість до фази відбитого сигналу, яка в свою чергу дозволяє з високою точністю оцінити діелектричну проникність підкладки.

Численні вимірювання діелектричних підкладок дають усереднені параметри  $\epsilon_n = 9,9$ ,  $\text{tg} \delta_n = 3 \cdot 10^{-4}$ , які добре узгоджуються з даними інших авторів [373]. Остання величина відображає граничні можливості методу. Менші величини діелектричних втрат зумовлюють вищі коефіцієнти відбиття. За таких умов інструментальна похибка вимірювань значно зростає і унеможливує розрізнення менших величин діелектричних втрат.

Для експериментального дослідження тонкі (0.3–1 мкм) плівки композиту  $BST$  різних складів наносилися на підкладки з оксиду магнію за допомогою лазерного напилення, що забезпечувало дотримання стехіометрії. На рис. 7.11б показано ти-

пову залежність коефіцієнта відбиття короткозамкненого хвильоводу під час вимірювання тонких плівок.

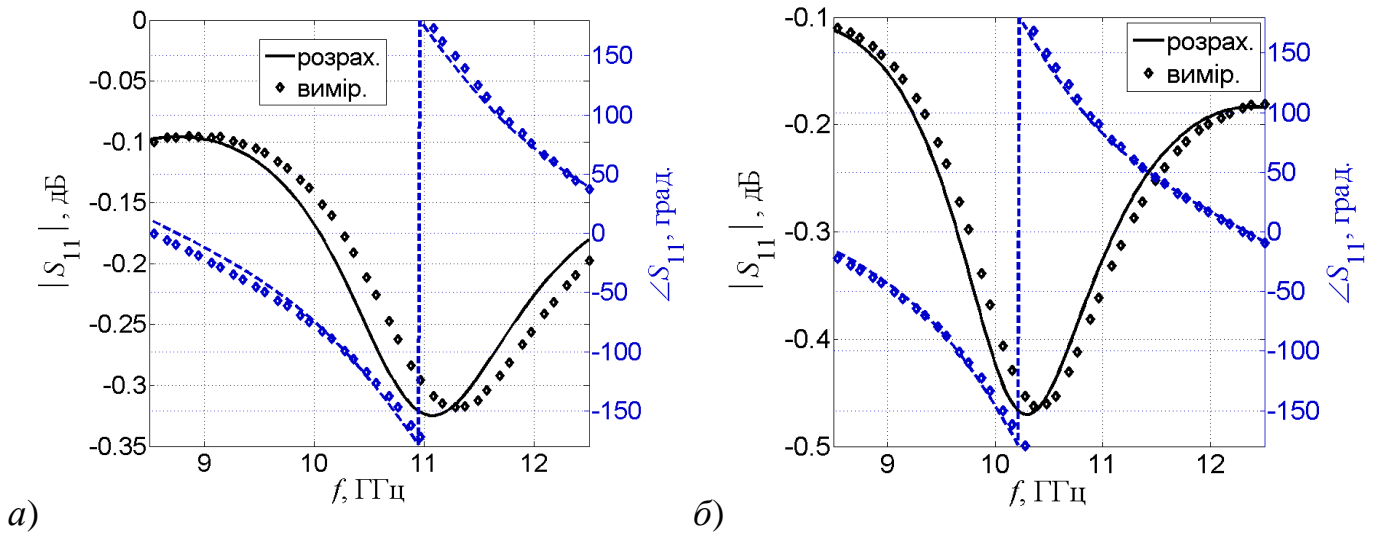


Рис. 7.11. Вимірня залежність коефіцієнта відбиття у короткозамкненому хвильоводі з діелектричною (MgO) підкладкою (а) та плівкою *BST* товщиною 0,84 мкм (б). Розміри підкладки 10×21.3 мм, товщина 0,51 мм.

Оцінку похибки вимірювання діелектричної проникності та тангенса кута діелектричних втрат плівки може бути знайдена як похибка опосередкованих вимірювань:

$$\delta \varepsilon_{\text{пл}} = \frac{1}{|\Theta_{\varepsilon_{\text{пл}}}^S|} \sqrt{(\delta S)^2 + \sum_{i=1}^4 (\Theta_{d_i}^S \delta d_i)^2 + (\Theta_l^S \delta l)^2 + (\Theta_{\varepsilon_{\text{п}}}^S \delta \varepsilon_{\text{п}})^2},$$

$$\delta \text{tg } \delta = \frac{1}{\Theta_{\text{tg } \delta}^S} \sqrt{(\Theta_{\varepsilon}^{|\delta|} \delta \varepsilon)^2 + (\delta S)^2 + \sum_{i=1}^4 (\Theta_{d_i}^S \delta d_i)^2 + (\Theta_l^S \delta l)^2 + (\Theta_{\varepsilon_{\text{п}}}^S \delta \varepsilon_{\text{п}}^*)^2}, \quad (7.4)$$

де  $\Theta_{\beta}^{\alpha} = \frac{\beta}{\alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial \beta}$  – чутливість параметра  $\alpha$  до зміни параметра  $\beta$ ,  $\partial \beta$  – відносна похибка вимірювання параметра  $\beta$ ,  $S$  – вимірюваний параметр матриці розсіювання,  $\varepsilon_{\text{п}}$  – відносна діелектрична проникність підкладки,  $l$  – довжина підкладки.

Аналіз цих виразів вказує, що основний внесок в загальну похибку вимірювання вносить похибка визначення товщини плівки. Ця похибка зростає зі зменшенням товщини та діелектричної проникності плівки.



В таблиці 7.5 наведено усереднені дані вимірювання тонких сегнетоелектричних плівок описаним методом [374]. Похибка визначення діелектричної проникності не перевищує 10%, а тангенса діелектричних втрат – 25%.

Таблиця 7.5

Параметри сегнетоелектричних плівок, виміряні хвилеводним методом. В усіх вимірюваннях діелектричні основи MgO товщиною 0,51 мм

Плівка	Товщина, мкм	$\epsilon_{пл}$	$tg \delta_{пл}$
$Ba_{0,6}Sr_{0,4}TiO_3$	0.84	445	0.05
$Ba_{0,6}Sr_{0,4}TiO_3$	0.5	360	0.06
$Ba_{0,7}Sr_{0,3}TiO_3$	1.0	160	0.011
$Ba_{0,7}Sr_{0,3}TiO_3$ , після відпалювання	1.0	210	0.011

Вимірювання параметрів плівок описаним методом було використано для вдосконалення складу та технології виготовлення плівок. Так, зокрема було встановлено позитивний вплив випалювання на властивості плівок. При цьому плівка дістає кисень, який, як правило, в недостатці в процесі виготовлення та покращує свою структуру.

#### 7.4. Метод вимірювання електрофізичних параметрів тонких плівок, інтегрованих в копланарну лінію

Сегнетоелектричні плівки знаходять застосування як конденсаторні матеріали, як елементи пам'яті [375] і як компоненти електрично керованих пристроїв [376]. Для конструювання таких пристроїв необхідно достовірно вимірювати діелектричну проникність і втрати плівок. НВЧ властивості тонких плівок істотно відрізняються від властивостей об'ємних зразків матеріалів, з яких вони виготовлені [377]. Тонка плівка наноситься на підкладку, яка має теплові та механічні властивості, що відрізняються від тих, що має плівка. Це призводить до зміни властивостей плівки, які можуть бути як бажаними, так і неприйнятними для використання в електроніці. Тверді розчини *BST* є одними з найбільш вивчених матеріалів для перестроюваних НВЧ пристроїв. Діелектрична проникність  $\epsilon$  плівки у разі нанесення на підкладку знижується до 10 разів у порівнянні з проникністю об'ємних зразків. Температурна

залежність діелектричної проникності може також істотно послаблюватися. Тому плівка товщиною 0.1-1 мкм, будучи нанесеною на підкладку з  $\epsilon \sim 10 - 25$  і тангенсом кута діелектричних втрат  $\text{tg}\delta \sim 10^{-4}$ , може мати проникність  $\sim 200 - 2000$ , тоді як втрати становлять  $\text{tg}\delta \sim 0.01 - 0.05$  [378].

Для виготовлення тонких плівок використовуються різні фізичні та хімічні методи. Від конкретного методу нанесення і його параметрів істотно залежать як структура, так і властивості плівки. Тому для оптимізації процесу нанесення плівок також необхідно мати достовірний метод вимірювання їх властивостей, придатний для використання на різних стадіях технологічного процесу. Виготовлена плівка підлягає використанню в конкретному пристрої, для створення якого на його поверхню наноситься спеціальна система провідників. Геометрія такої системи безпосередньо залежить від діелектричної проникності і втрат плівки. У той же час нанесені електроди можуть змінювати діелектричну проникність і втрати в плівці. Тому дуже бажано, щоб вимір тонких плівок було проведено на структурах з нанесеними електродами.

Одна з найпоширеніших структур електродів в НВЧ пристроях утворює копланарну лінію (рис. 7.12). Наявність сегнетоелектричної плівки дозволяє будувати на основі такої структури керовані фазообертачі [26] та інші керуючі пристрої. Нижче розглядаються питання вимірювання діелектричної проникності сегнетоелектричної плівки, інтегрованої в копланарну лінію передачі.

#### **7.4.1. Еквівалентні параметри копланарної лінії на підкладці з сегнетоелектричною плівкою**

Електродинамічна задача для наведеної на рис. 7.12 структури розв'язана методом скінченних елементів. Електромагнітне поле квазі-*ТЕМ* типу описувалося поздовжньою компонентою електричного векторного потенціалу та скалярним електричним потенціалом з використанням умови калібрування Лоренца. У результаті задача зведена до диференціального рівняння в частинних похідних щодо скалярного електричного потенціалу (4.15).

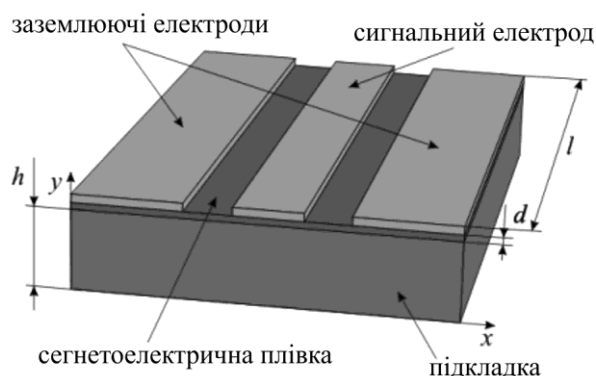


Рис. 7.12. Копланарна лінія на підкладці з сегнетоелектричною плівкою

Розв'язання рівняння (4.15) дозволяє знайти інтегральні характеристики копланарної лінії: характеристичний опір  $Z$  і ефективну діелектричну проникність  $\epsilon_{eff}$  за формулами (4.22) та (4.28).

Залежності характеристичного опору і ефективної діелектричної проникності копланарної лінії, розміщеної на підкладці з нанесеною сегнетоелектричною плівкою, показано на рис. 7.13.

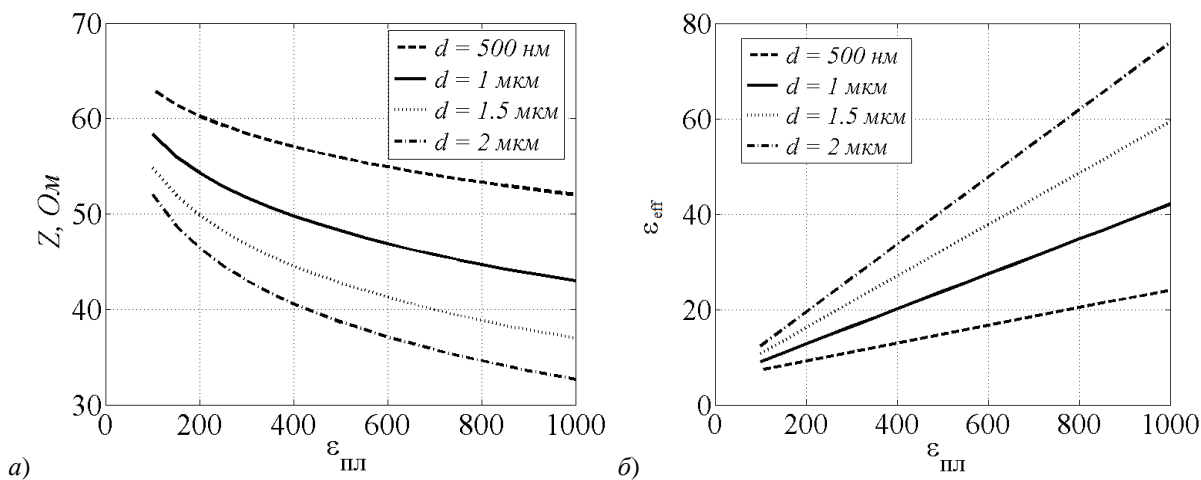


Рис. 7.13. Залежності характеристичного опору (а) та ефективної діелектричної проникності (б) копланарної лінії від товщини і відносної діелектричної проникності сегнетоелектричної плівки, що нанесена на підкладку з  $\epsilon_{п}=10$

#### 7.4.2. Методика та аналіз похибок вимірювання

Для вимірювання відносної діелектричної проникності і тангенса кута діелектричних втрат тонких плівок використовувалася вимірювальна структура, показана на

рис. 7.14. Плівки наносилися методом лазерної абляції на підкладки, виготовлені з монокристалічного MgO, орієнтації (001). Тонкі плівки  $\text{Ba}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{TiO}_3$  наносилися за допомогою імпульсного ексимерного лазера. Нанесення проводилося за температури  $780^\circ\text{C}$  в атмосфері кисню під тиском 50 мм рт. ст. Товщина отриманих плівок становила приблизно 500 нм. Плівки також відпалювали за температури  $1050^\circ\text{C}$  в атмосфері кисню під тиском 1 атм протягом 24 годин [379].

Вимірювання частотної залежності параметрів розсіювання проводилися за допомогою векторного панорамного вимірювача Agilent 8510C в діапазоні 8 – 12 ГГц.

Матриця розсіювання відрізка копланарної лінії довжиною  $l$ , що підключена до портів з характеристичним опором  $Z_1$  розраховується з виразів [380]:

$$S_{11} = j \frac{(Z^2 - Z_1^2) \sin(\dot{\beta}_z l)}{2ZZ_1 \cos(\dot{\beta}_z l) + j(Z^2 + Z_1^2) \sin(\dot{\beta}_z l)}, \quad (7.5)$$

$$S_{21} = \frac{2ZZ_1}{2ZZ_1 \cos(\dot{\beta}_z l) + j(Z^2 + Z_1^2) \sin(\dot{\beta}_z l)}, \quad (7.6)$$

де  $\dot{\beta}_z = \frac{2\pi f \sqrt{\epsilon_{\text{эф}}}}{c}$  – стала поширення в копланарній лінії.

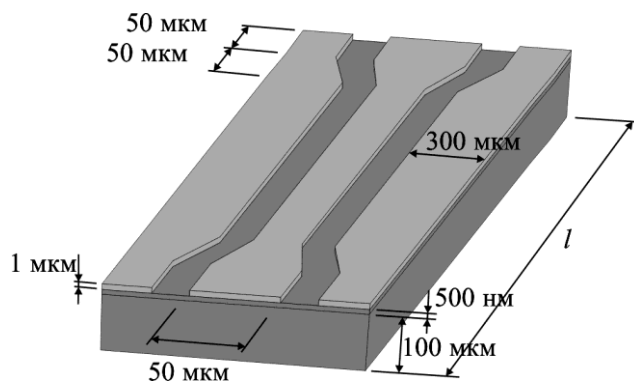


Рис. 7.14. Структура для вимірювання електрофізичних параметрів сегнетоелектричної плівки

Виміряні частотні залежності параметрів комплексної матриці розсіювання апроксимувались формулами (7.5) і (7.6) за методом найменших квадратів:

$$\min_{\varepsilon_{\text{пл}}, \text{tg} \delta} \sum_k \sigma_k \left| S_k^{\text{вим}} - S(f_k, \varepsilon_{\text{пл}}, \text{tg} \delta) \right|^2, \quad (7.7)$$

де  $\sigma_k$  – вагові множники,  $S_k^{\text{вим}}$  – виміряне значення  $S$ - параметра на частоті  $f_k$ ;  $S(f_k, \varepsilon_{\text{пл}}, \text{tg} \delta)$  – значення  $S$ -параметра на тій же частоті  $f_k$ , розраховане за формулами (7.5), (7.6), (4.22) та (4.28) для зразка, з комплексною діелектричною проникністю сегнетоелектричної плівки  $\dot{\varepsilon}_{\text{пл}} = \varepsilon_{\text{пл}}(1 - j \text{tg} \delta)$ ;  $\varepsilon_{\text{пл}}$ ,  $\text{tg} \delta$  – відносна діелектрична проникність і тангенс кута діелектричних втрат сегнетоелектричної плівки. Вагова функція використовується для посилення впливу тих точок, які мають найвищу чутливість і зменшення впливу точок, схильних до великих похибок.

На рис. 7.15 наведено виміряні і розраховані після розв'язання задачі апроксимації частотні залежності комплексних коефіцієнтів передачі та відбиття для структури, наведеної на рис. 7.14.

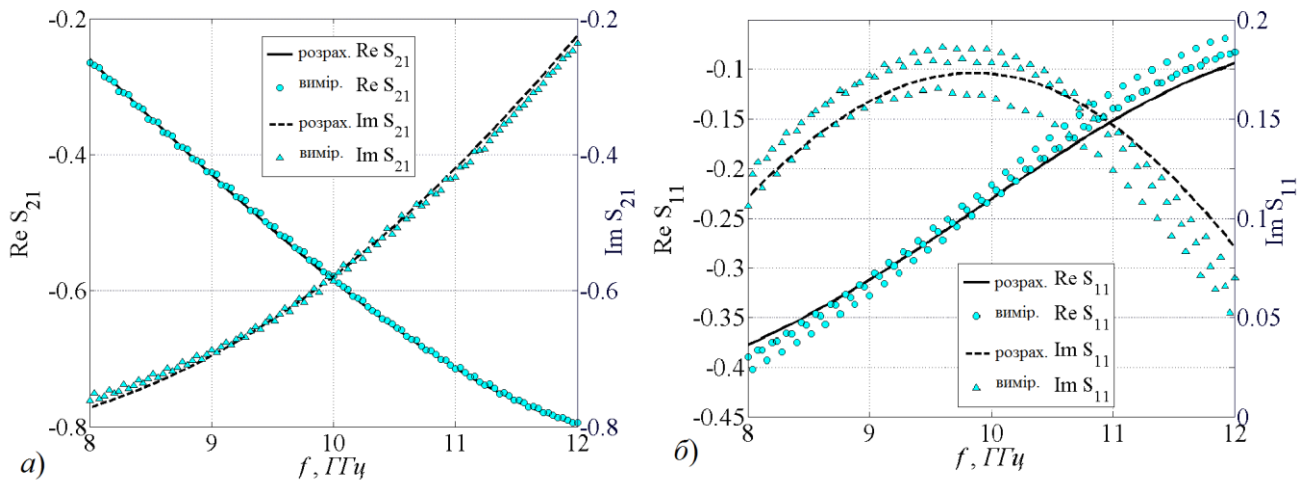


Рис. 7.15. Виміряні і розраховані частотні залежності комплексних коефіцієнтів передачі (а) та відбиття (б) для структури, наведеної на рис. 7.14.

Відносна похибка вимірювання діелектричної проникності плівки може бути знайдена як похибка опосередкованих вимірювань:

$$\delta\varepsilon_{\text{пл}} = \frac{1}{\left| \Theta_{\varepsilon_{\text{пл}}}^S \right|} \sqrt{(\delta S)^2 + (\Theta_d^S \delta d)^2 + (\Theta_l^S \delta l)^2 + (\Theta_h^S \delta h)^2 + (\Theta_{\varepsilon_{\text{пл}}}^S \delta \varepsilon_{\text{пл}})^2},$$

де  $\Theta_{\beta}^{\alpha} = \frac{\beta}{\alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial \beta}$  – чутливість параметра  $\alpha$  до зміни параметра  $\beta$ ,  $\partial \beta$  – відносна похибка вимірювання параметра  $\beta$ ,  $S$  – вимірюваний параметр матриці розсіювання,  $\epsilon_{\text{п}}$  – відносна діелектрична проникність підкладки,  $h$  – товщина підкладки.

Аналіз виразу показує, що найбільший внесок у похибку вимірювання відносної діелектричної проникності надає похибка вимірювання товщини плівки. Оцінки показують, що у разі вимірювання товщини плівки рефлектометром з абсолютною похибкою 10 нм, відносна похибка вимірювання діелектричної проникності плівки товщиною 500 нм і проникністю 200 становитиме близько 10%. Похибка зростає зі зменшенням товщини і відносної діелектричної проникності плівки.

Похибка вимірювання тангенса кута діелектричних втрат плівки може бути оцінена подібно (7.4). Це значення більше похибки вимірювання відносної діелектричної проникності через менші чутливості зміни параметрів матриці розсіювання до зміни тангенса кута діелектричних втрат плівки  $\Theta_{\text{tg} \delta}^S$ . Оцінки показують, що для плівок товщиною 500 нм з відносною діелектричною проникністю 200 похибка вимірювання тангенса кута діелектричних втрат складає більше 30%.

Описана методика була також апробована для вимірювання сегнетоелектричних плівок, нанесених на напівізолюючу кремнієву підкладку золь-гель методом. Деякі результати цих досліджень наведено в табл.7.6.

Таблиця 7.6

Результати дослідження сегнетоелектричних плівок, нанесених на кремнієву підкладку золь-гель методом

Склад сегнетоелектричної плівки	Температура відпалювання, °С	Товщина плівки, $10^{-6}\text{м}$	Відносна діелектрична проникність
Pb(Ti,Zr)O <sub>3</sub>	700	0.35	90±15
Pb(Ti,Zr)O <sub>3</sub>	800	0.35	120±15
(Ba,Sr)TiO <sub>3</sub>	650	0.2	125±30
(Ba,Sr)TiO <sub>3</sub>	750	0.2	250±40

## 7.5. Висновки

Запропоновані методи вимірювання параметрів об'ємних матеріалів та тонких плівок повною мірою використовують можливості сучасної вимірювальної техніки, а саме векторних панорамних вимірювачів. Хвилеводний нерезонансний метод вимірювання властивостей об'ємних матеріалів придатний до вимірювання діелектричних втрат та як низьких значень діелектричної проникності матеріалів, так і високих за умови використання узгоджувачів діелектричних трансформаторів. Передбачена можливість часткового заповнення хвилеводу вимірюваним матеріалом на випадок, коли зразок більшого розміру недоступний.

Хвилеводний метод вимірювання параметрів діелектричних плівок має перевагу над відомими в тому, що не потребує нанесення електродів. При цьому вимірюються властивості самої плівки, не спотворені впливом металізації.

Висока точність запропонованих методів забезпечується використанням електродинамічної моделі вимірювальної камери на основі розв'язання задачі дифракції на багат шаровій діелектричній структурі та зняттям частотної залежності параметрів матриці розсіяння з їх наступною обробкою за спеціальною процедурою. Крім того, вплив похибки визначення положення калібровочної площини частково компенсується додатковим калібровочним вимірюванням порожньої вимірювальної камери та електрофізичних параметрів допоміжних діелектричних компонентів. З цих вимірювань також визначається реальна величина втрат конкретної вимірювальної камери. Ця обставина стає особливо актуальною у разі вимірюванні матеріалів з низькими втратами та тонких плівок.

На основі проведеного аналізу похибок вимірювання вироблені рекомендації щодо їх зменшення. Досягнуті похибки вимірювання об'ємних матеріалів не перевищували 1% для відносної проникності та 2% для тангенса кута діелектричних втрат. Відносні похибки вимірювання діелектричної проникності плівок склали біля 10%, а тангенса кута діелектричних втрат біля 25%.

Запропоновано метод вимірювання відносної діелектричної проникності і тангенса кута діелектричних втрат сегнетоелектричних плівок, нанесених на підкладку ко-

планарної лінії. Метод ґрунтується на двох-портових вимірюваннях частотної залежності комплексної матриці розсіювання відрізка копланарної лінії з сегнетоелектричної плівкою і апроксимації цих залежностей теоретичними, розрахованими на основі методу скінченних елементів.

Запропонована методика апробована для сегнетоелектричних плівок  $(\text{Ba,Sr})\text{TiO}_3$ , нанесених на підкладки, виготовлені з монокристалічного  $\text{MgO}$ , методом лазерної абляції, а також плівок  $\text{Pb}(\text{Ti}, \text{Zr})\text{O}_3$  і  $(\text{Ba}, \text{Sr})\text{TiO}_3$ , нанесених на напівізолюючу кремнієву підкладку золь-гель методом. Відносна похибка методу для плівок товщиною 500 нм з відносною діелектричною проникністю 200 становить близько десяти відсотків для відносної діелектричної проникності і близько 30% для тангенса кута діелектричних втрат. Похибка вимірювання зростає зі зменшенням товщини плівки і її відносної діелектричної проникності і тангенса кута діелектричних втрат.

Наведені у цьому розділі основні наукові результати викладено в роботах автора [340-343, 345, 346, 351, 358-363, 367, 369-372, 374, 379, 380].



## Висновки з роботи

В дисертації проведено теоретичне обґрунтування та експериментальні дослідження нового класу керованих пристроїв на основі багатошарових діелектричних структур з мікромеханічним перелаштуванням мікрохвильових характеристик, зокрема:

1. Проведено електродинамічний аналіз діелектричної неоднорідності у вигляді системи діелектрик-повітря, розташованої між металевими пластинами, що є найпростішою структурою, придатною для електромеханічного керування за допомогою п'єзоелектричних або електрострикційних актюаторів. Отримано залежності ефективної діелектричної проникності одновимірної діелектричної неоднорідності від розміру повітряного проміжку між діелектриком та металевою пластиною в статичному наближенні, які є верхніми асимптотами залежностей перелаштування. Показано, що високу чутливість дисперсійних характеристик до механічної зміни конфігурації системи діелектрик-повітря мають тільки ті типи коливань, яким властива ненульова нормальна до границі розділу діелектрика і повітря компонента електричного поля. Встановлено залежності чутливості від електрофізичних параметрів використаних матеріалів, інваріант геометричної конфігурації і частоти та вироблено критерії їх вибору для забезпечення найбільшого діапазону перелаштування характеристик.

Отримано залежності ефективного тангенса кута діелектричних втрат від розміру повітряного проміжку в статичному наближенні, які визначають мінімальні втрати та є нижніми асимптотами аналогічних залежностей, якщо частота та товщина діелектрика відмінні від нуля. Встановлено, що у разі використання діелектриків з втратами та металів зі скінченною електропровідністю наявність повітряного зазору між діелектричними і металевими частинами зменшує втрати структури. Фактори, що підвищують чутливість ефективної діелектричної проникності до переміщень, також призводять до зменшення діелектричних, але збільшення металічних втрат, що вимагає пошуку компромісних рішень.

Встановлені закономірності можуть бути використані для пошуку оптимальних рішень в конструкціях керуючих діелектричних пристроїв з мікромеханічним перелаштуванням.

2. Методом часткових областей розв'язано задачу дифракції електромагнітних хвиль на діелектричній сходинці, розташованій між металевими пластинами. Завдяки врахуванню особливостей поля на діелектричному ребрі отримано ефективну процедуру розрахунку розсіяного поля. Розроблений метод, що надає змогу виявити основні закономірності розподілу електромагнітного поля в пристроях з мікромеханічним керуванням, був застосований для їх моделювання та проектування.

3. Проведено теоретичне та експериментальне дослідження характеристик інтегральних ліній передачі на багатошарових діелектричних основах. Показано, що повітряний проміжок між електродом та підкладкою викликає сильне збурення електромагнітного поля лінії, що призводить до зміни її ефективної діелектричної проникності та характеристичного опору. Отримано залежності еквівалентних параметрів МСЛ з мікромеханічним перелаштуванням від електрофізичних параметрів використовуваних матеріалів та інваріант геометричної конфігурації. За умови рівних переміщень рухомого електрода збільшення діапазону зміни ефективної діелектричної проникності досягається як збільшенням діелектричної проникності підкладки, так і зменшенням ширини сигнального електрода чи товщини підкладки. Показано, що статична залежність ефективної діелектричної проникності одновимірної діелектричної неоднорідності від розміру повітряного проміжку є верхньою асимптотою аналогічних залежностей МСЛ для скінченої ширини сигнального електрода. Цю аналітичну залежність можна використовувати для оцінки щонайменшого перелаштування ефективної діелектричної проникності МСЛ та граничних характеристик пристроїв на їх основі.

4. Наявність повітряного проміжку між рухомим електродом МСЛ і підкладкою за рахунок перерозподілу електромагнітної енергії між повітрям і підкладкою призводить до зменшення як діелектричних втрат, так і втрат у металевих частинах лінії. Діелектричні втрати у підкладці менші у лініях з більшим характеристичним опо-

ром, а втрати у металевих частинах МСЛ зменшуються в разі збільшення ширини електрода чи товщини підкладки та зменшення робочої частоти. Отримано асимптотичні залежності тангенсів кутів діелектричних та металічних втрат, що визначають максимальні діелектричні та мінімальні металічні втрати.

Чинники, що підвищують чутливість ефективної діелектричної проникності до переміщень сигнального електрода зменшують діелектричні втрати, проте збільшують металічні втрати. Тому існує суперечність між ефективністю перелаштування та дисипативними втратами.

5. Проведено аналіз електродинамічних властивостей фазообертачів на основі частково-заповнених діелектриком хвилеводів, мікросмушкових та копланарних ліній з мікромеханічним керуванням шляхом уведення неоднорідності у вигляді повітряного зазору змінної величини між металевими поверхнями та діелектриком. Показано високу ефективність такого принципу керування з точки зору чутливості та обґрунтовано можливість отримання низького рівня внесених втрат. Проведено аналіз модифікацій запропонованого принципу керування та вироблено практичні рекомендації щодо вибору тієї чи іншої конструкції в залежності від конкретної інженерної задачі. Проведено експериментальне дослідження запропонованих конструкцій фазообертачів. Результати вимірювань підтверджують високу ефективність запропонованих конструкцій, добре узгоджуються з теоретичними прогнозами.

Розроблений теоретичний апарат надає можливість моделювати різноманітні конструкції фазообертачів та будувати цільові функції для знаходження оптимальних рішень з точки зору мінімальних керуючих напруг, втрат та масо-габаритних показників фазообертачів.

6. Реалізовано метод перелаштування резонансної частоти нижчих типів коливань багат шарових мікросмушкових, діелектричних та екранованих діелектричних резонаторів за рахунок мікропереміщень їх складових частин. Резонансні частоти таких резонаторів мають високу чутливість до розміру повітряного проміжку, зміна якого на відсотки від розміру діелектричної області в напрямку переміщень призводить до зміщення резонансної частоти на десятки відсотків в залежності від діелект-

ричної проникності основної області та співвідношення між геометричними розмірами. Для сантиметрового діапазону довжин хвиль необхідні переміщення становлять десятки – сотні мікрометрів і можуть забезпечуватися сучасними п'єзоелектричними та електрострикційними актюаторами, що надає можливість реалізувати електромеханічне керування резонансною частотою.

За інших рівних умов границі перелаштування резонансної частоти загалом вищі для резонаторів з більшою діелектричною проникністю та меншим розміром основної області у напрямку переміщень. Встановлені закономірності підтверджені експериментальними дослідженнями.

7. У разі домінування діелектричних втрат залежність власної добротності від розмірів повітряного проміжку для всіх типів резонаторів має максимум. Зростання власної добротності пов'язане з перерозподілом енергії електромагнітного поля на користь повітряного проміжку і зменшенням результуючих дисипативних втрат. Після точки максимуму збільшення розміру повітряного проміжку призводить до зменшення енергії, що накопичується у повітряній області, що спричиняє зменшення власної добротності. Разом з тим, власна добротність завжди залишається більшою, ніж у неперелаштованого резонатора.

Чинники, що підвищують чутливість резонансної частоти до переміщень призводять і до зростання діелектричної складової власної добротності. У разі домінування втрат у металевих частинах резонансних елементів, хоча власна добротність залишається більшою ніж у неперелаштованого резонатора, вплив геометричних параметрів має протилежні тенденції, ніж у випадку домінування діелектричних втрат. Тому в залежності від домінування тих чи інших втрат вибір геометрії резонансного елемента може стати компромісом між ефективністю перелаштування резонансних частот та високою власною добротністю.

8. Розв'язанням задачі дифракції на діелектрику, що частково заповнює прямокутний хвилевод, поліпшено точність електродинамічної моделі вимірювальної камери і таким чином удосконалено хвилеводний метод вимірювання електрофізичних параметрів діелектричних матеріалів на НВЧ, що дозволило підвищити точність вимі-

рювання та використовувати малі зразки вимірюваних матеріалів, що не повністю перекривають поперечний переріз хвилеводу.

9. Розроблено нерезонансний безелектродний хвилеводний метод вимірювання електрофізичних параметрів тонких діелектричних плівок на діелектричних підкладах, що базується на вимірюванні частотних характеристик матриці розсіяння та розрахунку розсіяного поля на багат шаровій діелектричній структурі. Розроблена методика апробована для вимірювання діелектричної проникності та тангенсу кута діелектричних втрат сегнетоелектричних плівок  $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$ . Похибка вимірювань не перевищує 10% для діелектричної проникності та 25% для тангенса кута діелектричних втрат.

10. Запропоновано метод вимірювання діелектричної проникності і тангенса кута діелектричних втрат сегнетоелектричних плівок, нанесених на підкладку копланарної лінії. Метод ґрунтується на двох-портових вимірюваннях частотної залежності комплексної матриці розсіювання відрізка копланарної лінії з сегнетоелектричною плівкою і апроксимації цих залежностей теоретичними, розрахованими на основі методу скінченних елементів. Запропонована методика апробована для сегнетоелектричних плівок  $(\text{Ba},\text{Sr})\text{TiO}_3$ , нанесених на підкладки, виготовлені з монокристалічного  $\text{MgO}$ , методом лазерної абляції, а також плівок  $\text{Pb}(\text{Ti},\text{Zr})\text{O}_3$  і  $(\text{Ba},\text{Sr})\text{TiO}_3$ , нанесених на напівізолюючу кремнієву підкладку золь-гель методом. Відносна похибка вимірювання параметрів плівок товщиною 500 нм з відносною діелектричною проникністю 200 становить близько десяти відсотків для діелектричної проникності і близько 30% для тангенса кута діелектричних втрат. Похибка вимірювання зростає зі зменшенням товщини плівки і її відносною діелектричною проникністю і тангенса кута діелектричних втрат.

## Список використаних джерел

1. Интегральные устройства СВЧ телекоммуникационных систем / М.Е. Ильченко, А.А. Липатов, Н.А. Могильченко [и др.]– К.: Техніка, 1998. – 109с.
2. Микроволновые устройства телекоммуникационных систем: в 2-х т. / М.З. Згуровский, М.Е. Ильченко, С.А. Кравчук [и др.]– К. : Політехніка, 2003. Т. 1 : Распространение радиоволн. Антенные и частотно-избирательные устройства.– 2003.– 454 с. ISBN 966-622-120-9
3. Микроволновые устройства телекоммуникационных систем: в 2-х т. / М.З. Згуровский, М.Е. Ильченко, С.А. Кравчук [и др.]– К. : Політехніка, 2003.Т. 2 : Устройства приемного и передающего трактов. Проектирование устройств и реализация систем.– 2003.– 613 с. ISBN 966-622-121-7
4. Toyoda S. Variable band pass filters using varactor diodes / S. Toyoda // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – 1981. – Vol. MTT 29. – No 4. – pp. 356 - 362.
5. Chandler S. R. Active varactor tunable bandpass filter / S. R. Chandler, I. C. Hunter, J. G. Gardiner // IEEE Microwave Guided Wave Lett. – Mar. 1993. – Vol. 3. – No 3. – pp. 70 - 71.
6. Brown A. R. A varactor-tuned RF filter / A. R. Brown, G. M. Rebeiz // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – July 2000. – Vol. 48. – No 7. – pp. 1157 - 1160.
7. Torregrosa-Penalva G. A simple method to design wide-band electronically tunable combline filters / G. Torregrosa-Penalva, G. Lopez-Risueno, J. I. Alonso // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – 2002. – Vol. 50. – No. 1. – pp. 172 - 177.
8. Miniaturized reconfigurable and switchable filter from UWB to 2.4 GHz WLAN bands using PIN diodes / M. F. Faeyz, Y. X Guo, Z. N. Chen [et al.] // IEEE IMS. – Boston, 2009. – pp. 509 - 512.
9. Voltage-controlled RF filters employing thin-film barium-strontium-titanate tunable capacitors / A.Tombak, J.-P. Maria, F.T.Ayguavives [et al.] // IEEE Trans. Microwave Theory Tech.– 2003. – Vol. 51, No 2. – pp. 462 – 467. ISSN: 0018-9480.

10. Moeckly B. H. Strontium titanate thin films for tunable  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  microwave filters / B. H. Moeckly, Y. Zhang // IEEE Trans. Appl. Superconduct. – 2001. – Vol. 11. – No.1. – pp. 450 - 453.
11. Helszajn J. YIG resonators and filters / J. Helszajn.– John Wiley & Sons, 2005.– 242 p.
12. Virdee B.S. Effective technique for electronically tuning a dielectric resonator / B.S. Virdee // Electron. Lett.– 1997.– Vol. 33.– No. 4.– pp. 569 - 574.
13. Lucyszyn S. Synthesis techniques for high performance octave bandwidth  $180^\circ$  analog phase shifters / S. Lucyszyn, I. D. Robertson // IEEE Trans. Microwave Theory Tech.– Apr. 1992.– Vol. 40, pp. 731–740.
14. Campbell C.F. A compact 5-bit phase-shifter MMIC for K-band satellite communication systems / C.F. Campbell, S.A. Brown // IEEE Trans. Microwave Theory Tech.– Dec. 2000.– Vol. 48, pp. 2652–2656.
15. Ellinger F. Compact reflective-type phase-shifter MMIC for C-band using a lumped-element coupler / F. Ellinger, R. Vogt, W. Bachtold // IEEE Trans. Microwave Theory Tech.– May 2001.– Vol. 49, pp. 913–917.
16. Rao J.B.L. Voltage-controlled ferroelectric lens phased arrays / J.B.L. Rao, D.P. Patel, V. Krichevsky // IEEE Trans. Antennas Propagat.– Mar. 1999.– Vol. 47, pp. 458–468.
17. Deleniv A. Tunable ferroelectric filter-phase shifter / A. Deleniv, S. Abadei, S. Gevorgian // IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest.– June 2003.– Vol. 2, P. 1267–1270.
18. Coplanar ferroelectric phase shifter on silicon substrate with  $\text{TiO}_2$  buffer layer / Ki-Byoung Kim, Tae-Soon Yun, Hyun-Suk Kim [et al.] // Proc. of European Microwave Conference EuMC-2005.–Sep. 2005.– Vol. 1, 4 pp.
19. Lee C.S. Coplanar waveguide semiconductor phase shifter / C.S. Lee, J.M. Tran // Microwave Opt. Technol. Lett.– Oct. 1995.– Vol. 10, No 2.– pp. 100–102.

20. Zhang J. Design and performance of a new digital phase shifter at X-band / Jin Zhang, S. Ortiz, A. Mortazawi // IEEE Microwave and Wireless Components Letters.– Sept. 2004.– Vol. 14 , pp. 428–430.
21. Demonstration of a photonicly controlled RF phase shifter / S.-S. Lee, A.H. Udupa, H. Erlig [et al.] // IEEE Microwave Guided Wave Lett.– Sept. 1999.– Vol. 9, pp. 357–359.
22. Phase modulation efficiency and transmission loss of silicon optical phase shifters / Liao Ling, Liu Ansheng, R. Jones [et al.] // IEEE Journal of Quantum Electronics.– Feb. 2005.– Vol. 41, pp. 250–257.
23. Galt D. Microwave tuning quality and power handling of voltage–tunable capacitors: Semiconductor varactors vs.  $Ba_{1-x}Sr_xTiO_3$  / D. Galt, T. Rivkina, M.W. Cromer // Proc. Mater. Res. Soc.– 1998.– pp. 341–347.
24. K –band MMIC beam steered transmitter array / D.L.Rascoe, A.L.Riley, J.Huang [et al.] // IEEE Trans. Microwave Theory Tech.– Dec. 1989.– Vol.37, pp. 2165-2168.
25. Monolithic Ka-band phase shifter using voltage tunable  $BaSrTiO_3$  parallel plate capacitors / E.G. Erker, A.S.Nagra, Yu Liu [et al.] // IEEE Microwave and Guided Wave Letters.– January 2000.– Vol. 10, No 1. – pp. 7-12.
26. Epitaxial BST thin film as microwave phase shifter / B.J. Kim, S.Baik, Y. Poplavko, Y. Prokopenko // Integrated Ferroelectrics.– 2001.– Vol. 34.– pp. 207-214, ISSN: 1058-4587.
27. Electrically tunable phase shifters with air-dielectric sandwich structure / M.Jeong , V.Kazmirenko, Y.Poplavko [et al.] // Mat. Res. Soc. Symp. Proc.– 2002.– Vol. 720, pp. H3.12.1–H3.12.6.
28. Молчанов В.И. О возможности использования пьезоэффекта для управления резонансной частотой твердотельных СВЧ-фильтров / В.И. Молчанов, Ю.И. Якименко, В.М. Пашков // Проблемы интегральной электроники СВЧ: Тез. докл. Всесоюз. науч.-техн. конф. 4-6 апреля 1984, г. Ленинград.– 1984.– С.156.



29. Молчанов В.И. Составной диэлектрический резонатор с воздушным зазором / В.И. Молчанов, С.В. Пятчанин, Ю.В. Прокопенко // Изв. вузов СССР. Сер.Радиоэлектроника.– 1987.– № 1.– С.31-35.
30. Пятчанин С.В. Составной перестраиваемый диэлектрический резонатор СВЧ / С.В. Пятчанин, Ю.В. Прокопенко, В.И. Молчанов // Диэлектрики и полупроводники. Респ. межвед. науч.-техн. сборник.– 1987.– Вып.32.– С.33-35.
31. Бутко В.И. Фазовращатели миллиметрового диапазона с электромеханическим управлением / В.И. Бутко, Ю.В. Прокопенко // Актуальные проблемы в области радиоэлектроники, автоматике, вычислительной техники, энергетики, машиноприборостроения и промышленных технологий: Тез. докл. науч.-техн. конф. молодых ученых и специалистов. – Киев, 1988. –С.34.
32. Фазовращатели миллиметрового диапазона с пьезоэлектрическим управлением / В.И. Молчанов, В.И. Бутко, Ю.В. Прокопенко, Ю.П. Паньковский // Интегральная электроника СВЧ: Тез. докл. Всесоюз. науч.-техн. конф. 14-16 июня 1988.– Красноярск, 1988.– С.40.
33. Yun T.-Y. A low loss time-delay phase shifter controlled by piezoelectric transducer to perturb microstrip line / T.-Y. Yun, K. Chang // IEEE Microwave Guided Wave Lett.– Mar. 2000.– Vol. 10.– pp. 96–98.
34. Yun T.-Y. Analysis and optimization of a phase shifter controlled by a piezoelectric transducer / T.-Y. Yun, K. Chang // IEEE Transactions On Microwave Theory And Techniques.– January 2002.– Vol. 50, No. 1, pp. 105-111.
35. Mansour R. High-Q tunable dielectric resonator filters / R. Mansour // IEEE Microwave Magazine.–October 2009.– Vol. 10, No 6.– pp. 84–98, ISSN 1527-3342.
36. High-Q Tunable Filters / R.R. Mansour, F.Huang, S. Fouladi [et al.] // IEEE Microwave Magazine, July.–August, 2014.– Vol. 15, No 5.– pp. 70-82
37. Pozar D. M. Microwave engineering. 2nd edition / David M. Pozar — John Wiley & Sons, 1998. — 716 p.
38. Magableh F.M. LTCC based microwave filters for wireless and handheld products resonators / Faisal M. Magableh — University of Arkansas, Fayetteville.– 2004.– 246 p.

39. Boutejdar A. A new design of a tunable WLAN-band pass filter using a combination of varactor device, RF-choke and Hairpin-Defected Ground Structure / A. Boutejdar, A. Omar, M. Senst, E.P. Burte, A. Batmanov, R. Mikuta // Microwave Conference (EuMC), 41st European.—2011.—pp. 1067 - 1070.
40. Wang X.-G. A Tunable combline bandpass filter loaded with series resonator / Xu-Guang Wang, Young-Ho Cho, Sang-Won Yun // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques.—2012.— Vol. 60.— No 6.— pp. 1569— 1576.
41. El-Tanani M.A. Corrugated microstrip coupled lines for constant absolute bandwidth tunable filters / M.A.El-Tanani, G.M.Rebeiz // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques.— 2010.— Vol. 58.— No 4. — pp.956-963
42. Pramod M., Vinoy K.J. Electronically tunable zero order resonator based on CRLH-TLs // National Conference on Communications (NCC).— 2011.— pp. 1-3.
43. Guyette A.C. Intrinsically switched varactor-tuned filters and filter banks / A.C.Guyette // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques.— 2012.— Vol. 60.— No 4.— pp. 1044-1056
44. Chen J. Loss Compensated High-Q Tunable Basspass Filter Using Microstrip Ring Resonators / Jia Chen, Luong Ngoc Quyen, Xiaowei Zhu // International Conference on Advanced Technologies for Communications (ATC).— 2011.— pp. 191-194.
45. Wenxing T. Reconfigurable Microstrip Combline Filter with Tunable Center Frequency and Bandwidth / T.Wenxing, H.Jiasheng // Proceedings of the Asia-Pacific Microwave Conference.—2011.— pp. 1162 - 1165.
46. Cheng F. Tunable Bandpass Filter using Varactor-Loaded Quarter-Wavelength Resonator / Fei Cheng, Xianqi Lin, Yiyao Hu, Yong Fan // International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology (ICMMT).— 2012.— Vol.5.— pp. 1-3.
47. Burdin F. Tunable compact filters based on stub-loaded parallelcoupled resonators / F. Burdin, E. Pistono, P. Ferrari // Mediterranean Microwave Symposium (MMS).— 2010.— pp. 110 - 113.
48. Ngoc Quyen L. Tunable Narrowband Bandpass Filter Using Higher Order Microstrip Ring Resonator / Luong Ngoc Quyen, Xiaowei Zhu, Jing Liu // International

Conference on Advanced Technologies for Communications (ATC).—2011.— pp. 195-198.

49. Abdul Latip M.A. Varactor-Based Frequency-Tuned Microwave Open-Circuited Stub Resonator / M.A. Abdul Latip, M.K. Mohd Salleh, N. Ab Wahab, M.K. Hamzah // International Conference on Electronic Devices, Systems and Applications (ICEDSA).— 2011.— pp. 22 -24.

50. Abdul Latip, M.A. Tuning circuit using varactor diode for tunable bandstop resonator / M.A. Abdul Latip, M.K. Mohd Salleh, I. Pasya // Symposium on Wireless Technology and Applications (ISWTA).— 2011.—pp.17 - 20.

51. Lee J. An analytic design method for microstrip tunable filters / J.Lee, K. Sarabandi // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques.—2008.—Vol. 56.— No 7.— pp. 1699 - 1706.

52. An electronically tunable microstrip bandpass filter using thin-film barium–strontium–titanate (BST) varactors / J. Nath, D. Ghosh, J.-P. Maria, A.I. Kingon [et al.] // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques.— 2005.— Vol. 53.— № 9.— pp. 2707-2712.

53. Nath J. A tunable combline bandpass filter using barium strontium titanate interdigital varactors on an alumina substrate / J. Nath, W. Fathelbab, P.D. Franzon [et al.] // IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest.— 2005.— pp. 595-598/

54. Precise frequency and bandwidth control of switchable microstrip bandpass filters using diode and microelectro-mechanical system technologies / Z. Brito-Brito, I. Llamas-Garro, G. Navarro-Muñoz [et al.] // IET Microwaves, Antennas & Propagation.— 2012.— Vol.6.— pp. 713 — 719.

55. Yao L. Tunable microstrip ring bandpass filter / Lan Yao, Wei Hong, Ke Wu // China-Japan Joint Microwave Conference Proceedings (CJMW).—2011.— pp. 1—3.

56. Faeyz M. F. Miniaturized reconfigurable and switchable filter from UWB to 2.4 GHz WLAN bands using PIN diodes / M. F. Faeyz, Y. X Guo, Z. N. Chen at al. // IEEE IMS. — Boston, 2009. — pp. 509 — 512.

57. Virdee B. S. Novel invasive electronic tuning of dielectric resonators / B. S. Virdee, A. Virdeet, L. A. Trinoga // IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig. — 2003. — pp. 51-54.
58. Вендик О.Г. Продвижение сегнетоэлектрических управляющих устройств в высокочастотную область диапазона СВЧ / О.Г. Вендик, И.Г. Мироненко, Л.Т. Мартиросян // Изв. АН СССР. Сер. физическая.—1987.—Т.51.— №10.— С. 1748-1752.
59. СВЧ–вариконды на основе тонких пленок титаната стронция, полученные методом реактивного лазерного распыления / З. П. Бекетова, А. И. Гросман, Л. И. Понтус [и др.] // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1988. — Вып.5 (409). — С. 60-62.
60. Нарытник Т.Н. Электрически управляемые многофункциональные структуры СВЧ / Т.Н. Нарытник, В.Б. Фёдоров, В.Н. Денисенко // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1980. — Вып.11. — С. 7 — 11.
61. А. с. 687500 СССР, МКИ Н01Р 7/06. Сверхвысокочастотный резонатор / Т. Н. Нарытник, В. Б. Федоров, В. И. Приймак. — Оpubл. 1979, Бюл. N35.
62. Алексейчик Л.В. Быстрая электрическая перестройка резонансной частоты диэлектрического СВЧ-резонатора / Л.В. Алексейчик, В.И. Беглов, В.М. Геворкян // Труды МЭИ. — 1981. — Вып.522. — С.75 — 81.
63. Subramanyam G. A novel K-band tunable microstrip bandpass filter using a thin film HTS/ferroelectric/dielectric multilayer configuration / G. Subramanyam, F. Van Keuls, F.A. Miranda // IEEE MTT-S International Microwave Digest Symposium.— 1998.— Vol.2.— pp. 1011— 1014.
64. A systematic way to YIG-filter-design / M. Aigle, G. Hechtfisher, W. Hohenester [et al.] // European Microwave Conference, EuMA. — 2007. — pp. 668-671.
65. Uher J. Tunable microwave and Millimeter-waves band-pass filters / Jaroslav Uher, Wolfgang J. R. Hoefler // IEEE Transactions Microwave Theory Tech.— 1991. — Vol. 39. — № 4. — pp. 643-653.
66. Tsutsumi M. On the YIG film filters / M. Tsutsumi, K. Okubo // in IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig., June 1992. — Vol. 3. — pp. 1397-1400.

67. Uher J. Computer aided design and improved performance of tunable ferrite—loaded E-plane filters / J. Uher, F. Arnot, J. Bornrman // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. — 1988. — Vol. 36. — № 5. — pp. 1841-1849.
68. Molin G. A study on the optical control of dielectric resonator stabilized FET oscillator / G. Molin, J. Renpei, W. Cheng // Microwave Conference Proceedings APMC'97. — 1997. — pp. 565-568.
69. Zheng H. X. Numerical modeling of optically controlled dielectric resonator / H. X. Zheng, J. C. Ding, D. Y. Yu // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. — 2006. — Vol. 27. — №. 1. — pp. 55-66.
70. Haidar J. Optoelectronic tuning of microwave stub line / J. Haidar, M. Bouthinon, A. Vilcot // Electronic Letters. — 1996. — Vol. 32. — № 3. — pp. 225 - 226.
71. Yamamoto Y. Tuning a Bandpass Filter by Optical Control of a Negative-Resistance Circuit / Y. Yamamoto, Y. Imon, S. Mikumo, M. Katsuragi // IEEE Transactions Microwave Theory Technique. — 1998. — Vol. 46. — № 12. — Part 1. — pp. 2006 - 2010.
72. Development of high-speed mechanical tuning system for HTS filters / S. Ohshima, M. Ohsaka, Jae-Hun Lee, S. Takeuchi [et al.] // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. — 2009. — Vol. 19. — № 3. — Part 1. — pp. 903-906.
73. Fiedziuszko S. The influence of conducting walls on resonant frequencies of the dielectric microwave resonator / S. Fiedziuszko, A. Jelenski // IEEE Trans. — 1971. — V. MTT. - 19. — №.9. — pp. 778 - 779.
74. Черний Б.С. Расчет электродинамических характеристик диэлектрических резонаторов с перестройкой частоты диэлектрическими дисками / Б.С. Черний // Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника. — 1980. — №2. — С.60-66.
75. Mechanical tuning of superconducting lumped element filter / S. Hontsu, K. Guchi, K. Agemura, H. Nishikawa, M. Kusunoki // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. — 2005. — Vol. 15. — № 2. — Part 1. — pp. 972 - 975.
76. Courcimault C.G. High-Q mechanical tuning of MEMS resonators using a metal deposition -annealing technique / C.G.Courcimault, M.G.Allen // The 13<sup>th</sup> International

Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems.— 2005.— Vol. 1.— pp. 875 - 878.

77. Zhang R. Novel tunable lowpass filters using folded slots etched in the ground plane / R.Zhang, R.R. Mansour // IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest.— 2005.— pp. 775-778.

78. On the dielectric polarization effects in capacitive RF-MEMS switches / G.J. Papaioannou, M. Exarchos, V. Theonas [et al.] // IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest.— 2005.— pp. 761-764.

79. A single-pole 6-throw (SP6T) antenna switch using metal-contact rf mems switches for multi-band applications / Jaewoo Lee, Chang-Han Je, Seongweon Kang, Chang-Auck Choi // IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest.— 2005.— pp. 931-934.

80. Dec A. Micromachined electro-mechanically tunable capacitors and their applications to RF IC's / A.Dec, K.Suyama // IEEE Transactions Microwave Theory Technique. — 1998. — Vol. 46. — № 12.— Part 2.— pp. 2587- 2596.

81. Digital reflection type phase shifter based on a ferroelectric planar capacitor / V.Sherman, K.Astafev, N.Setter [et al.] // IEEE Microwave and Wireless Comp. Letters.— 2001.— Vol. 11.— pp. 407–409.

82. Vendik I.B. Commutation quality factor of two-state switchable devices / I.B.Vendik, O.G.Vendik, E.L.Kollberg // IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques.— May 2000.— Vol. 48.— pp. 802–808.

83. Parker D. Phased Arrays – Part I. Theory and architectures / D.Parker, D.C. Zimmermann // IEEE Transactions on microwave theory and techniques.— March 2002.— Vol. 50, № 3.— pp. 678-687.

84. Parker D. Phased Arrays – Part II. Implementations, applications and future trends / D.Parker, D.C. Zimmermann // IEEE Transactions on microwave theory and techniques.— March 2002.— Vol. 50, № 3.— pp. 688-698.

85. White J.F. Diode phase shifters for array antennas / J.F. White // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. (Special Issue).— June 1974.— Vol. MTT-22.— pp. 658-674.

86. Davis M.E. Integrated diode phase-shifter elements for an X-band phased-array antenna / M.E.Davis // IEEE Trans. Microwave Theory Tech.– Dec. 1975.– Vol.MTT-23.– pp. 1080–1084.
87. Terrio F.G. A low cost p-i-n diode phase shifter for airborne phased-array antennas / F.G.Terrio, R.J.Stockton, W.D.Sato // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. (Special Issue).– June 1974.– Vol. MTT-22.– pp. 688–692.
88. Garver R.V. Microwave diode control devices in Phase Shifters. Norwood, MA: Artech House, 1976, ch. 10.
89. Голубева И.П. Метод расчета и оптимизации конструктивных параметров проходных фазовращателей с отражающими фазовращательными элементами на р i n диодах / И.П. Голубева, Ю.В. Прокопенко, И.Че // Электроника и связь. 2004.– № 24.– С. 5-10.
90. Epitaxial  $Ba_{0.5}Sr_{0.5}TiO_3$  thin films as microwave phase shifters / B.J. Kim, S. Baik, Y. Poplavko, Y. Prokopenko, J.Y. Lim, B.M. Kim // The 12th International Symposium on Integrated Ferroelectrics, ISIF-2000, 12-15 March, 2000, Aachen, Germany.– 2001.– p. 1.
91. Monolithic Ka-band phase shifter using voltage tunable  $BaSrTiO_3$  parallel plate capacitors / E.G.Erker, A.S.Nagra, Yu Liu [et al.] // IEEE Microwave and Guided Wave Letters.– January 2000.– Vol. 10, № 1. – pp. 7-12.
92. A new high performance phase shifter using  $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$  thin films / B.Acikel, T.R.Taylor, P.J. Hansen [et al.] // IEEE Microwave and Wireless Components Letters.– 2002.– Vol. 12, №6.– pp. 237–239.
93. Phase shifters using  $BaSrTiO$  thin films on sapphire and glass substrate / B.Acikel, Y.Liu, A.S.Nagra [et al.] // IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.– 2001.– pp. 1191–1194.
94. Gevorgian S.S. Electrically controlled HTSC/ferroelectric coplanar waveguide / S.S.Gevorgian, D.I.Kaparkov, O.G.Vendik // IEE Proceedings on Microwaves, Antennas and Propagation.–1994.– Vol. 141, Issue 6, №12.– pp. 501–503.

95. De Flaviis F. Planar microwave integrated phase-shifter design with high purity ferroelectric material / F.De Flaviis, N.G.Alexopoulos, O.M.Stafsudd // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques.–1997. Vol. 45, №6.– pp. 963–969.
96. Abbas F. A distributed ferroelectric superconducting transmission-line phase shifter / F.Abbas, L.E.Davis, J.C.Gallop // IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest.–1996.– Vol. 3.– pp. 1671–1674.
97. Козырев А. СВЧ фазовращатель с планарными конденсаторами на основе пленок титаната стронция / А.Козырев, А.Иванов, О.Солдатенко [и др.] // Письма в ЖТФ.– 1999.– Том 25, вып. 20.– С. 78-83.
98. 60 ГГц фазовращатель на основе (Ba, Sr)TiO<sub>3</sub> сегнетоэлектрической пленки / А.Б.Козырев, А.В.Иванов, О.И.Солдатенко [и др.] // Письма в ЖТФ.– 2001.– том 27, вып. 24.– С. 78-83.
99. Волноводно-щелевой 60 ГГц фазовращатель на основе (Ba, Sr)TiO<sub>3</sub> сегнетоэлектрической пленки / А.Козырев, М.Гайдуков, А.Гагарин [и др.] // Письма в ЖТФ.– 2002.– том 28, вып. 6.– С. 16-21.
100. Ferroelectric materials for phased array applications / J.B.L.Rao, D.P.Patel, L.C.Sengupta, J.Synowezynski // IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium Digest.– 1997.– Vol. 4.– pp. 2284–2287.
101. Rao J.B.L. Voltage-controlled ferroelectric lens phased arrays / J.B.L.Rao, D.P.Patel, V.Krichevsky // IEEE Transactions on Antennas and Propagation.–1999.– Vol. 47, No 3.– pp. 458–468.
102. Hord W.E. A new type of fast switching dual-mode ferrite phase shifter / W.E.Hord, C.R.Boyd, D.Diaz // IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.– June 1987.– Vol. II.– pp. 985–988.
103. Oness C. M. Medium power S-band rotary-field phase shifters / C.M.Oness, W.E.Hord, C.R.Boyd // IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.– May 1972.– pp. 248–250.
104. Boyd C.R. A latching ferrite rotary-field phase shifter / C.R.Boyd // IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.– 1995.– Vol. I.– pp. 103–106.



105. Treuhafat M.A. Use of microwave ferrite toroids to eliminate external magnets and reduce switching powers / M.A.Treuhafat, L.M.Silber // Proc. IRE.– 1958. – Vol. 46.– pp. 1538.
106. Fox A.G. An adjustable waveguide phase changer / A.G.Fox // Proc. IRE. Dec.– 1947.– Vol. 35.– pp. 1489–1498.
107. Roberts R.G. An X-band reciprocal latching Faraday rotator phase shifter / R.G.Roberts // IEEE MTT-S Int. Microwave Symp.– Dig. 1970.– pp. 341–345.
108. Ferrite devices and materials / J.D.Adam, L.E.Davis, G.F.Dionne [et al.] // IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques.– March 2002.– Vol. 50.– pp. 721–737.
109. Weiss J.A. New uniaxial-ferrite millimeter-wave junction circulators / J.A.Weiss, N.G.Watson, G.F.Dionne // IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.– 1989.– pp. 145–148.
110. Thick yttrium–iron–garnet (YIG) films produced by pulsed laser deposition (PLD) for integration applications / Buhay H., Adam J. D., Daniel M. R., [et al.] // IEEE Trans. Magn.– Nov. 1995.– Vol. 31.– pp. 3832-3834.
111. Effective linewidth due to conductivity losses in barium ferrite / J.R.Truedson, K.D.McKinstry, R.Karim, C.E.Patton // IEEE Trans. Magn.– Sept. 1992.– Vol. 28.– pp. 3309–3311.
112. Harvey A. F. Microwave engineering, Acad. Press, NY, 1963.
113. Yun T. Piezoelectric-transducer-controlled tunable microwave circuits / T.Yun, K.Chang // IEEE Trans. Microwave Theory Tech.– May 2002.– Vol. 50, № 5.– pp. 1303-1310.
114. Rebeiz G., Muldavin J. RF MEMS switches and switch circuits / G.Rebeiz, J.Muldavin // IEEE Microwave Mag.– Dec 2001.– Vol. 2.– pp. 59-71.
115. De Los Santos H.J. RF MEMS circuit design for wireless communication / H.J. De Los Santos .– Boston: Artech House , 2002. – 267 p.
116. MEMS relay for reconfigurable RF circuits / R.E.Mihailovich, M.Kim, J.B.Hacker, E.A.Sovero // IEEE Micr. Wireless Comm. Lett.– 2001.– Vol. 11, No 2.– pp. 53-55.

117. Ka-band RF MEMS phase shifters for phased array applications / B.Pillans, S.Eshelman, A.Malczewski [et al.] // 2000 IEEE Radio Frequency Integrated Circuits (RFIC) Symposium Digest.— 2000.— pp. 195-199.
118. Low-loss distributed MEMS phase shifter / A.Borgioli, Yu Liu, A.S.Nagra, R.A.York // IEEE Microw. Theor. Tech.— 2000.— Vol. 10, No 1.— pp.7-12.
119. Barker N.S. Distributed MEMS true-time delay phase shifters and wide-band switches / N.S.Barker, G.M.Rebeiz // IEEE Transactions On Microwave Theory And Techniques.— November 1998.— Vol. 46, No 11.— pp. 1881-1890.
120. Micromachined microwave actuator (MI-MAC) technology—A new tuning approach for microwave integrated circuits / L.E.Larson, R.H.Hackett, M.A.Melendes, R.F.Lohr // IEEE Microwave Millimeter-Wave Monolithic Circuits Symp., Boston, MA.— June 1991.— pp. 27–30.
121. Micromechanical membrane switches for microwave applications / C.Goldsmith, T.H.Lin, B.Powers [et al.] // IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig., Orlando, FL, June 1995.— pp. 91–94.
122. Yao J.J. A surface micromachined miniature switch for telecommunications applications with signal frequencies from DC up to 4 GHz / J.J.Yao, M.F.Chang // Int. Conf. Solid-State Sensors Actuators Dig., Stockholm, Sweden, June 1995.— pp. 384–387.
123. Goldsmith C. Characteristics of micromachined switches at microwave frequencies / C.Goldsmith, J.Randall, S.Eshelman // IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig., San Francisco, CA, June 1996.— pp. 1141–1144.
124. Pacheco S. Micromechanical electrostatic K-band switches / S.Pacheco, C.T.Nguyen, L.P.B.Katehi // IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig., Baltimore, MD, June 1998.— pp. 1569–1572.
125. Compact tunable periodically LC loaded microstrip line for phase shifting applications / C. Damm, M. Schussler, M. Oertel, R. Jakoby // IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest.— 2005.— pp. 2003-2006.

126. Prokopenko Yu.V. Electromechanically tunable dielectric microwave devices / Yu.V. Prokopenko, Yu.M. Poplavko, V.I. Molchanov // Telecommunication Science.— 2010.— V.1, No1.— pp.57-64.

127. Prokopenko Y. Dielectric-air structure as a component of electromechanically controlled microwave devices / Y. Prokopenko, Y. Poplavko, N. Ruda // 2010 International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET-2010), 6-8 Sept. 2010, Kyiv.— Kyiv, 2010.— pp.1-4. ISBN: 978-1-4244-8859-9

128. Poplavko Y.M. Electromagnetic analysis of dielectric-air structure placed between metal plates / Y.M.Poplavko, Y.V.Prokopenko, N.A. Ruda // Материалы XII Международной конференции «Физика диэлектриков (Диэлектрики-2011)», 23-26 мая 2011, Санкт-Петербург. — Санкт-Петербург, 2011. — Т.1, С.318-321.

129. Перестраиваемые СВЧ-устройства с электромеханическим управлением / Ю.М. Поплавко, В.И. Молчанов, В.М. Пашков, Ю.В. Прокопенко, В.А. Казмиренко, И.П. Голубева, Б.Б. Працюк // Техника и приборы СВЧ.— 2009.— Вып.1.— С.49-59.

130. Руда Н.А. Решение задачи дифракции на диэлектрическом клине, расположенном между металлическими плоскостями, методом частичных областей / Н.А. Руда, Ю.В. Прокопенко, Ю.М. Поплавко // Материалы международной научно-технической конференции «Радиотехнические поля, сигналы, аппараты и системы (теория, практика, история, образование)», 22-29 февраля 2012, Киев.— Киев, 2012.— с.119-120.

131. Ruda N. Boundary element method for scattering problem on dielectric wedge placed between metal plates / N. Ruda, Y. Poplavko, Y. Prokopenko. // Proc. of 19th International Conference on Microwave Radar and Wireless Communications MIKON-2012, May 21-23, 2012, Warsaw, Poland. — 2012. — Vol.1.— pp. 217-220. ISBN: 978-1-4577-1435-1

132. Швингер Ю. Неоднородности в волноводах / Ю. Швингер // Зарубежная радиоэлектроника.— 1970. —№3. —С.4-106.

133. Вычислительные методы в электродинамике / Под ред. Р. Миттры. – М.: Мир, 1977. – 486с.
134. Миттра Р. Аналитические методы теории волноводов / Р. Миттра, С. Ли. – М.: Мир, 1974. – 324с.
135. Brooky G.N. Field behaviour near anisotropic and multidielectric edges / G.N. Brooky, M.Z. Kharadly // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – July 1977. – V. 25. – No.4. – pp.571-575.
136. Линии передачи сложных сечений / Г.Ф. Заргано, А.М. Лерер, В.П. Ляпин, Г.П. Синявский; Под ред. В.С. Михалевского. – Ростов: Издательство Ростовского университета, 1983. – 320с.
137. Веселов Г.Н. Об учёте особенностей электромагнитных полей в методе частичных областей / Г.Н.Веселов, Н.И. Платонов, Е.С. Слесарев // Радиотехника. – 1980. – №5. – С.27-34.
138. Собственные частоты прямоугольного составного диэлектрического резонатора / Молчанов В.И., Бутко В.И., Прокопенко Ю.В. и др. // Изв. вузов СССР Сер.Радиоэлектроника. –1990. – №10. – С.64-66.
139. Руда Н.А. Решение задачи дифракции на диэлектрическом клине, расположенном между металлическими плоскостями, методом частичных областей / Н.А. Руда, Ю.В. Прокопенко, Ю.М. Поплавко // Вестник Национального технического университета Украины «Киевский политехнический институт», Серия Радиотехника. Радиоаппаратостроение. –2012. – Вып.48. – С.13-22. ISSN 0203-6584
140. Автоматизированное проектирование устройств СВЧ / В.В.Никольский, В.П.Орлов, В.Г.Феоктистов и др.; Под ред. В.В. Никольского. – М.: Радио и связь, 1982. –272 с.
141. Electromechanical control over effective permittivity used for microwave devices / Y. Prokopenko, Y. Poplavko, V. Kazmirenko, I. Golubeva // Dielectric Material, In-Tech. – 2012. – pp. 281-302. ISBN 978-953-51-0764-4. DOI: 10.5772/2781

142. Прокопенко Ю.В. Пределы управляемости диэлектрической неоднородности, расположенной между металлическими плоскостями / Ю.В. Прокопенко // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.– 2012.– №6.– С.16-20.
143. Егоров Ю.В. Частично заполненные прямоугольные волноводы / Ю.В. Егоров.– М.: Сов. радио.– 1967.– 216 с.
144. Scattering in partially loaded waveguide / N. Ruda, V. Kazmirenko, Yu. Prokopenko, Yu. Poplavko // Proceedings of the XXXII International Scientific Conference “Electronics and nanotechnology”, April 10-12, 2012, Kyiv.– Kyiv, 2012.– pp. 61-62. ISBN 979-976-96871-0-1
145. Поплавко Ю.М. Физика диэлектриков. Учеб. пособие для вузов / Ю.М. Поплавко . — Киев: Вища школа. Головное изд-во, 1980. — 400 с.
146. Григорьев А.Д. Электродинамика и техника СВЧ / А.Д.Григорьев. – М.: Высш. шк., 1990. – 335с.
147. Sunggi Baik, Minki Jeong, Beomjin Kim, Yuri Poplavko and Yuri Prokopenko, "Tunable microwave system with air-dielectric sandwich structure including tunable dielectric resonator, tunable microwave filter, tunable phase shifter and electrically scanning lens-type phase array antenna" Korea Patent No. 0399605 (2003.09.17).
148. Диэлектрический фазовращатель с пьезоуправлением / Ю.М. Поплавко, В.А. Казмиренко, Ю.В. Прокопенко [и др.] // Электроника и связь.– 2002.– №15.– С. 117-120.
149. Low loss phase shifter based on piezocontrolled dielectric composite / Y. Poplavko, Y. Prokopenko, V. Kazmirenko [et al.] // 12th International Conference on Microwave and Telecommunication Technology.– 2002.– pp. 376–378.
150. Piezo-controlled dielectric phase shifter / M. Jeong, B. Kim, V.Kazmirenko, Yu. Poplavko, Yu. Prokopenko, S. Baik // Journal of the Korea Electromagnetic Engineering Society.– 2006.– Vol.6, No 1. – pp.1-9.
151. Sunggi Baik, Minki Jeong, Beomjin Kim, Yuriy Poplavko, Yuriy Prokopenko. Tunable microwave systems with air-dielectric sandwich structures. United States Pa-

tent Application Pub.US20030042997A1, Appl. No.:10/083,309, Pub. date: Mar.6,2003.

152. Руда Н.А. Электродинамический анализ волноводно-диэлектрического фазовращателя / Н.А. Руда, Ю.В. Прокопенко, Ю.М. Поплавко // Электроника и связь.– 2011.– №2(61).– С. 46-51.

153. Казмиренко В.А. Быстрый метод анализа и проектирования согласующих цепей СВЧ / В.А. Казмиренко // Электроника и связь.– 2003.– №19.– С. 43–45.

154. Kazmirenko V. Waveguide variable attenuator suitable for electromechanical control / V. Kazmirenko, I. Golubeva, Yu. Prokopenko // Proceedings of the XXXIII International Scientific Conference “Electronics and nanotechnology”.–April 16-19, 2013, Kyiv.– Kyiv, 2013.– pp. 425-427. ISBN 978-1-4673-4670-2.

155. Onitsuka K. Metal-ceramic composite transducer, the Moonie / K. Onitsuka , A. Dogan, J.F Tressler [et al.] // J. of Intelligent Mat. Systems and Structures. — 1995. — Vol. 6. — №6. — pp. 447 — 455.

156. Frequency agile microwave dielectric components integrated with high-speed piezoelectric actuator / Y.M.Poplavko, Y.V.Prokopenko, V.A.Kazmirenko [et al.] // 13th International Conference on Microwave and Telecommunication Technology CriMiCo 2003.– 2003.– pp. 444 – 447.

157. Dielectric based frequency agile microwave devices / M. Jeong, S. Baik, V.A. Kazmirenko, Y.V. Prokopenko, Y.M. Poplavko // Proceedings of X International Conference on Dielectrics ICD-2004, 23-27 May, 2004, Saint-Petersburg.– 2004.– pp. 313–315.

158. Голубева И.П. Адаптивное диаграммообразование в многоканальных системах связи / И.П. Голубева, Ю.В. Прокопенко, В.А. Казмиренко // Электроника и связь.– 2009.– Вып.4-5, ч.1.– С.290-293.– ISSN 1811-4512

159. Broadband matching for ferroelectric film phase shifter / Yu. Poplavko, V. Kazmirenko, Yu. Prokopenko, I. Golubeva // Microwave & Radar Week in Poland, MIKON-2008: conference proceedings, 19-21 May, 2008, Wroclaw, Poland.– 2008.– vol.2.– pp. 545-548. ISBN: 83-906662-7-8.

160. Хенл Х., Мауэ А., Вестпфаль К. Теория дифракции. – М.:Мир, 1964.-428с.
161. Шевчук А.М. Расчет электромагнитных полей коаксиальных волноводов сложных поперечных сечений / А.М. Шевчук, Й.Д. Ким, Ю.В. Прокопенко // Электроника и связь.–1999.– №6.– С.39-44.
162. Golubeva I. Effective permittivity in tunable microstrip and coplanar lines / I. Golubeva, V. Kazmirenko, P. Sergienko, Yu. Prokopenko // Proceedings of the XXXII International Scientific Conference “Electronics and nanotechnology”.–April 10-12, 2012, Kyiv.– Kyiv, 2012.– pp. 69-70. ISBN 979-976-96871-0-1.
163. Зенкевич О. Метод конечных элементов в технике. – М.:Солон, 1998. – 400 с.
164. Сегерлинд Л. Применение метода конечных элементов. – М.: Мир, 1979. – 392с.
165. Paulsen K.D. Elimination of vector parasites in finite element Maxwell solutions / K.D.Paulsen, D.R.Lynch // IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.– March 1991.– Vol. MTT-39.– pp. 395-404.
166. Lynch D.R. Origin of Vector Parasites in Numerical Maxwell Solutions / D.R. Lynch, K.D.Paulsen // IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.– March 1991.– Vol. MTT-39.– pp. 383-394.
167. Скворцов А. В. Обзор алгоритмов построения триангуляции Делоне // Вычислительные методы и программирование.– 2002.– Т.3.– С. 14-39.
168. Ильман В. М. Экстремальные свойства триангуляции Делоне // Алгоритмы и программы.– 1985.– Выпуск 10.– С. 57-66.
169. Lee D. Proximity and reachability in the plane // Techn. Report R-831. Coordinated Sci. Lab., University of Illinois at Urbana. Urbana, 1978.
170. Whiller H.A. Transmission line properties of parallel stripe separated by a dielectric sheet / H.A. Whiller // IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.– 1965.– Vol. 13.– pp. 172-185.

171. Whiller H. A. Transmission line properties of parallel wide strip by conformal mapping approximation / H.A. Whiller // IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.– 1964.– Vol. 12, pp.2 80-289.
172. Hammerstad E. Accurate Models for Microstrip Computer-Aided Design / E. Hammerstad, O. Jensen // IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.– 1980.– pp. 407-409.
173. Veyres C. and Hanna V. F. Extension of the Application of Conformal Mapping Techniques to Coplanar Line with Finite Dimensions // Int. J. Electron.– 1980.– Vol.48, pp.47-56.
174. Ghione G. and Naldi C. U. Coplanar Waveguides for MMIC Applications: Effect of Upper Shielding, Conductor Backing, Finite Extent Ground Planes, and Line-to-Line Coupling // IEEE Trans. Microwave Theory Tech.– 1987.– Vol. 35, pp. 260-267.
175. Bedair S. S. and Wolff I. Fast, Accurate and Simple Approximate Analytic Formulas for Calculating the Parameters of Supported Coplanar Waveguides // IEEE Trans. Microwave Theory Tech.– 1992.– Vol. 40, pp. 41-48.
176. Григорьев А. Д. Электродинамика и микроволновая техника: Учебник. 2-е изд., доп. / А. Д. Григорьев – СПб.: Издательство «Лань», 2007. – 704 с.
177. Yee K. S. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media / K.S. Yee // IEEE Transaction Antennas and Propagation.– 1966. – Vol. AP-14, pp. 302-307.
178. Rao S.M. Application of finite integration technique to electromagnetic scattering by two-dimensional cavity-backed aperture in a ground plane / S. M. Rao, G. K. Gothard, and D. R. Wilton // IEEE Transaction on Antennas and Propagation. – 1998. – Vol. 46. – № 5. – pp. 679– 686.
179. Munteanu I. RF Microwave simulation with the finite integration technique. From components to system design / I.Munteanu, T.Weiland // Mathematics in Industry, Springer Berlin Heidelberg. – 2007. – Vol. 11. – pp. 247– 260.



180. Funieru M. Transient simulation of a liner actuator discretized by the finite integration technique / M.Funieru, H.D.Gersem, T.Weiland // *Mathematics in Industry*, Springer Berlin Heidelberg. – 2007. – Vol. 11. – pp. 281 – 286.
181. Laisne A. Comparison of finite integration technique (FIT) and transmission line matrix (TLM) for numerical dosimetry in HF/VHF band / A.Laisne, J.Drouet // *2013 International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC EUROPE)*. – 2013. – pp. 659 – 664.
182. Van Rienen U. RF computations with the finite integration technique (FIT) and the coupled S-parameter calculation (CSC) / U. van Rienen, H.-W. Glock, K. Rothemund, J. Junak // *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*.–2003.–Vol.2.– pp. 980–983.
183. Основы метрологии и электрические измерения / Под. ред. Е.М. Душина.– Л.: Энергоатомиздат, 1987. – 480 с.
184. HP 8752C and HP 8752D Network Analyzer. Technical Specifications.
185. Голубева И.П. Машинно-ориентированный метод анализа наклонного падения электромагнитных волн на многослойные структуры / И.П. Голубева, Ю.В. Прокопенко, В.А. Казмиренко // *Электроника и связь*.– 2004.– №22, том 9.– С.45–48.
186. Гупта К. Машинное проектирование СВЧ устройств: Пер. с англ / К. Гупта, Р. Гардж, Р. Чадха. – М.: Радио и связь, 1987. – 432с.
187. Сергієнко П.Ю. Перелаштування мікросмужкових резонаторів НВЧ без погіршення добротності / П.Ю. Сергієнко, Ю.В. Прокопенко, Ю.М. Поплавко // *Вісник НТУУ «КПІ». Серія Радіотехніка. Радіоапаратобудування*.– 2014.– № 56.– С. 75-87.
188. Gupta K.C. *Microstrip Lines and Slotlines*. 2nd edition / K.C.Gupta, Ramesh Garg, Inder Bahl, Prakash Bhartia. – Artech House., 1996. – 535 p.
189. Сергиенко П.Ю. Добротность перестраиваемых микрополосковых резонаторов / П.Ю.Сергиенко, В.А.Казмиренко, А.С.Чернов, Ю.В.Прокопенко // *Известия ВУЗов. Радиоэлектроника*.– 2016.– Т.59, № 2.– С. 52-60. ISSN 0021—3470.

190. Sergienko P. Loss in tunable microstrip lines / P. Sergienko, I. Golubeva, Yu. Prokopenko // Proceedings of the 2014 IEEE 34th International Scientific Conference “Electronics and nanotechnology”, April 15-18 2014, Kyiv.– Kyiv, 2014.– pp. 97-100.
- Молчанов В.И. Фазовращатели миллиметрового диапазона / В.И. Молчанов, В.И. Бутко, Ю.В. Прокопенко // Современные проблемы радиоэлектроники: Тез. докл. Всесоюз. науч.-техн. конф. 21-23 ноября 1988. – М., 1988. –С.222.
191. Голубева И.П. Метод расчета микроэлектромеханического аналогового фазовращателя / И.П. Голубева, Ю.В. Прокопенко, В.А. Казмиренко, Ю.М. Поплавко // 14th International Conference. «Microwave & Telecommunication Technology», КрыМиКо, Севастополь.– 2004.– С. 433-434.
192. Furman E. Piezo-controlled Microwave frequency agile dielectric devices / E. Furman, M. Lanagan, I. Golubeva, Y. Poplavko // IEEE International Frequency Control Symposium and Exposition, Montréal, Canada.– August, 2004, pp. 266 – 271.
193. Гибридные диэлектрические фазовращатели с пьезоуправлением / Ю.М. Поплавко, В.А. Казмиренко, Ю.В. Прокопенко [и др.] // Электроника и связь.– 2003.– №18 .– С. 55-57.
194. Poplavko Y.M. MEMS-like phase shifter with piezoelectric control / Y.M. Poplavko, I.P.Golubeva, Y.V. Prokopenko // Microwave & Radar Week in Poland, MIKON-2006: conference proceedings, 22-24 May, 2006, Krakow, Poland.– 2006.– pp. 317-319. ISBN: 966-7968-80-4
195. Poplavko Y.M. Ferroelectrics for non-hysteresis tuning of microwave devices / Y.M. Poplavko, Y.V. Prokopenko, S.A. Voronov // Материалы XII Международной конференции «Физика диэлектриков (Диэлектрики-2011)», 23-26 мая 2011, Санкт-Петербург. — Санкт-Петербург, 2011. — Т.2, С.283-285.
196. Piezo-controlled dielectric phase shifter with microstrip and coplanar lines/ Y.Poplavko, I.Golubeva, V.Kazmirenko [et al.] // 35th European Microwave Conference, Paris.– 2005.– pp. 1336 – 1337.
197. Tunable microwave devices based on the design reconfiguration by piezoelectric actuator / Y. Poplavko, V. Pashkov, V. Molchanov, V. Kazmirenko, Y. Prokopenko, A.

Eremenko, I. Golubeva, D. Shmigin // Microwave & Radar Week in Poland, MIKON-2006: conference proceedings, 22-24 May, 2006, Krakow, Poland.– 2006.– pp. 163 - 166. ISBN: 966-7968-80-4

198. Фазовращатели СВЧ с электромеханическим управлением на основе копланарных линий / Ю.В. Прокопенко, И.П. Голубева, В.А. Казмиренко, Ю.М. Поплавко // Электроника и связь.–2007.–Вып.1, ч.1.– С.33-37.

199. Coplanar line based low loss microwave phase shifters with electromechanical control / Yu. Prokopenko, I. Golubeva, V. Kazmirenko, Yu. Poplavko // Proceedings of the 37th European Microwave Conference, 9 - 12 October, 2007, Munich, Germany.– 2007.– pp.1582-1585. ISBN: 978-2-87487-001-9.

200. Microwave coplanar line phase shifter with paraelectric film (method of analysis) / V. Kazmirenko, Y. Prokopenko, Y. Poplavko [et al.] // 11th International Conference on Microwave and Telecommunication Technology CriMiCo.– 2001, pp. 467–469.

201. Poplavko Y. Piezo-operated MEMS dielectric phase shifter / Y. Poplavko, I. Golubeva, Y. Prokopenko // MEMSWAVE-2006, 7th International Symposium on RF MEMS and RF Microsystems, June 24 - 30, 2006, Orvieto, Italy.– 2006.– 4 p.

202. Poplavko Y. Development of piezo-operated dielectric phase shifter / Y. Poplavko, I. Golubeva, Y. Prokopenko // 16th Int. Crimean Conference “Microwave & Telecommunication Technology”.– Sevastopol.– 2006.– pp. 600-603.

203. Голубева И.П. МЭМС-фазовращатели на микрополосковой и копланарной линии с пьезоуправлением / И.П. Голубева, Ю.М. Поплавко, Ю.В. Прокопенко // Электроника и связь. – 2006.– №2.– С.17-20.

204. Low loss microwave piezo-tunable devices / Y. Poplavko, Y. Prokopenko, V. Pashkov, [et al.] // Proceedings of the 36th European Microwave Conference, Manchester, 10-15 September, 2006. – Manchester, 2006. – pp. 657-660.

205. Low loss phase shifter based on piezo-controlled layered dielectric structure / Y. Poplavko, V. Kazmirenko, Y. Prokopenko [et al.] // 2003 IEEE MTT-S International

Microwave Symposium, June 8-13, 2003, Philadelphia, USA.– 2003.– pp. 437–440.  
ISBN: 0-7803-7695-1. DOI: 10.1109/MWSYM.2003.1210970

206. Caloz C. Transmission line approach of left-handed (LH) materials and microstrip implementation of an artificial LH transmission line / C. Caloz, T. Itoh // IEEE Transactions on Antennas and Propagation.– 2012.– Vol. 52.– No 5.– pp. 1159 - 1166.

207. Фалеев П.М. Компенсация частотной зависимости фазового сдвига диэлектрического фазовращателя с электромеханическим управлением на основе микрополосковой линии передачи / П.М. Фалеев, И.П. Голубева, Ю.В. Прокопенко // Электроника и связь.– 2008.– Вып.1-2.ч.1.– С.58-61.

208. Coplanar line based low loss microwave phase shifters with electromechanical control / Y. Prokopenko, I. Golubeva, V. Kazmirenko, Y. Poplavko // European Radar Conference EuRAD 2007, 12 October, 2007, Munich, Germany. –2007.– pp.303-306.  
ISBN 978-2-87487-000-2

209. Перестраиваемые фильтры СВЧ на основе микрополосковой линии / Б.Б. Працюк, Ю.В. Прокопенко, К.Г. Савин, П.Ю. Сергиенко // Электроника и связь. — 2011.— № 4(63).— С.53-56.

210. Tunable band-stop and band-pass filters based on microstrip stub resonators / P.Yu. Sergienko, Yu. V. Prokopenko, Yu. M. Poplavko, G. Vandenbosch 23rd Int. Crimean Conference “Microwave & Telecommunication Technology”, 9-13 September 2013, Sevastopol, Ukraine.– Sevastopol, 2013.– pp. 649-651.– ISBN: 978-966-335-395-1.

211. Sergienko P. Novel concept for microstrip stub resonant frequency control / P. Sergienko, Yu. Prokopenko, G. Vandenbosch // Proceedings of the XXXIII International Scientific Conference “Electronics and nanotechnology”, April 16-19 2013, Kyiv.– Kyiv, 2013.– pp. 94-98. ISBN 978-1-4673-4670-2

212. Garg R. Microstrip discontinuities / R. Garg, I.J. Bahl // Int’l J. Electronics. – 1978. –Vol. 45. – pp. 81-87.

213. Yu C.-C. Transmission-line analysis of a capacitively coupled microstrip-ring resonator / C.-C.Yu, K.Chang // IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques. – Nov. 1997. – Vol. 45. – № 11. – pp. 2018-2024.

214. Савин К.Г. Резонансные элементы на основе многослойных диэлектрических структур / К.Г. Савин, П.Ю. Сергиенко, Ю.В. Прокопенко // Материалы XIII международной конференции «Физика диэлектриков. Диэлектрики-2014», 2-6 июня, 2014 г., г. Санкт-Петербург.– Санкт-Петербург: Издательство РГПУ им.А.И.Герцена, 2014.– Том.2.– С. 278-281. ISBN 978-5-8064-1979-9

215. Сергиенко П.Ю. Полосно-пропускающие и полосно-заграждающие фильтры СВЧ на основе микрополоскового шлейфа с перестройкой резонансной частоты / П.Ю. Сергиенко, Ю.В. Прокопенко, Ю.М. Поплавко // Сборник трудов II Всероссийской научно-технической конференции «Электроника и микроэлектроника СВЧ».— 3-6 июня 2013, С.Петербург.— С.Петербург, 2013.— С. С03-2-1 - С03-2-5.

216. Agilent 8510C Network Analyzer Data Sheet, product note no. 5091-8484E, Agilent Technologies.

217. Makimoto M., Yamashita S. Microwave resonators and filters for Wireless communication: theory, design, and application. – Springer series in advanced microelectronics, 2001. – 2001. – 162 p.

218. Ильченко М. Е. Ферритовые и диэлектрические резонаторы СВЧ / М. Е. Ильченко, Е. В. Кудинов. – Киев: Изд. Киевского университета, 1973. – 175с.

219. Chang K. On the study of microstrip ring and varactor-tuned ring circuits / K. Chang, T. S. Martin, F. Wang, J. L. Klein // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – Dec. 1987.– V. 35, pp. 1288–1295.

220. Wolff I., Knoppik N. Microstrip ring RSOMtOrS and dispersion measurements on microstrip lines // Electron. Lett.– Dec. 1971. – Vol.7.– № 26, pp. 779–781.

221. Semouchkina E. FDTD study of resonance processes in microstrip ring resonators with different excitation geometries / E.Semouchkina, Cao Wenwu, R.Mittra

// Microwave Symposium Digest, 2001 IEEE MTT-S International, 20 – 25 May 2001. – Vol.3. – pp. 2055 – 2058.

222. Sun S. Wideband microstrip ring resonator bandpass filters under multiple resonances / Sheng Sun, Lei Zhu // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – October 2007. – Vol. 55.– No 10.– pp. 2176-2182.

223. Kim C.S. A design of a ring bandpass filters with wide rejection band using DGS and spur-line coupling structures / Chul-Soo Kim, Duck-Hwan Kim, In-sang Song [et al.] // IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, June 2005.– pp. 2183-2186.

224. Matsuo M. Dual-mode stepped-impedance ring resonator filter applications / Michiaki Matsuo, Hiroyuki Yabuki, Mitsuo Makimoto // IEEE Trans. Microwave Theory Tech.– July 2001. – Vol.49.–No 7.– pp1235-1240.

225. Ruda N. Micromechanical tuning of microstrip antenna in frequency domain / N. Ruda, Y. Prokopenko, Y. Poplavko // Proceedings of the XXXIII International Scientific Conference “Electronics and nanotechnology”, April 16-19 2013, Kyiv.– Kyiv, 2013.– pp. 43-46. ISBN 978-1-4673-4670-2.

226. Ruda N. Alteration and radiation characteristics of tunable microstrip antenna / N.Ruda,Y.Prokopenko and Y.Poplavko // Proceedings of the 2014 IEEE 34th International Scientific Conference “Electronics and nanotechnology”, April 15-18 2014, Kyiv.– Kyiv, 2014.– pp. 135-138. ISBN 978-1-4799-4581-8

227. Сергиенко П.Ю. Кольцевой микрополосковый резонатор с микромеханической перестройкой частоты / П.Ю. Сергиенко, Ю.В. Прокопенко // Электроника и связь.— 2012. — № 4. — С. 23-27.

228. Hosking M.W. Measurements of material and circuit properties using a microstrip ring-resonator circuit on zirconia at 77K / M.W. Hosking, B.A. Tonkint, Y.G. Proykovat [et al.] // 23rd European Microwave Conference, 6–10 September 1993. – pp. 558- 561.

229. Sergienko P. Micro-mechanically tunable microstrip ring resonator / P. Sergienko, Yu. Prokopenko // Proceedings of the XXXII International Scientific Con-

ference “Electronics and nanotechnology”, April 10-12, 2012, Kyiv.– Kyiv, 2012.– pp. 31-32. ISBN 979-976-96871-0-1

230. Влияние физико-топологических параметров микрополоскового неоднородного кольцевого резонатора на его частотные характеристики / П.Ю.Сергиенко, К.Г. Савин, Ю.В. Прокопенко, Ю.М. Поплавко // 22-ая Международная Крымская конференция «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии», 10 - 14 сентября, 2012 г. Севастополь, Украина .– Севастополь, 2012.– С.585-586.– ISBN 978-966-335-370-8.

231. Сергієнко П.Ю. Шлейфові і кільцеві мікросмужкові резонатори НВЧ з мікромеханічним перелаштуванням резонансної частоти / П.Ю. Сергієнко, Ю.В. Прокопенко, Ю.М. Поплавко // Міжнародна науково-технічна конференція “Радіотехнічні поля, сигнали, апарати та системи” РТПСАС-2014, 10-16 березня 2014 р., м. Київ. — Київ, 2014.— С. 132-134.

232. Savin K. Electromechanical tuning of microstrip filters / K. Savin, P. Sergiyenko, B. Pratsiuk, Y. Prokopenko // Signal Processing Symposium 2011 (SPS 2011), June 8–10, 2011, Jachranka Village. — 2011. — pp. 199-204.

233. Sergienko P. Q-Factor of micromechanically tuned microstrip resonator / P. Sergienko, V. Kazmirenko, Yu. Prokopenko. // Proceedings of the 2015 IEEE 35th International Scientific Conference “Electronics and nanotechnology (ELNANO)”.–April 21-24, 2015, Kyiv.– Kyiv, 2015.– pp. 46-50. ISBN 978-1-4673-6533-8

234. Microwave structures electromechanical reconfiguration for tunable devices elaboration / Yu.M. Poplavko, Yu.V. Prokopenko, E. Furman, M.Lanagan. // 15th Int. Crimean Conference “Microwave & Telecommunication Technology”.– Sevastopol, Crimea.– 2005.– V.1. –pp. 8-11, ISBN 966-7968-80-4.

235. Сергиенко П.Ю. Перестраиваемые фильтры СВЧ на основе копланарных линий / П.Ю. Сергиенко, К.Г. Савин, Ю.В. Прокопенко, Ю.М. Поплавко // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии: КрыМиКо-2011. — 2011. — ч.2.— С. 616 — 617. – ISBN: 978-966-335-351-7

236. Исследование частотных характеристик перестраиваемой микрополосковой антенной структуры / А.А. Волошин, Н.А. Руда, Ю.В. Прокопенко, Ю.М. Поплавко // *Электроника и связь*.— 2014.— №4(81).— С. 15-22. ISSN 1811-4512
237. Ruda N.A. Frequency alteration of microstrip antenna parameters by microelectromechanical method / N.A. Ruda, Yu.V. Prokopenko, Yu.M. Poplavko // 23rd Int. Crimean Conference “Microwave & Telecommunication Technology”, 9-13 September, Sevastopol, Ukraine.— Sevastopol , 2013.— pp. 600-601.— ISBN: 978-966-335-395-1.
238. Ильченко М. Е. Твердотельные частотно-избирательные устройства СВЧ. / М. Е. Ильченко – Киев: Вища школа, 1987. – 68 с.
239. Диэлектрические резонаторы / М.Е. Ильченко, В.Ф. Взятышев, Л.Г. Гассанов, Ю.М. Безбородов. Под. ред. М.Е. Ильченко.— Москва: Радио и связь, 1989. – 328 с.
240. Применение пьезоэлектрических материалов для создания СВЧ фильтров на диэлектрических резонаторах / В.И. Молчанов, Ю.И. Якименко, С.В. Пятчанин, С.А. Селиванов, Ю.В. Прокопенко // *Керамические конденсаторные, сегнето- и пьезоэлектрические материалы: Тез. докл. Всесоюз. науч. семинар 15-17 апреля 1986.* – Рига, 1986. – С.171.
241. Диэлектрический резонатор, перестраиваемый в широком диапазоне частот без ухудшения добротности / С.В. Пятчанин, А.Г. Войтенко, В.И. Молчанов, Т.Н. Нарытник, Ю.В. Прокопенко // *Проектирование радиоэлектронных устройств на диэлектрических волноводах и резонаторах: Тез. докл. Всесоюз. науч.-техн. конф. 25-27 октября 1988.* – Тбилиси, 1988. –С.74-75.
242. Кольцевой диэлектрический резонатор с суперперестройкой частоты / С.В. Пятчанин, А.Г. Войтенко, В.И.Молчанов, Т.Н. Нарытник, Ю.В. Прокопенко // *Интегральная электроника СВЧ: Тез. докл. Всесоюз. науч.-техн. конф. 14-16 июня 1988.* –Красноярск,1988. –С.96.
243. Никольский В. В. Электродинамика и распространение радиоволн: Учебное пособие 4-е изд. / В. В. Никольский, Т. И. Никольская – М.: Книжный дом «Либриком», 2010. – 544 с.



244. Нефедов Е.И. Дифракция электромагнитных волн на диэлектрических структурах / Е.И. Нефедов. – М.: Наука, 1979. – 272 с.
245. Gastine M. Electromagnetic resonances of free dielectric spheres / M. Gastine, L. Courtois, J. L. Dormann // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – 1967. – V.15. – №.12. – pp.694 – 699.
246. Собственные частоты прямоугольного составного диэлектрического резонатора / Молчанов В.И., Бутко В.И., Прокопенко Ю.В. [и др.] // Изв. вузов СССР. Сер.Радиоэлектроника. – 1990. – № 10. – С.64-66.
247. Прокопенко Ю.В. Расчет резонансных частот диэлектрических резонаторов с поперечной неоднородностью / Ю.В. Прокопенко, В.И. Молчанов, В.И. Бутко // Проектирование радиоэлектронных устройств на диэлектрических волноводах и резонаторах: Тез. докл. Всесоюз. науч.-техн. конф. 25-27 октября 1988. –Тбилиси, 1988. – С.76-77.
248. Каргин В. А. Энциклопедия полимеров / Ред. коллегия: В.А. Каргин и др. – Т.3. – М.: Советская Энциклопедия, 1974 – 581 с.
249. Ильченко М. Е. Электродинамика диэлектрических резонаторов / М. Е. Ильченко, А. А. Трубин — Киев: Наукова думка, 2004. — 265 с.
250. Tunable dielectric microwave devices with electromechanical control / Y. Poplavko, Y. Prokopenko, V. Molchanov // Passive Microwave Components and Antennas, In-Tech.– 2010.– pp.367-382, ISBN: 978-953-307-083-4.
251. Молчанов В.И. Составные диэлектрические резонаторы с поперечными диэлектрическими включениями / В.И. Молчанов, Ю.В. Прокопенко // Вестник КПИ.– 1995.– №3.– С. 14-19.
252. Tunable dielectric resonator: design and parameters / B. Pratsiuk, D.Tkachov, Y. Prokopenko, Y. Poplavko // Crimean Conference “Microwave & Telecommunication Technology”.– 2010.– ч.2.– С.655-656.– ISBN:978-966-335-329-6.
253. Baptista J.L. Relaxor ferroelectric actuator application for microwave dielectric resonators frequency control / J.L. Baptista, P.M. Vilarinho, V.M. Ferreira, Y. Poplavko, Y. Prokopenko, V. Molchanov // International Conference on Electronic

Ceramics & Applications “Electroceramics V”, September 2-4, 1996, University of Aveiro, Portugal.– Aveiro, 1996.– Proceedings, Book I.– pp.549-552.

254. Split dielectric resonator properties (frequency tuning, film measurements) / Y. Prokopenko, V. Pashkov, D. Smygin, A. Yeremenko // Microwave & Radar Week in Poland, MIKON-2006: conference proceedings, 22-24 May, 2006, Krakow, Poland.– 2006.– pp. 323 - 325. ISBN: 966-7968-80-4

255. Pratsiuk B. Tunable sphere and cubic dielectric resonator / B. Pratsiuk, Y. Prokopenko, Y. Poplavko // Microwave & Radar Week in Poland, MIKON-2008: conference proceedings, 19-21 May, 2008, Wroclaw, Poland.– 2008.– vol.2,–pp. 549-552. ISBN: 83-906662-7-8.

256. Poplavko Y.M. Microwave dielectric resonator frequency control / Y.M. Poplavko, Y.V. Prokopenko, V.I. Molchanov // Proc. Int. Symp. Appl. Ferroelectrics, 1996, East Brunswick, USA.– pp. 391-395.

257. Voloshyn A.A. Tunable cylindrical dielectric resonator antenna: designs and parameters / A.A. Voloshyn, Yu.V. Prokopenko, Yu.M. Poplavko // 23rd Int. Crimean Conference “Microwave & Telecommunication Technology”, 9-13 September 2013, Sevastopol, Ukraine.– Sevastopol, 2013.– pp. 620-621.– ISBN: 978-966-335-395-1.

258. Dielectric based frequency agile microwave devices / Y. Poplavko, V. Kazmirenko, Y. Prokopenko [et al.] // The 15th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications, May 17-19, 2004, Warszawa, Poland.– Warszawa, 2004 .– Vol.3, pp.828-831.

259. Voloshyn A. Alteration and radiation characteristics of frequency tunable ring DRA / A. Voloshyn, Yu. Prokopenko // Електроніка та зв'язок.— 2014. — Том 19, №5(82) .— С. 17-21. ISSN 1811-4512

260. Voloshyn A. Frequency-tunable ring dielectric resonator antenna excited by waveguide / A.Voloshyn, Yu. Prokopenko // Proceedings of the 2014 IEEE 34th International Scientific Conference “Electronics and nanotechnology”, April 15-18 2014, Kyiv.– Kyiv, 2014.– pp. 58-61. ISBN 978-1-4799-4581-8.

261. Працюк Б.Б. Перестройка диэлектрических резонаторов с вырожденными колебаниями / Б.Б. Працюк, Ю.В. Прокопенко // *Электроника и связь*.— 2008.— Вып.1-2, ч.1.— С.44-47.
262. Fast tuned microwave resonant structures based on dielectric resonator reflected in metallic mirror / Y.M. Poplavko, Y.V. Prokopenko, M.E. Ilchenko [et al.] // *Proc. European Microwave Week, Amsterdam, 1998.* — pp. 190-195.
263. Poplavko Yu.M. Microwave dielectric resonant structures with electrically controlled frequency / Yu.M. Poplavko, V.I. Molchanov, Y.V. Prokopenko, S.V. Pjatchanin // *Proc. 25th European Microwave Conf., Bologna, Italy.*— Bologna, 1995.— pp. 681-686.
264. Prokopenko Y.V. Electrostrictive tuneable microwave devices / Y.V. Prokopenko, Y.I. Yakimenko, Y.M. Poplavko // *22nd Int. Crimean Conference “Microwave & Telecommunication Technology”, 10-14 September, 2012, Sevastopol.*— Sevastopol, 2012.— pp. 509-512.— ISBN: 978-966-335-370-8.
265. Працюк Б.Б. Метод компенсации расстройки перестраивающегося фильтра на диэлектрических резонаторах / Б.Б. Працюк, Ю.В. Прокопенко, Ю.М. Поплавко // *Электроника и связь*.—2009.— Вып.4-5,ч.2.— С.19-22.— ISSN 1811-4512.
266. Термостабільність напівпровідникових комбінованих структур з діелектричним резонансом Е-типу / В.І. Молчанов, В.М. Пашков, Д.Д. Татарчук, Ю.В. Прокопенко, В.А. Казміренко // *Электроника и связь*.— 2001.— №12.— С.30-32.
267. Працюк Б.Б., Прокопенко Ю.В., Савин К.Г., Сергієнко П.Ю. Патент на корисну модель № 73422 "Термостабільний складений діелектричний резонатор", зареєстрований у Державному реєстрі патентів України на корисні моделі 25.09.2012.
268. Frequency-tunable microwave dielectric resonator / Yu.M. Poplavko, Yu.V. Prokopenko, V.I. Molchanov, A. Dogan // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques.*— Vol. 48, No 6.— pp. 1020 -1027.

269. Molchanov V.I. High-Q microwave composite dielectric resonator structures / V.I.Molchanov, Y.V.Prokopenko // 5th Int. Symp. Recent Adv. Microwave Technology (Kiev).– 1995.– Vol.2. – pp. 731 - 734.
270. Алексейчик Л. В. К расчету и применению диэлектрических резонаторов в устройствах СВЧ / Л. В. Алексейчик, В. М. Геворкян, Ю. А. Казанцев [и др.] // Радиотехника и электроника. –1977. – Т. 22. – №3. – С. 512 -520.
271. Капилевич Б. Ю. Волноводные диэлектрические фильтры / Б. Ю. Капилевич.– Москва: Связь, 1980. – 137 с.
272. Ильченко М. Е. Характеристики твердотельных многорезонаторных полосовых фильтров / М. Е. Ильченко // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. – 1984. – Вып. 4. – С. 20 - 26.
273. Ильченко М.Е. Поворот плоскости поляризации в круглом запердельном волноводе с гиромагнитным ферритовым резонатором / М. Е. Ильченко // IV Междунар. конфер. по гиромагнитной электронике и электродинамике, 3–7 окт. 1978. – Яблонна, 1978. – С. 93 - 100.
274. Ильченко М.Е. Частотные характеристики волновода с диэлектрическим резонатором Характеристики твердотельных многорезонаторных полосовых фильтров / М. Е. Ильченко // Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника. – 1987. – Т. 30. – №1. – С.82 - 83.
275. Взятых В. Ф. Собственные и вынужденные колебания открытых резонансных систем на базе дисковых диэлектрических резонаторов / В. Ф. Взятых, В. И. Калиничев // Изв. вузов СССР Сер. Радиофизика. – 1983. – Т. 26. – №4. – С. 475 - 482.
276. Гольдберг Л. Б. Теоретическое исследование связи диэлектрического резонатора с микрополосковой линией передачи / Л. Б. Гольдберг // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. – 1983. – Вып. 7. – С. 41 - 47.
277. Huang F. Tunable compact dielectric resonator filters / F. Huang, R. R. Mansour // presented at 2009 European Microwave Conf., Sept. 2009. – Rome, 2009.

278. Cohn S. B. microwave bandpass filters containing high-Q dielectric resonators / S. B. Cohn // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 1968. – Vol. 16. – № 4. – pp. 218-227.
279. Працюк Б.Б. Коэффициент связи составного диэлектрического резонатора с прямоугольным волноводом / Б.Б. Працюк, Ю.В. Прокопенко, Ю.М. Поплавко // Электроника и связь.– 2011.– №3(62).– С.60-63.
280. Ильченко М. Е. Расчет коэффициентов связи диэлектрического шара с прямоугольным волноводом при возбуждении магнитных и электрических колебаний / М. Е. Ильченко, А. А. Трубин // Изв. вузов. Радиоэлектроника – 1982. –Т. 25. – № 8. – С. 3-8.
281. Improving of dielectric resonator coupling with rectangular waveguide / V. Pratsiuk, K. Savin, P. Sergiyenko, Yu. Prokopenko // Proceedings of SPIE, 0277-786X. Photonics Applications in Astronomy, Communications, Industry, and High-Energy Physics Experiments. — 2011. — Vol. 8008. — pp. 800811-1 – 800811-6. ISBN: 978-081-948-582-3
282. Ильченко М. Е. Электродинамика диэлектрических резонаторов / М. Е. Ильченко, А. А. Трубин – Киев: Наукова думка, 2004. – 265 с.
283. Pratsiuk V. Improving of dielectric resonator coupling with rectangular waveguide / V. Pratsiuk, K. Savin, P. Sergiyenko, Y. Prokopenko // Signal Processing Symposium 2011 (SPS 2011), June 8–10, 2011, Jachranka Village.– 2011.– pp. 45-50.
284. Антенные элементы на основе многослойных диэлектрических структур / А.А. Волошин, Н.А. Руда, Ю.В. Прокопенко, Ю.М. Поплавко // Материалы XIII международной конференции «Физика диэлектриков. Диэлектрики-2014», 2-6 июня, 2014 г., г. Санкт-Петербург.– Санкт-Петербург: Издательство РГПУ им.А.И.Герцена, 2014.– Том.1.– С. 162-165. ISBN 978-5-8064-1979-9
285. Маттей М. Е. Фильтры СВЧ, согласующие цепи и цепи связи: Пер. с англ./ М. Е. Маттей, Л. Янг, Е. М. Джонс; под ред. Л. В. Алексеева и Ф. В. Кушнера. – М.: Связь. – Т. 1. – 1971. – 439с.; Т. 2. – 1972. – 495с.

286. Ivaland Y. D. Dielectric resonator filter for application in microwave integrated circuits / Y. D. Ivaland // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 1971. – Vol. 19. – № 7. – pp. 643 - 652.
287. Skalicky P. Koeficient vazby mezi dvema dielectrickymi resonatory / P. Skalicky // Slaboproudy obzor. – 1983. – 44, С. 3. – pp. 128 - 134.
288. Petersson L. On the Theory of Coupling Between Finite Dielectric Resonator / L. Petersson // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 1976. – Vol. 24. – № 9. – pp. 615 - 619.
289. Алексейчик Л. В. Расчет линии передачи с диэлектрическими резонаторами при учете ближнего поля / Л. В. Алексейчик, В. М. Геворкян, Ю. А. Казанцев [и др.] // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. – 1979. – Вып. 8. – С. 15 - 27.
290. Ильченко М. Е. Проектирование СВЧ твердотельных фильтров / М. Е. Ильченко // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. – 1986. – Вып. 1. – С. 13 - 16.
291. Ильченко М. Е. Двухрезонаторные полосовые фильтры с оптимальными параметрами / М. Е. Ильченко // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. – 1986. – Вып. 4. – С. 36 - 41.
292. Працюк Б.Б. Перестраиваемые фильтры СВЧ на несвязанных диэлектрических резонаторах / Б.Б. Працюк, Ю.В. Прокопенко, Ю.М. Поплавко // Crimean Conference “Microwave & Telecommunication Technology”.– Sevastopol.– 2009.–ч.2.–С.523-524. - ISBN:978-966-335-244-2.
293. Татарчук Д.Д. СВЧ фильтры на основе диэлектрических резонаторов с перестраиваемыми характеристиками / Д.Д. Татарчук, В.И. Молчанов, Ю.В. Прокопенко // Электроника и связь.– 1997.– №2.– С.441-446.
294. Bandpass and band-rejection filters with electrically controlled dielectric resonators / Y. Prokopenko, Y. Poplavko, Y.S. You [et al.] // Proceedings of 1997 Wireless Communication Conference, August 11-13, 1997, Boulder, Colorado.– Colorado, 1997.– pp.170-174.

295. Frequency control of the microwave dielectric resonator filters / Y.S. You, Y. Prokopenko, V. Molchanov, Y. Poplavko // Journal of the Korean Physical Society.– 1998.– Vol. 32, No 94.– pp.1784-1789, ISSN: 0374-4884.
296. Piezo-tuned microwave filters based on dielectric resonators / Y.M. Poplavko, V.I. Molchanov, Y.V. Prokopenko [et al.] // 9th International Crimean Microwave conference "Microwave and Telecommunication Technology": Conference Proceedings, 1999.– pp.235-237. ISBN: 966-572-003-1
297. Ильченко М. Е. Двухрезонаторный диэлектрический фильтр в волноводе / М. Е. Ильченко, В. П. Репетий // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. – 1985. – Вып. 3. – С. 6 – 10.
298. Sun C. L. A novel drum piezoelectric-actuator / C. L. Sun, K. H. Lam, H.L.W. Chan [et al.] // Applied Physics A. Materials science & processing.—2006. — Vol. 84. — No 4. — pp. 385 — 389.
299. Savin K. A novel concept for the tunable cavity combline resonator / K. Savin, I. Golubeva, Yu. Prokopenko // Proceedings of the 2015 IEEE 35th International Scientific Conference “Electronics and nanotechnology (ELNANO)”.—April 21-24, 2015, Kyiv.– Kyiv, 2015.– pp. 520-522. ISBN 978-1-4673-6533-8.
300. Татарчук Д. Д. Решение электродинамической задачи о собственных частотах составных диэлектрических резонаторов с E- типом колебаний / Д.Д. Татарчук, В.И. Молчанов, Ю.В. Прокопенко // Электроника и связь.– 1998.– №5.– С.123-125.
301. Савин К.Г. Расчет резонансных частот составного металло-диэлектрического резонатора методом частичных областей / К.Г. Савин, Ю.В. Прокопенко, Ю.М. Поплавко // Вестник НТУУ «КПИ». Серия Радиотехника. Радиоаппаратостроение.– 2013.– № 55.– С. 24-33.
302. Savin K. Solution of eigen problem for tunable metal-dielectric resonator by boundary element method / K. Savin, Ya. Kopyshchik, Yu. Prokopenko // Proceedings of the XXXII International Scientific Conference “Electronics and nanotechnology”, April 10-12, 2012, Kyiv.– Kyiv, 2012.– pp. 13-14. ISBN 979-976-96871-0-1

303. Савин К.Г. Собственные колебания составного металло-диэлектрического резонатора / К.Г. Савин, Ю.В. Прокопенко, Ю.М. Поплавко. // Сборник трудов II Всероссийской научно-технической конференции «Электроника и микроэлектроника СВЧ». – 3-6 июня, 2013, С.Петербург. – С.Петербург, 2013. – с. У03-3-1 - У03-3-5.
304. Kobayashi Y. Resonant modes of a dielectric rod resonator short-circuited at both ends by parallel conducting plates / Y. Kobayashi, S. Tanaka // IEEE Trans. Microw. Theory Tech. – 1980. – Vol. 28. – No 10. – pp.1077-1085.
305. Savin K. Mode matching technique for tunable shielded cylindrical metal-dielectric resonator / K. Savin, Yu. Prokopenko, Guy A. E. Vandebosch // Proceedings of the XXXIII International Scientific Conference “Electronics and nanotechnology”. – April 16-19, 2013, Kyiv. – Kyiv, 2013. – pp. 118-122. ISBN 978-1-4673-4670-2
306. Савін К.Г. Особливості знаходження власних частот складеного метало-діелектричного резонатора методом часткових областей / К.Г. Савін, Ю.В. Прокопенко // Вісник Херсонського національного університету. – 2014. – № 3(50). – с. 452-458.
307. Mode matching technique solution of eigenproblem for composite metal-dielectric resonator / K.G. Savin, Yu.V. Prokopenko, Yu.M. Poplavko, G. Vandebosch // 23rd Int. Crimean Conference “Microwave & Telecommunication Technology”, 9-13 September 2013, Sevastopol, Ukraine. – Sevastopol, 2013. – pp. 644-645.
308. Савин К.Г. Расчет резонансных частот составного металло-диэлектрического резонатора методом частичных областей / К.Г. Савин, Ю.В. Прокопенко, Ю.М. Поплавко // Материалы международной научно-технической конференции «Радиотехнические поля, сигналы, аппараты и системы» РТПСАС-2013. – 11-15 марта, 2013, Киев. – Киев, 2013. – с. 97-98.
309. Pratsiuk V. Tunable filters based on metal-dielectric resonators / V. Pratsiuk, Yu. Prokopenko, Yu. Poplavko // Proc. of 18th International Conference on Microwave, Radar and Wireless Communications MIKON-2010, June 14-16, 2010, Vilnius, Lithuania. – 2010. – pp. 309-311



310. Працюк Б.Б. Перестраиваемый кольцевой металлодиэлектрический резонатор / Б.Б. Працюк, А.А. Волошин, Ю.В. Прокопенко // Электроника и связь.– 2010.– №3.– С.42-45.

311. Calculation of quality factor of tunable shielded cylindrical metal-dielectric resonator using mode matching technique / K. Savin, P. Sergienko, I. Golubeva, Y. Prokopenko // Proc. of 20th International Conference on Microwave, Radar and Wireless Communications MIKON-2014, June 16-18 2014, Gdansk (Poland).– Gdansk, 2014.– pp. 414-416. ISBN 978-83-931525-2-0.

312. Savin K. Quality factor of tunable shielded cylindrical metal-dielectric resonator caused by dielectric loss / K. Savin, V. Kazmirenko, Yu. Prokopenko // Електроніка та зв'язок.—2014.— №5(82) .— С. 14-16. ISSN 1811-4512

313. Савин К.Г. Добротность цилиндрического экранированного составного металло-диэлектрического резонатора / К.Г. Савин, Ю.В. Прокопенко, Ю.М. Поплавко // Материалы международной научно-технической конференции «Радиотехнические поля, сигналы, аппараты и системы» РТПСАС-2014, 10-16 марта 2014, г.Киев.– Киев, 2014.– С. 138-140.

314. Savin K. Quality factor of tunable shielded cylindrical metal-dielectric resonator / K. Savin, V. Kazmirenko, Y. Prokopenko // Proceedings of the 2014 IEEE 34th International Scientific Conference “Electronics and nanotechnology”, April 15-18 2014, Kyiv.– Kyiv, 2014.– pp. 413-415. ISBN 978-1-4799-4581-8.

315. Брандт А.А. Исследование диэлектриков на СВЧ.– М.: Физматгиз.– 1963.– 404с.

316. Тишер Ф. Техника измерений на сверхвысоких частотах. – М.: Физматгиз.– 1963. – 368с.

317. Krupka J. Frequency domain complex permittivity measurements at microwave frequencies / J. Krupka // Meas. Sci. Technol.– 2006.– No 17.– pp. R55–R70.

318. Липаева Г.А. К вопросу об измерении высокой диэлектрической проницаемости твердых диэлектриков на сантиметровых волнах / Г.А.Липаева, Г.И. Сканава // В сб. “Физика диэлектриков”, изд. АН СССР.– 1958.– с. 124–128.

319. Поплавко Ю.М. Методы исследования керамических сегнетоэлектриков в сантиметровом диапазоне / Ю.М. Поплавко // Изв. Киевского политехнического института.– 1962.– № 40, с. 42.
320. Поплавко Ю.М. К вопросу о точном измерении диэлектрических параметров сегнетоэлектриков на СВЧ / Ю.М. Поплавко // Журнал экспериментальной и теоретической физики.– 1962.– Том 43, №3(9).– С. 800.
321. Малов Н.Н. О применении волноводов для изучения электрических свойств вещества при весьма высоких частотах / Н.Н. Малов // ЖЭТФ.– 1946. Том 16, №7. С.607–613.
322. Бурдун Г.Д. Измерение диэлектрической проницаемости и потерь твердых диэлектриков в сантиметровом диапазоне с помощью волноводов / Г.Д. Бурдун // ЖЭТФ.– 1946. Том 16, №7. – С. 607–613.
323. Жестков В.Ф. Об измерении диэлектрических констант сегнетоэлектриков в трехсантиметровом диапазоне длин волн / В.Ф.Жестков, Е.Н. Сидоренко // Электронная техника, серия 8 «Радиодетали», 2(19), 1970, с. 135–141.
324. Бурсиан Э.В. Дисперсия в титанате бария в миллиметровом диапазоне выше температуры перехода / Э.В.Бурсиан, В.В.Рычгорский, Я.Г.Гершберг // ФТТ.– 1971.– Том 13, №2. С. 541–544.
325. Roberts S. A new method for measuring dielectric constant and loss in the range of centimeter waves / S.Roberts, A.Hippel // Journ. Appl. Phys.– 1946.– Vol 17, No 7.– pp. 610–616.
326. Sheen J. Comparisons of microwave dielectric property measurements by transmission/reflection techniques and resonance techniques / J. Sheen // Meas. Sci. Technol.– 2009.– Vol. 20.– pp. 1-12.
327. Baker-Jarvis J. Analysis of an open-ended coaxial probe with lift-off for nondestructive testing / J. Baker-Jarvis, M.D. Janezic, P.D. Domich, R.G. Geyer // IEEE Trans. Instrum. Meas.– 1994.– Vol. 45.– pp. 711–718.
328. Bakhtiari S. Open-ended rectangular waveguide for nondestructive thickness measurement and variation detection of lossy dielectric slab backed by a conducting

plate / S. Bakhtiari, S. Ganchev, R. Zoughi // IEEE Trans. Instrum. Meas.– 1993.– Vol. 42.– pp. 19–24.

329. Cook R.J. Measurements of the complex refractive index of isotropic and anisotropic materials at 35 GHz using a free-space microwave bridge / R.J. Cook, C.B. Rosenberg // J. Phys. D: Appl. Phys.– 1979.– Vol 12.– No 10.– pp. 1643–1652.

330. Krupka J. Measurements of permittivity, dielectric loss tangent, and resistivity of float-zone silicon at microwave frequencies / J. Krupka, J. Breeze, A. Centeno [et al.] // IEEE Trans. Microwave Theory Tech.– 2006. – Vol. 54.– No 11. – pp. 3995 - 4001.

331. Krupka J. Uncertainty of complex permittivity measurements by split-post dielectric resonator technique / J. Krupka, A.P. Gregory, O.C. Rochard [et al.] // Journal of the European Ceramic Society.– 2001. – Vol. 21.– No 15. – pp. 2673 - 2676.

332. Bethe K. Ober das mikrowellenverhalten nichtlinearer dielektrika / K. Bethe // Phillips Research Reports.– 1970.– Suppl, № 2, p. 59.

333. Петров В.М. Измерение СВЧ диэлектрической проницаемости параэлектриков (Ba,Sr)TiO<sub>3</sub> в поперечном смещающем поле / В.М.Петров, С.А.Крынецкая, Б.М. Букштам // Изв. вузов.– 1971.– №9.– С. 20–25.

334. Мироненко И.Г. Исследований диэлектрических потерь в сегнетоэлектриках на основе BaTiO<sub>3</sub> в широком диапазоне частот / И.Г.Мироненко, Н.Н.Антонов, В.В. Неженцев // Изв. ЛЭТИ.– 1968.– Вып. 64. С. 148–156.

335. Hakki B.W. A dielectric resonator method of measuring inductive capacities in the millimeter range / B.W.Hakki, P.D. Coleman // IEEE Trans. Microwave Theory Tech.– 1960.– Vol. 8.– No4.– pp.402 - 410.

336. Сегнетоэлектрический резонатор / Э.В. Бурсиан, В.В. Шапкин, А.Ф. Баранов, В.В. Рычгорский // Уч. записки Ленинградского Госуд. Педагогического института им. А.И. Герцена.– 1967.– вып. 3. С. 3–13.

337. Li S. Precise calculations and measurements on the complex dielectric constant of lossy materials using TM<sub>010</sub> cavity perturbation techniques / S.Li, C. Akyel, R.G. Bosisio // IEEE Trans. Microwave Theory Tech.–1981.–Vol. 29.–No10.–pp.1041 - 1048.

338. Study of whispering gallery modes in anisotropic single crystal dielectric resonators / J. Krupka, D. Cros, M. Aubourg, P. Guillon // IEEE Trans. Microwave Theory Tech.– 1994.– Vol. 42.– No 1.– pp. 56-61.

339. Квазиоптический диэлектрический резонатор. Измерение микроволновых характеристик диэлектриков и проводников / А.А. Баранник, Ю.В. Прокопенко, Ю.Ф. Филиппов, Н.Т. Черпак // Радиофизика и электроника.–2000. – Т. 5, № 3. – С. 104-109.

340. Ferroelectrics study at microwaves. Ferroelectrics / Y. Poplavko, Y. Prokopenko, V. Molchanov, V. Kazmirenko // Characterization and Modelling, In-Tech.– 2011.– pp. 203-226. ISBN 978-953-307-455-9

341. Poplavko Y.M. Microwave methods of ferroelectric films investigations / Y.M. Poplavko, Y.V. Prokopenko // Abstracts of 1st European Meeting on Integrated Ferroelectrics EMIF1 (Nijmegen, The Netherlands) .— 1995.— p.36.

342. Microwave methods of ferroelectric films annealing / Y.M. Poplavko, M.E. Ilchenko, L.P. Pereverzeva, Y.V. Prokopenko, V.D. Yeremka, A.G. Yushchenko // Proc. 24-th European Microwave Conf., Cannes, France.— Cannes, 1994.— Vol.II.— pp.1215-1221.

343. Some possibilities of microwaves-assisted processing of integrated ferroelectric films / Yu.M. Poplavko, V.I. Molchanov, Y.V. Prokopenko, L.P. Pereverzeva // Proceedings of 7th Intern. Symp. on Integrated Ferroelectrics (ISIF-95). Colorado Springs (USA).—1995.— pp. 70-73.

344. Вендик О.Г. Сегнетоэлектрики – новый материал в технике СВЧ // В кн.: Сегнетоэлектрики в технике СВЧ. – М.: Сов. Радио, 1979. – С. 5–14.

345. СВЧ методы исследования сегнетоэлектрических и параэлектрических пленок / Ю.М. Поплавко, В.И. Молчанов, Ю.В. Прокопенко, Л.П. Переверзева // XVI Всероссийская конференция по физике сегнетоэлектриков. Тез. докл. 19-23 сентября 1995. – Иваново, 1995.– С.225.

346. Волноводные методы СВЧ-исследований сегнетоэлектрических материалов / Ю.М. Поплавко, В.И. Молчанов, В.М. Пашков, Ю.В. Прокопенко, В.А. Казмиренко, А.В. Еременко // Техника и приборы СВЧ.–2010.–№1.–С.39-51.
347. Поплавко Ю.М. Сегнетоэлектрические свойства  $\text{BaTiO}_3$  на СВЧ // Физика твердого тела.– 1962.– №4.– с.1062.
348. Baker-Jarvis J. Transmission/reflection and short-circuit line permittivity measurements / J.Baker-Jarvis // NIST Technical Note 1341, Jul. 1990.– 154 p.
349. Особливості дослідження сегнетоелектриків у хвилеводах НВЧ / В.А. Казмиренко, Ю.М. Поплавко, Ю.В. Прокопенко [та ін.] // Електроніка і зв'язь.– 2002.– №14.– С.133–135.
350. Baker-Jarvis J. A nonlinear least-squares solution with causality constraints applied to transmission line permittivity and permeability determination / J.Baker-Jarvis, R.G. Geyer, P.D. Domich // IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement.– 1992.– Vol. 41, №.5.– pp. 646–652.
351. Казмиренко В.А. Влияние дисперсии электрофизических параметров материалов на поглощающие свойства абсорбирующих покрытий / В.А. Казмиренко, Ю.В. Прокопенко // Электроника и связь.– 1999.– № 6, том II.– С.75–80.
352. Bussey H.E. Measurement and standardization of dielectric samples / H.E. Bussey, J.E. Gray // IRE Trans. Inst.– 1962.– Vol. I-11, №3. – pp. 162–165.
353. Hill D.A. Reflection coefficient of waveguide with slightly uneven walls / D.A. Hill // IEEE Trans. Microwave Theory Tech.– 1989.– Vol.37, №1.– pp. 244–252.
354. Поплавко Ю.М. Диэлектрическая проницаемость  $\text{BaTiO}_3$  на миллиметровых волнах / Ю.М.Поплавко, В.Г.Цикалов // Физика твердого тела.– 1964.– Том 8, №10.– С. 3112.
355. Kim B. Microwave investigation of ferroelectric bulk and film materials / B. Kim, M.Jeong, S. Baik, V. Kazmirenko, Y. Prokopenko, L. Pereverzeva, Y. Poplavko // 11th International Conference on Microwave and Telecommunication Technology CriMiCo 2001.– 2001.– pp. 600–603.

356. Janezic M. Complex permittivity determination from propagation constant measurements / M.Janezic, J.Jargon // IEEE Microwave and Guided Wave Letters.– 1999.– Vol. 9, No 2.– pp. 76–78.
357. Microwave study of ferroelectrics in waveguide / Y. Poplavko, V. Molchanov, V. Pashkov, Y. Prokopenko, V. Kazmirenko, A. Yeremenko, J.-C. Carru, D. Fasquelle, M. Mascot // Microwaves, Radar and Remote Sensing Symposium MRRS 2008, Sept. 2008, Kiev.– 2008.–pp.88-93. ISBN: 978-1-4244-2688-1.
358. Paraelectric film phase shifter / Y.Poplavko, Y. Prokopenko, S. Baik, B. Kim // XIII Internat. Conf. on Microwaves, Radar and Wireless Communications MIKON-2000: conference proceedings, 22-24 May, 2000, Wroclaw, Poland.– 2000.– Vol.2, pp. 509-512.
359. Measurement of dielectric films' microwave parameters / V.M. Pahkov, V.P. Bovtun, Yu.V.Prokopenko [et al.] // Crimean Conference “Microwave & Telecommunication Technology”.–2009.– C.769-770. - ISBN:978-966-335-244-2.
360. Poplavko Y.M. Microwave examination of ferroelectric film quality / Y.M. Poplavko, V.I.Molchanov, Y.V. Prokopenko // Integrated Ferroelectrics.— 1994.— Vol.5.— pp.19-28, ISSN: 1058-4587.
361. Ferroelectric thin film microwave examination / V. Kazmirenko, Y. Poplavko, L. Pereverzeva, Y. Prokopenko, B. Kim, M. Jeong and S. Baik // Ferroelectrics.– 2003.– Vol.286.– pp.353-356.
362. The method of waveguide-junction resonance for integrated ferroelectric films investigation / M.E. Ilchenko, A.G. Yushchenko, Yu.M. Poplavko, L.P. Pereverzeva, Yu.V. Prokopenko // Proceedings of 27th European Microwave Conference. September 8-12, 1997, Jerusalem.– Jerusalem, 1997.– Vol.II.– pp.842-847.
363. Waveguide methods for ferroelectric materials measurement at microwaves / V. Kazmirenko, Y. Prokopenko, L. Pereverzeva [et al.] // Электроника и связь.– 2001.– №10.– С. 137-139.

364. Dube D.C. Determination of dielectric parameters for films at microwave frequencies / D.C.Dube, R.Natarajan // *Journal of Applied Physics*.– 1973.– Vol. 44, №11. pp. 4927–4929.
365. Natarajan R. Microwave measurement of complex permittivity and conductivity of silicon by a simple technique / R. Natarajan, D.C. Dube, V.K. Tripathi // *Indian Journal of Physics*.– 1978.– №52.– pp. 567–572.
366. Dube D.C. Studying a ferroelectric at microwave frequencies / D.C. Dube, S.J. Lang, Amar Bhala // *Ferroelectrics*.– 1988.– Vol. 87.– pp. 303–308.
367. Measurement of bulk and film ferroelectric materials properties at microwaves / V. Kazmirenko, Y. Prokopenko, L. Pereverzeva [et al.] // 14th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications, MIKON-2002: conference proceedings, May 20-22, 2002, Gdansk, Poland.– 2002.– Vol. 2.– pp. 397–400.
368. Microwave dielectric spectroscopy of ferroelectric thin films / B.Kim, V. Kazmirenko, M. Jeong [et al.] // *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* Vol. 720.–2002.– pp. H3.2.1–H3.2.6.
369. Ferroelectric thin film microwave examination / V. Kazmirenko, Y. Poplavko, L. Pereverzeva, Y. Prokopenko, B. Kim, M. Jeong, S. Baik // 7th Russia-CIS–Baltic-Japan Symposium On Ferroelectricity, June 24-28, 2002, St.-Petersburg, Russia.–2002.– p. 193.
370. Improvement of waveguide method for ferroelectric thin film measurement at microwaves / B. Kim, M. Jeong, S. Baik, V. Kazmirenko, Y. Poplavko, Y. Prokopenko // The 16th International Symposium on Integrated Ferroelectrics ISIF-2004, April 5-8, 2004, Gyeongju, Korea.
371. Non-resonant waveguide technique for measurement of microwave complex permittivity of ferroelectrics and related materials / M. Jeong, B. Kim, Yu. Poplavko, V. Kazmirenko, Yu.Prokopenko, S. Baik // *Journal of the Korean Ceramic Society*.– 2005.– Vol. 42 (7) .– pp. 449-454.
372. Waveguide technique for ferroelectric bulk and film microwave study / Y. Poplavko, V. Kazmirenko, Y. Prokopenko [et al.] // 61-st ARFTG conference “Measurement Accuracy”, 13-13 June, 2003, Philadelphia, USA.– 2003.– pp. 45–51.

373. Microwave properties of MgO single crystals computed from IR, and measured with resonator technique / J.C.Mage, B.Marcilhac, X.Gerbaux, A.Hadni // International Journal of infrared and millimeter waves.– 1994.– Vol. 15, №7.– pp. 1189–1203.
374. Non-resonant, electrode-less method for measuring the microwave complex permittivity of ferroelectric thin films / B. Kim, V. Kazmirenko, Yu. Prokopenko [et al.] // Measurement Science and Technology.– 2005.– Vol.16 (9) .– pp.1792-1797.
375. Takasu H. The ferroelectric memory and its applications / Hidemi Takasu // Journal of Electroceramics.– 2000.– Vol. 4.– pp. 327-338.
376. Tagantsev A.K. Ferroelectric materials for tunable applications / A.K. Tagantsev, V. O. Sherman, K. F. Astafiev [et al.] // Journal of Electroceramics.– 2003.– vol. 11.– pp. 5-66.
377. Shaw T.M. The Properties of Ferroelectric Thin Films at Small Dimensions / T.M. Shaw, S. Trolier-McKinstry, P.C. McIntyre // Annu. Rev. Mater. Sci.– Vol. 30.– 2000.– pp. 263-298.
378. Gevorgian S.S. Do we really need ferroelectrics in paraelectric phase only in electrically controlled microwave devices? / S.S. Gevorgian, E.L. Kollberg // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. .– 2001.– vol. 49.– No11.– pp.2117-2123.
379. Epitaxial  $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$  films for microwave phase shifter / B.J. Kim, S. Baik, Y. Poplavko, Y. Prokopenko // Asia-Pacific Microwave Conference 2000: conference proceedings, 3-6 Dec., 2000, Sydney, Australia.– 2000.–pp 934-937. ISBN: 0-7803-6435-X. DOI: 10.1109/APMC.2000.925981
380. Измерение диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрической пленки на основе копланарной линии передачи СВЧ / А.Ю. Очеретный, Ю.В. Прокопенко, В.И. Молчанов, Ю.М. Поплавко // Электроника и связь.– 2011.– №1(60).– С.23-26.



## Додаток А.

### Дослідження збіжності МСЕ під час розрахунку еквівалентних параметрів мікросмужкової і копланарної лінії

Таблиця А.1

Результати розрахунку еквівалентних параметрів МСЛ залежно від розмірів аналізованої області для поглинаючих граничних умов (товщина підкладки 1 мм)

$w/h$	$\epsilon$ підкладки	Розміри аналізованої області, мм <sup>2</sup>	$Z$ , Ом	$\epsilon_{eff}$
1	4	3 × 4	79,31	3,17
		6 × 8	73,14	2,91
		9 × 12	72,50	2,88
		12 × 16	72,37	2,88
		16 × 24	72,39	2,88
		24 × 32	72,42	2,88
1	5	3 × 4	71,68	3,88
		6 × 8	66,34	3,54
		9 × 12	65,78	3,50
		12 × 16	65,67	3,50
		16 × 24	65,69	3,50
		24 × 32	65,71	3,50
1	8	3 × 4	57,61	5,99
		6 × 8	53,61	5,42
		9 × 12	53,20	5,35
		12 × 16	53,11	5,35
		16 × 24	53,12	5,34
		24 × 32	53,14	5,35
1	10	3 × 4	51,83	7,39
		6 × 8	48,32	6,68
		9 × 12	47,96	6,59
		12 × 16	47,88	6,58
		16 × 24	47,89	6,58
		24 × 32	47,91	6,58

Таблиця А.2

Результати розрахунку еквівалентних параметрів МСЛ залежно від розмірів аналізованої області для граничних умов, що відбивають (товщина підкладки 1 мм)

$w/h$	$\varepsilon$ підкладки	Розміри аналізованої області, мм <sup>2</sup>	$Z$ , Ом	$\varepsilon_{eff}$
1	4	3 × 4	66,54	2,64
		6 × 8	71,08	2,81
		9 × 12	71,89	2,85
		12 × 16	72,12	2,87
		16 × 24	71,81	2,88
		24 × 32	72,39	2,88
1	5	3 × 4	60,58	3,18
		6 × 8	64,54	3,41
		9 × 12	65,25	3,46
		12 × 16	65,45	3,48
		16 × 24	65,61	3,49
		24 × 32	65,68	3,50
1	8	3 × 4	49,24	4,82
		6 × 8	52,25	5,21
		9 × 12	52,79	5,29
		12 × 16	52,94	5,32
		16 × 24	53,07	5,34
		24 × 32	53,12	5,34
1	10	3 × 4	44,47	5,91
		6 × 8	47,12	6,40
		9 × 12	47,60	6,50
		12 × 16	47,73	6,54
		16 × 24	47,84	6,56
		24 × 32	47,89	6,58

Таблиця А.3

Результати розрахунку еквівалентних параметрів копланарної лінії залежно від розмірів аналізованої області для поглинаючих граничних умов (розміри аналізованої області 6 x 8 мм<sup>2</sup>, товщина підкладки 1 мм)

$\frac{a}{b}$	$\frac{c}{b}$	$\frac{h}{b}$	$\varepsilon$	Число деталізацій сітки	Z, Ом	$\varepsilon_{eff}$
0,5	2	1	4	0	79,49	2,33
				1	80,47	2,32
				2	80,81	2,32
				3	80,94	2,32
0,5	2	1	5	0	72,86	2,77
				1	73,76	2,76
				2	74,08	2,76
				3	74,20	2,76
0,5	2	1	8	0	59,88	4,09
				1	60,64	4,08
				2	60,91	4,08
				3	61,02	4,07
0,5	2	1	10	0	54,30	4,98
				1	54,98	4,97
				2	55,24	4,96
				3	55,33	4,95

Таблиця А.4

Результати розрахунку еквівалентних параметрів копланарної лінії залежно від розмірів аналізованої області для граничних умов, що відбивають (розміри аналізованої області 6 x 8 мм<sup>2</sup>, товщина підкладки 1 мм)

$\frac{a}{b}$	$\frac{c}{b}$	$\frac{h}{b}$	$\varepsilon$	Число деталізацій сітки	Z, Ом	$\varepsilon_{eff}$
0,5	2	1	4	0	62,27	2,52
				1	62,92	2,52
				2	63,15	2,52
				3	63,24	2,52
0,5	2	1	5	0	57,03	3,01
				1	57,63	3,00
				2	57,84	3,00
				3	57,92	3,00
0,5	2	1	8	0	47,06	4,42
				1	47,57	4,41
				2	47,75	4,40
				3	47,82	4,40
0,5	2	1	10	0	42,87	5,32
				1	43,34	5,31
				2	43,50	5,31
				3	43,57	5,30

Таблиця А.5

Результати розрахунку еквівалентних параметрів копланарної лінії залежно від розмірів аналізованої області для поглинаючих граничних умов (товщина підкладки 1 мм)

$a/b$	$c/b$	$h/b$	$\epsilon$	Розміри аналізованої області, мм <sup>2</sup>	$Z$ , Ом	$\epsilon_{eff}$
0,5	2	1	4	6 × 8	80,47	2,32
				9 × 12	80,07	2,31
				12 × 16	79,96	2,31
				16 × 24	79,82	2,31
				24 × 32	79,70	2,31
0,5	2	1	5	6 × 8	73,76	2,76
				9 × 12	73,42	2,75
				12 × 16	73,32	2,75
				16 × 24	73,20	2,75
				24 × 32	73,10	2,75
0,5	2	1	8	6 × 8	60,64	4,08
				9 × 12	60,39	4,06
				12 × 16	60,33	4,06
				16 × 24	60,24	4,06
				24 × 32	60,16	4,06
0,5	2	1	10	6 × 8	54,98	4,97
				9 × 12	54,77	4,94
				12 × 16	54,73	4,93
				16 × 24	54,65	4,93
				24 × 32	54,58	4,93

Таблиця А.6

Результати розрахунку еквівалентних параметрів МСЛ залежно від розмірів аналізованої області для граничних умов, що відбивають (товщина підкладки 1 мм)

$a/b$	$c/b$	$h/b$	$\epsilon$	Розміри аналізованої області, мм <sup>2</sup>	$Z$ , Ом	$\epsilon_{eff}$
0,5	2	1	4	6 × 8	62,92	2,52
				9 × 12	63,80	2,49
				12 × 16	64,50	2,47
				16 × 24	65,60	2,42
				24 × 32	66,50	2,39
0,5	2	1	5	6 × 8	57,63	3,00
				9 × 12	58,52	2,96
				12 × 16	59,23	2,92
				16 × 24	60,34	2,86
				24 × 32	61,24	2,82
0,5	2	1	8	6 × 8	47,57	4,41
				9 × 12	48,48	4,32
				12 × 16	49,19	4,24
				16 × 24	50,25	4,13
				24 × 32	51,06	4,05
0,5	2	1	10	6 × 8	43,34	5,31
				9 × 12	44,23	5,19
				12 × 16	44,92	5,08
				16 × 24	45,92	4,94
				24 × 32	46,67	4,85

## Додаток Б.

### Результати розрахунків еквівалентних параметрів мікросму- жкової лінії

Таблиця Б.1

Результати розрахунку характеристичного опору і ефективної діелектричної  
проникності залежно від величини повітряного проміжку, для співвідношення  
ширини управляючого електрода до товщини підкладки  $w/h = 1.9$

$w/h = 1.9$		$d/h$							
		0	0,003	0,006	0,013	0,02	0,025	0,03	
$\epsilon_{II}$	2	Z, Ом	62.02	63.23	63.48	64.02	64.48	64.91	65.39
		$\epsilon_{eff}$	1.608	1.600	1.591	1.575	1.561	1.549	1.537
	4	Z, Ом	47.58	47.95	48.43	49.27	50.02	50.71	51.34
		$\epsilon_{eff}$	2.846	2.796	2.752	2.677	2.611	2.551	2.497
	6	Z, Ом	39.78	40.31	40.87	41.90	42.81	43.67	44.49
		$\epsilon_{eff}$	4.116	3.996	3.895	3.727	3.582	3.454	3.339
	8	Z, Ом	34.70	35.35	36.05	37.33	38.41	39.46	40.42
		$\epsilon_{eff}$	5.415	5.194	5.022	4.728	4.483	4.270	4.083
	10	Z, Ом	31.21	31.89	32.66	33.99	35.24	36.41	37.51
		$\epsilon_{eff}$	6.729	6.378	6.121	5.682	5.321	5.015	4.750
	15	Z, Ом	25.68	26.68	27.81	29.32	30.58	31.77	32.96
		$\epsilon_{eff}$	10.15	9.363	8.785	7.865	7.164	6.600	6.134
	20	Z, Ом	22.43	23.28	24.21	26.26	28.08	29.42	30.63
		$\epsilon_{eff}$	13.57	12.22	11.30	9.853	8.755	7.899	7.222
	25	Z, Ом	20.15	21.38	22.41	23.98	25.92	27.79	29.21
		$\epsilon_{eff}$	17.23	15.02	13.61	11.57	10.12	8.994	8.118
	30	Z, Ом	18.34	19.59	21.28	22.79	24.38	26.29	28.12
		$\epsilon_{eff}$	20.73	17.92	15.94	13.10	11.28	9.926	8.857
	35	Z, Ом	17.75	18.64	19.56	22.20	23.37	25.11	27.06
		$\epsilon_{eff}$	24.51	20.41	18.05	14.55	12.28	10.71	9.499
40	Z, Ом	16.14	17.74	18.55	21.35	22.77	24.24	26.14	
	$\epsilon_{eff}$	28.19	23.05	19.96	15.92	13.18	11.38	10.05	

Таблиця Б.2

Результати розрахунку характеристичного опору і ефективної діелектричної проникності залежно від величини повітряного проміжку, для співвідношення ширини управляючого електрода до товщини підкладки  $w/h = 1$

$w/h = 1$		$d/h$							
		0	0,003	0,006	0,013	0,02	0,025	0,03	
$\epsilon_{II}$	2	Z, Ом	90.35	91.90	92.65	93.69	94.49	95.20	95.88
		$\epsilon_{eff}$	1.584	1.5772	1.5619	1.543	1.527	1.510	1.499
	4	Z, Ом	70.18	70.58	71.47	72.99	74.32	75.52	76.65
		$\epsilon_{eff}$	2.757	2.699	2.644	2.558	2.484	2.4183	2.359
	6	Z, Ом	58.91	59.59	60.69	62.48	64.22	65.71	67.11
		$\epsilon_{eff}$	3.953	3.8186	3.692	3.504	3.344	3.206	3.085
	8	Z, Ом	51.83	52.94	54.20	56.26	58.05	59.72	61.29
		$\epsilon_{eff}$	5.166	4.904	4.706	4.384	4.121	3.900	3.709
	10	Z, Ом	46.59	47.91	49.39	51.77	53.83	55.69	57.46
		$\epsilon_{eff}$	6.398	5.980	5.687	5.207	4.827	4.513	4.248
	15	Z, Ом	38.46	40.05	41.70	44.57	47.07	49.39	51.52
		$\epsilon_{eff}$	9.536	8.618	8.004	7.048	6.337	5.780	5.330
	20	Z, Ом	33.28	35.23	37.41	40.47	43.14	45.60	47.95
		$\epsilon_{eff}$	12.73	11.18	10.06	8.634	7.571	6.772	6.148
	25	Z, Ом	30.15	32.16	34.02	37.58	40.61	43.20	45.61
		$\epsilon_{eff}$	16.01	13.60	12.12	10.01	8.600	7.572	6.791
	30	Z, Ом	27.18	29.65	31.94	35.26	38.68	41.47	43.96
		$\epsilon_{eff}$	19.29	15.97	13.93	11.24	9.478	8.238	7.315
	35	Z, Ом	25.68	27.88	30.50	33.87	37.26	40.32	42.58
		$\epsilon_{eff}$	22.60	18.25	15.66	12.29	10.22	8.781	7.751
40	Z, Ом	23.98	26.22	28.88	32.61	35.86	39.13	41.87	
	$\epsilon_{eff}$	26.06	20.38	17.26	13.25	10.88	9.271	8.108	

Таблиця Б.3

Результати розрахунку характеристичного опору і ефективної діелектричної проникності залежно від величини повітряного проміжку, для співвідношення ширини управляючого електрода до товщини підкладки  $w/h = 0.5$

$w/h = 0.5$		$d/h$							
		0	0,003	0,006	0,013	0,02	0,025	0,03	
$\epsilon_{\text{п}}$	2	Z, Ом	123.5	124.4	124.8	126.6	127.8	128.5	129.5
		$\epsilon_{\text{eff}}$	1.563	1.554	1.535	1.512	1.493	1.477	1.461
	4	Z, Ом	95.14	95.97	97.68	100.1	102.0	104.1	105.6
		$\epsilon_{\text{eff}}$	2.688	2.615	2.546	2.442	2.356	2.280	2.215
	6	Z, Ом	79.73	80.90	83.01	86.12	88.81	91.40	93.67
		$\epsilon_{\text{eff}}$	3.836	3.653	3.510	3.284	3.102	2.947	2.817
	8	Z, Ом	70.29	72.18	74.29	77.84	80.87	83.64	86.22
		$\epsilon_{\text{eff}}$	4.994	4.658	4.427	4.049	3.754	3.515	3.315
	10	Z, Ом	63.37	65.77	68.20	72.23	75.54	78.51	81.28
		$\epsilon_{\text{eff}}$	6.159	5.647	5.292	4.743	4.329	4.001	3.733
	15	Z, Ом	52.19	54.88	58.12	63.16	67.41	71.04	74.21
		$\epsilon_{\text{eff}}$	9.122	8.028	7.283	6.225	5.491	4.948	4.524
	20	Z, Ом	45.36	48.78	52.08	57.55	62.39	66.56	70.21
		$\epsilon_{\text{eff}}$	12.14	10.23	9.060	7.449	6.390	5.641	5.083
	25	Z, Ом	40.81	44.37	48.12	53.95	58.95	63.51	67.49
		$\epsilon_{\text{eff}}$	15.20	12.35	10.65	8.470	7.110	6.178	5.500
	30	Z, Ом	37.17	40.74	45.07	51.38	56.57	61.31	65.52
		$\epsilon_{\text{eff}}$	18.28	14.23	12.09	9.344	7.700	6.639	5.856
	35	Z, Ом	34.53	38.81	42.98	49.57	54.91	59.73	64.29
		$\epsilon_{\text{eff}}$	21.39	16.18	13.39	10.09	8.189	6.955	6.089
40	Z, Ом	32.56	37.78	41.13	47.80	53.28	58.35	62.90	
	$\epsilon_{\text{eff}}$	24.55	18.36	14.57	10.75	8.631	7.258	6.313	

Таблиця Б.4

Результати розрахунку характеристичного опору і ефективної діелектричної проникності залежно від величини повітряного проміжку, для співвідношення ширини управляючого електрода до товщини підкладки  $w/h = 0.24$

$w/h = 0.24$		$d/h$							
		0	0,003	0,006	0,013	0,02	0,025	0,03	
$\epsilon_{\pi}$	2	Z, Ом	156.6	158.1	159.4	160.7	162.5	163.5	164.9
		$\epsilon_{eff}$	1.549	1.539	1.513	1.484	1.460	1.438	1.420
	4	Z, Ом	119.1	121.2	124.1	128.2	131.5	134.4	137.0
		$\epsilon_{eff}$	2.643	2.532	2.457	2.327	2.223	2.137	2.064
	6	Z, Ом	100.2	103.1	106.6	112.1	116.2	120.0	123.4
		$\epsilon_{eff}$	3.756	3.509	3.330	3.051	2.843	2.678	2.542
	8	Z, Ом	89.16	91.94	95.77	101.6	106.6	111.0	115.2
		$\epsilon_{eff}$	4.874	4.435	4.144	3.692	3.364	3.113	2.912
	10	Z, Ом	80.50	84.23	88.51	95.17	100.4	105.3	109.4
		$\epsilon_{eff}$	5.997	5.331	4.893	4.250	3.803	3.467	3.212
	15	Z, Ом	66.17	70.91	77.12	85.08	91.50	96.67	101.3
		$\epsilon_{eff}$	8.848	7.384	6.524	5.378	4.645	4.134	3.750
	20	Z, Ом	57.92	63.56	69.36	79.00	86.36	92.12	96.97
		$\epsilon_{eff}$	11.73	9.313	7.933	6.237	5.244	4.587	4.110
	25	Z, Ом	51.77	58.19	64.70	74.75	82.81	89.07	94.21
		$\epsilon_{eff}$	14.65	11.07	9.139	6.922	5.700	4.921	4.370
	30	Z, Ом	47.39	54.18	61.36	71.39	80.09	86.80	92.19
		$\epsilon_{eff}$	17.60	12.54	10.19	7.500	6.067	5.183	4.571
	35	Z, Ом	43.88	51.43	59.00	69.28	78.28	85.31	90.92
		$\epsilon_{eff}$	20.57	14.14	11.10	7.964	6.351	5.381	4.720
40	Z, Ом	41.14	48.70	56.53	67.09	76.30	83.72	89.55	
	$\epsilon_{eff}$	23.57	15.45	11.94	8.394	6.616	5.565	4.858	



## Додаток В.

### Порівняння результатів розрахунку резонансних частот складених діелектричних резонаторів з експериментальними даними

Таблиця В.1

Результати виміру та розрахунку резонансної частоти методом скінченних елементів для дискового СДР ( $\epsilon_1 = 80, R = 1,8$  мм,  $h = 3,8$  мм) з поперечним повітряним зазором  $d$

Повітряний зазор між частинами СДР $d$ , мкм	Експериментальне значення $f_0$ (ГГц)	Розраховане значення $f_0$ (ГГц)	Відносна різниця між експериментальними і розрахованими значеннями, (%)
0	8,159	8,281	1,49
50	10,417	10,473	0,53
100	11,199	11,206	0,06
200	11,784	11,766	0,15
500	12,229	12,182	0,38

Таблиця В.2

Результати виміру та розрахунку резонансної частоти методом скінченних елементів для дискового СДР ( $\epsilon_1 = 80, R = 2,1$  мм,  $h = 2,3$  мм) з поперечним повітряним зазором  $d$

Повітряний зазор між частинами СДР $d$ , мкм	Експериментальне значення $f_0$ (ГГц)	Розраховане значення $f_0$ (ГГц)	Відносна різниця між експериментальними і розрахованими значеннями, (%)
0	8,188	8,107	1,00%
50	10,136	10,036	1,00%
100	10,826	10,765	0,57%
200	11,305	11,299	0,05%
500	11,545	11,689	1,24%

Таблиця В.3

Результати виміру та розрахунку резонансної частоти методом скінченних елементів для кільцевого СДР ( $\epsilon_1 = 80, R_e = 5,1$  мм,  $R_i = 1,45$  мм,  $h = 5,3$  мм) з поперечним повітряним зазором  $d$

Повітряний зазор між частинами СДР $d$ , мкм	Експериментальне значення $f_0$ (ГГц)	Розраховане значення $f_0$ (ГГц)	Відносна різниця між експериментальними і розрахованими значеннями, (%)
0	3,379	3,392	0,38
50	3,849	3,876	0,69
100	4,171	4,216	1,07
200	4,576	4,657	1,75
500	5,119	5,229	2,13

Таблиця В.4

Результати виміру та розрахунку резонансної частоти методом скінченних елементів для кільцевого СДР ( $\varepsilon_1 = 80, R_e = 7,8 \text{ мм}, R_i = 1,95 \text{ мм}, h = 5,2 \text{ мм}$ ) з поперечним повітряним зазором  $d$

Повітряний зазор між частинами СДР $d$ , мкм	Експериментальне значення $f_0$ (ГГц)	Розраховане значення $f_0$ (ГГц)	Відносна різниця між експериментальними і розрахованими значеннями, (%)
0	3,629	3,551	2,18
50	3,810	3,745	1,73
100	3,970	3,900	1,79
200	4,231	4,167	1,53
500	4,709	4,667	0,90

Таблиця В.5

Результати виміру та розрахунку резонансної частоти методом скінченних елементів для прямокутного СДР ( $\varepsilon_1 = 78, a = 10,1 \text{ мм}, h = 5,6 \text{ мм}$ ) з поперечним повітряним зазором  $d$

Повітряний зазор між частинами СДР $d$ , мкм	Експериментальне значення $f_0$ (ГГц)	Розраховане значення $f_0$ (ГГц)	Відносна різниця між експериментальними і розрахованими значеннями, (%)
0	3,275	3,182	2,86
50	3,610	3,613	0,08
100	3,881	3,863	0,46
200	4,176	4,151	0,60
500	4,413	4,447	0,76

Таблиця В.6

Результати виміру та розрахунку резонансної частоти методом скінченних елементів для прямокутного СДР ( $\varepsilon_1 = 78, a = 9,2 \text{ мм}, h = 10 \text{ мм}$ ) з поперечним повітряним зазором  $d$

Повітряний зазор між частинами СДР $d$ , мкм	Експериментальне значення $f_0$ (ГГц)	Розраховане значення $f_0$ (ГГц)	Відносна різниця між експериментальними і розрахованими значеннями, (%)
0	3,074	3,037	1,23
50	3,438	3,484	1,34
100	3,689	3,732	1,17
200	3,971	4,01	0,99
400	4,195	4,242	1,13

## Додаток Г.

### Залежності ефективної діелектричної проникності складених діелектричних резонаторів від геометричних та електрофізичних параметрів

Таблиця Г.1

Залежність нормованої ефективної діелектричної проникності  $\varepsilon_{eff} / \varepsilon_1$  для найнижчого  $H$ -типу коливачів сферичного СДР від діелектричної проникності матеріалу  $\varepsilon_1$  та співвідношення  $d/D$

100d/D	$\varepsilon_1$								
	20	40	60	80	100	120	140	160	180
0.1	0.9814	0.9619	0.9453	0.9286	0.9131	0.8990	0.8847	0.8738	0.8616
0.2	0.9639	0.9287	0.8993	0.8734	0.8502	0.8295	0.8094	0.7915	0.7753
0.3	0.9481	0.8994	0.8626	0.8306	0.8018	0.7772	0.7565	0.7379	0.7203
0.4	0.9326	0.8720	0.8320	0.7944	0.7637	0.7388	0.7162	0.6972	0.6793
0.5	0.9186	0.8517	0.8047	0.7643	0.7346	0.7085	0.6851	0.6663	0.6505
0.6	0.9055	0.8298	0.7819	0.7399	0.7082	0.6832	0.6607	0.6432	0.6277
0.7	0.8931	0.8105	0.7604	0.7198	0.6868	0.6633	0.6418	0.6241	0.6104
0.8	0.8816	0.7959	0.7435	0.7015	0.6692	0.6459	0.6252	0.6101	0.5960
0.9	0.8718	0.7787	0.7283	0.6851	0.6545	0.6317	0.6129	0.5970	0.5845
1.0	0.8616	0.7641	0.7135	0.6720	0.6416	0.6198	0.6013	0.5867	0.5748
1.1	0.8517	0.7520	0.7007	0.6582	0.6298	0.6091	0.5911	0.5780	0.5669
1.2	0.8424	0.7430	0.6886	0.6479	0.6198	0.5999	0.5828	0.5700	0.5602
1.3	0.8337	0.7298	0.6779	0.6381	0.6112	0.5918	0.5759	0.5633	0.5542
1.4	0.8247	0.7193	0.6681	0.6291	0.6034	0.5844	0.5693	0.5585	0.5492
1.5	0.8167	0.7097	0.6595	0.6210	0.5961	0.5785	0.5634	0.5533	0.5444
1.6	0.8093	0.7007	0.6518	0.6142	0.5897	0.5732	0.5597	0.5492	0.5404
1.7	0.8021	0.6919	0.6448	0.6081	0.5837	0.5678	0.5549	0.5451	0.5366
1.8	0.7953	0.6839	0.6380	0.6016	0.5790	0.5643	0.5510	0.5413	0.5337
1.9	0.7887	0.6765	0.6312	0.5960	0.5737	0.5600	0.5474	0.5380	0.5307
2.0	0.7821	0.6698	0.6256	0.5908	0.5696	0.5563	0.5441	0.5353	0.5283
2.2	0.7709	0.6579	0.6153	0.5817	0.5631	0.5498	0.5383	0.5304	0.5237
2.4	0.7613	0.6469	0.6063	0.5745	0.5562	0.5442	0.5336	0.5260	0.5197
2.6	0.7530	0.6368	0.5980	0.5673	0.5508	0.5394	0.5292	0.5224	0.5164
2.8	0.7400	0.6275	0.5904	0.5625	0.5459	0.5352	0.5258	0.5191	0.5136
3.0	0.7317	0.6198	0.5844	0.5572	0.5416	0.5317	0.5227	0.5163	0.5113
3.2	0.7235	0.6127	0.5788	0.5525	0.5378	0.5286	0.5199	0.5140	0.5090
3.4	0.7158	0.6055	0.5733	0.5483	0.5343	0.5257	0.5173	0.5119	0.5071
3.6	0.7086	0.5990	0.5686	0.5448	0.5314	0.5233	0.5152	0.5098	0.5055
3.8	0.7012	0.5934	0.5643	0.5415	0.5287	0.5206	0.5133	0.5082	0.5040
4.0	0.6953	0.5877	0.5613	0.5382	0.5263	0.5187	0.5114	0.5066	0.5026
4.2	0.6888	0.5829	0.5576	0.5354	0.5241	0.5169	0.5101	0.5052	0.5015
4.4	0.6831	0.5787	0.5545	0.5330	0.5222	0.5152	0.5085	0.5039	0.5004
4.6	0.6778	0.5745	0.5516	0.5308	0.5203	0.5136	0.5073	0.5027	0.4995
4.8	0.6726	0.5704	0.5488	0.5286	0.5184	0.5122	0.5062	0.5018	0.4986
5.0	0.6681	0.5666	0.5462	0.5269	0.5167	0.5110	0.5048	0.5009	0.4977
5.5	0.6572	0.5594	0.5404	0.5223	0.5132	0.5080	0.5026	0.4989	0.4959
6.0	0.6473	0.5521	0.5354	0.5187	0.5102	0.5058	0.5005	0.4972	0.4942
6.5	0.6382	0.5461	0.5314	0.5154	0.5079	0.5037	0.4988	0.4956	0.4929
7.0	0.6306	0.5411	0.5277	0.5126	0.5056	0.5019	0.4974	0.4943	0.4918
7.5	0.6234	0.5363	0.5248	0.5103	0.5038	0.5006	0.4963	0.4934	0.4909
8.0	0.6167	0.5321	0.5220	0.5082	0.5022	0.4995	0.4954	0.4923	0.4900
8.5	0.6103	0.5282	0.5193	0.5064	0.5009	0.4981	0.4941	0.4915	0.4894
9.0	0.6047	0.5251	0.5170	0.5048	0.4995	0.4972	0.4932	0.4908	0.4887
9.5	0.5994	0.5224	0.5151	0.5034	0.4984	0.4963	0.4926	0.4902	0.4881
10.0	0.5945	0.5200	0.5132	0.5021	0.4978	0.4955	0.4917	0.4895	0.4877

Таблиця Г.2

Залежність нормованої ефективної діелектричної проникності  $\varepsilon_{eff} / \varepsilon_1$  для найнижчого  $H$ -типу коливань дискового СДР ( $\varepsilon_1 = 40, \varepsilon_2 = 1$ ) від співвідношення  $d/D, h/D$

100d/D	h/D								
	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1
0.1	0.9653	0.9653	0.9658	0.9650	0.9653	0.9656	0.9690	0.9658	0.9687
0.2	0.9348	0.9337	0.9344	0.9338	0.9350	0.9352	0.9388	0.9352	0.938
0.3	0.9073	0.9062	0.9077	0.9078	0.9065	0.9073	0.9096	0.9079	0.9102
0.4	0.8832	0.8822	0.8837	0.8828	0.8824	0.8845	0.8852	0.8833	0.8863
0.5	0.8636	0.8609	0.8616	0.8606	0.8604	0.8616	0.8631	0.8602	0.8638
0.6	0.8446	0.8415	0.8418	0.8413	0.8403	0.8405	0.8424	0.8391	0.8455
0.7	0.8269	0.8233	0.8235	0.8230	0.8220	0.8247	0.8236	0.8208	0.8273
0.8	0.8111	0.8072	0.8063	0.8064	0.8056	0.8077	0.8068	0.8052	0.8106
0.9	0.7963	0.7922	0.7914	0.7911	0.7897	0.7925	0.7922	0.7896	0.793
1.0	0.7832	0.7785	0.7789	0.7773	0.7775	0.7785	0.7776	0.7758	0.7784
1.1	0.7716	0.7662	0.7660	0.7643	0.7644	0.7653	0.7643	0.7622	0.7651
1.2	0.7597	0.7546	0.7541	0.7523	0.7521	0.7526	0.7520	0.7498	0.7509
1.3	0.7498	0.7438	0.7430	0.7409	0.7408	0.7410	0.7396	0.7384	0.7402
1.4	0.7400	0.7336	0.7324	0.7304	0.7297	0.7308	0.7308	0.7284	0.7301
1.5	0.7316	0.7241	0.7229	0.7211	0.7201	0.7211	0.7208	0.7186	0.7200
1.6	0.7228	0.7161	0.7139	0.7120	0.7112	0.7120	0.7119	0.7087	0.7107
1.7	0.7152	0.7078	0.7054	0.7037	0.7030	0.7034	0.7027	0.7006	0.702
1.8	0.7077	0.7001	0.6974	0.6953	0.6947	0.6952	0.6948	0.6919	0.6936
1.9	0.7009	0.6929	0.6900	0.6879	0.6870	0.6874	0.6870	0.6838	0.6854
2.0	0.6941	0.6859	0.6830	0.6806	0.6801	0.6794	0.6796	0.6764	0.6778
2.2	0.6819	0.6732	0.6699	0.6678	0.6672	0.6676	0.6663	0.6628	0.6654
2.4	0.6710	0.6617	0.6583	0.6566	0.6552	0.6555	0.6543	0.6508	0.6532
2.6	0.6614	0.6517	0.6476	0.6456	0.6443	0.6434	0.6434	0.6403	0.6421
2.8	0.6528	0.6426	0.6393	0.636	0.6343	0.6330	0.6337	0.6299	0.6322
3.0	0.6459	0.6341	0.6306	0.6274	0.6251	0.6241	0.6246	0.6206	0.6228
3.2	0.6367	0.6268	0.6226	0.6192	0.6174	0.6166	0.6163	0.6128	0.6150
3.4	0.6304	0.6197	0.6154	0.6117	0.6106	0.6095	0.6095	0.6052	0.6073
3.6	0.6242	0.6140	0.6086	0.6048	0.6036	0.6018	0.6023	0.5983	0.5997
3.8	0.6186	0.6081	0.6025	0.5973	0.5972	0.5951	0.5959	0.5918	0.5942
4.0	0.6138	0.6026	0.5965	0.5914	0.5913	0.5899	0.5897	0.5868	0.5862
4.2	0.6087	0.5976	0.5915	0.5861	0.5860	0.5843	0.5842	0.5811	0.5813
4.4	0.6041	0.5932	0.5865	0.5828	0.5807	0.5796	0.5790	0.5760	0.5763
4.6	0.5999	0.5863	0.5818	0.5780	0.5759	0.5747	0.5736	0.5716	0.5714
4.8	0.5962	0.5831	0.5777	0.5736	0.5716	0.5699	0.5689	0.5665	0.5672
5.0	0.5926	0.5792	0.5737	0.5694	0.5673	0.5661	0.5648	0.5623	0.5632
5.5	0.5841	0.5710	0.5657	0.5603	0.5583	0.5566	0.5556	0.5512	0.5536
6.0	0.5770	0.5635	0.5559	0.5534	0.5502	0.5484	0.5473	0.5433	0.5454
6.5	0.5709	0.5571	0.5498	0.5441	0.5437	0.5415	0.5413	0.5363	0.5382
7.0	0.5655	0.5514	0.5438	0.5387	0.5349	0.5323	0.5318	0.5298	0.5320
7.5	0.5610	0.5464	0.5387	0.5337	0.5295	0.5279	0.5265	0.5241	0.5258
8.0	0.5569	0.5420	0.5341	0.5291	0.5244	0.5237	0.5216	0.5190	0.5209
8.5	0.5532	0.5380	0.5300	0.5248	0.5201	0.5192	0.5172	0.5145	0.5164
9.0	0.5499	0.5346	0.5262	0.5208	0.5162	0.5149	0.5130	0.5106	0.5127
9.5	0.5471	0.5315	0.5230	0.5171	0.5127	0.5116	0.5095	0.5069	0.5090
10.0	0.5442	0.5284	0.5199	0.5140	0.5094	0.5080	0.5063	0.5034	0.5056

Таблиця Г.3

Залежність нормованої ефективної діелектричної проникності  $\varepsilon_{eff} / \varepsilon_1$  для найнижчого  $H$ -типу коливань дискового СДР ( $\varepsilon_1 = 50, \varepsilon_2 = 1$ ) від співвідношення  $d/D, h/D$

$100d/D$	$h/D$	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1
0.1		0.9570	0.9571	0.9571	0.9569	0.9577	0.9551	0.9609	0.9574	0.96
0.2		0.9190	0.9188	0.9206	0.9209	0.9201	0.9202	0.9241	0.9205	0.9229
0.3		0.8869	0.8864	0.8878	0.8877	0.8859	0.8905	0.8896	0.8887	0.8913
0.4		0.8601	0.8586	0.8596	0.8592	0.8588	0.8587	0.8608	0.8580	0.8612
0.5		0.8364	0.8337	0.8347	0.8346	0.8351	0.8361	0.8351	0.8318	0.8392
0.6		0.8151	0.8120	0.8112	0.8122	0.8127	0.8131	0.8131	0.8114	0.8165
0.7		0.7951	0.7922	0.7913	0.7918	0.7912	0.7935	0.7933	0.7928	0.7961
0.8		0.7778	0.7740	0.7751	0.7740	0.7741	0.7754	0.7747	0.7750	0.7760
0.9		0.7627	0.7584	0.7585	0.7574	0.7576	0.7588	0.7581	0.7560	0.7600
1.0		0.7481	0.7438	0.7441	0.7425	0.7427	0.7435	0.7425	0.7410	0.7421
1.1		0.7356	0.7304	0.7304	0.7286	0.7284	0.7292	0.7276	0.7276	0.7295
1.2		0.7245	0.7183	0.7183	0.7167	0.7158	0.7169	0.7169	0.7148	0.7164
1.3		0.7137	0.7078	0.7064	0.7052	0.7044	0.7054	0.7053	0.7029	0.7048
1.4		0.7036	0.6976	0.6959	0.6948	0.6942	0.6949	0.6944	0.6926	0.6947
1.5		0.6942	0.6879	0.6860	0.6847	0.6841	0.6846	0.6844	0.6818	0.6834
1.6		0.6856	0.6793	0.6770	0.6754	0.6748	0.6753	0.6751	0.6721	0.6737
1.7		0.6781	0.6708	0.6685	0.6671	0.6662	0.6676	0.6666	0.6634	0.6659
1.8		0.6707	0.6633	0.6608	0.6593	0.6588	0.6593	0.6582	0.6554	0.6577
1.9		0.6639	0.6563	0.6536	0.6519	0.6512	0.6516	0.6508	0.6481	0.6503
2.0		0.6577	0.6494	0.6465	0.6452	0.6443	0.6444	0.6438	0.6406	0.6430
2.2		0.6460	0.6374	0.6348	0.6326	0.6310	0.6306	0.6310	0.6275	0.6299
2.4		0.6355	0.6265	0.6241	0.6214	0.6195	0.6186	0.6193	0.6158	0.6190
2.6		0.6266	0.6172	0.6142	0.6113	0.6096	0.6097	0.6100	0.6062	0.6085
2.8		0.6183	0.6092	0.6051	0.6019	0.6013	0.5999	0.6005	0.5969	0.5982
3.0		0.6110	0.6016	0.5970	0.5925	0.5932	0.5917	0.5923	0.5886	0.5904
3.2		0.6042	0.5946	0.5897	0.5853	0.5857	0.5843	0.5846	0.5819	0.5819
3.4		0.5988	0.5883	0.5831	0.5805	0.5787	0.5779	0.5777	0.5747	0.5756
3.6		0.5931	0.5821	0.5771	0.5744	0.5725	0.5714	0.5706	0.5684	0.5690
3.8		0.5878	0.5770	0.5717	0.5688	0.5670	0.5659	0.5648	0.5624	0.5636
4.0		0.5839	0.5722	0.5667	0.5636	0.5616	0.5607	0.5598	0.5572	0.5584
4.2		0.5783	0.5675	0.5620	0.5579	0.5566	0.5557	0.5545	0.5525	0.5534
4.4		0.5748	0.5635	0.5576	0.5539	0.5521	0.5510	0.5502	0.5477	0.5489
4.6		0.5710	0.5599	0.5540	0.5500	0.5478	0.5468	0.5456	0.5436	0.5447
4.8		0.5679	0.5562	0.5502	0.5463	0.5442	0.5429	0.5419	0.5392	0.5407
5.0		0.5649	0.5535	0.5467	0.5424	0.5406	0.5395	0.5382	0.5357	0.5368
5.5		0.5581	0.5455	0.5396	0.5358	0.5326	0.5315	0.5296	0.5269	0.5290
6.0		0.5526	0.5394	0.5326	0.5287	0.5254	0.5241	0.5229	0.5199	0.5212
6.5		0.5475	0.5343	0.5271	0.5224	0.5195	0.5185	0.5171	0.5137	0.5153
7.0		0.5436	0.5298	0.5226	0.5176	0.5130	0.5137	0.5109	0.5086	0.5105
7.5		0.5397	0.5256	0.5182	0.5132	0.5088	0.5078	0.5066	0.5039	0.5059
8.0		0.5365	0.5220	0.5144	0.5093	0.5050	0.5040	0.5022	0.4997	0.5017
8.5		0.5337	0.5190	0.5112	0.5056	0.5015	0.5002	0.4989	0.4961	0.4980
9.0		0.5310	0.5166	0.5081	0.5024	0.4983	0.4969	0.4955	0.4927	0.4946
9.5		0.5289	0.5139	0.5054	0.4997	0.4953	0.4941	0.4924	0.4897	0.4917
10.0		0.5269	0.5117	0.5030	0.4971	0.4927	0.4911	0.4898	0.4869	0.4889

Таблиця Г.4

Залежність нормованої ефективної діелектричної проникності  $\varepsilon_{eff} / \varepsilon_1$  для найнижчого  $H$ -типу коливань дискового СДР ( $\varepsilon_1 = 60, \varepsilon_2 = 1$ ) від співвідношення  $d/D, h/D$

$100d/D$	$h/D$	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1
0.1		0.9487	0.949	0.9496	0.9495	0.9497	0.9472	0.9533	0.9501	0.953
0.2		0.9050	0.9049	0.9067	0.9068	0.9060	0.9053	0.9078	0.9084	0.9109
0.3		0.8693	0.8691	0.8705	0.8700	0.8690	0.8711	0.8720	0.8700	0.8728
0.4		0.8398	0.8381	0.8394	0.8391	0.8380	0.8387	0.8407	0.8372	0.8432
0.5		0.8137	0.8115	0.8112	0.8122	0.8109	0.8131	0.8131	0.8124	0.8155
0.6		0.7900	0.7876	0.7874	0.7880	0.7862	0.7895	0.7889	0.7875	0.7908
0.7		0.7698	0.7672	0.768	0.7667	0.7670	0.7684	0.7679	0.7663	0.7693
0.8		0.7515	0.7485	0.7493	0.748	0.7479	0.7492	0.7490	0.7474	0.7488
0.9		0.7367	0.7323	0.7324	0.7309	0.7304	0.7316	0.7307	0.7307	0.7319
1.0		0.7222	0.7175	0.7172	0.7164	0.7152	0.7168	0.7171	0.715	0.7171
1.1		0.7093	0.7044	0.7032	0.7026	0.7019	0.7028	0.7039	0.701	0.7032
1.2		0.6972	0.6925	0.691	0.6899	0.6895	0.6902	0.6906	0.6886	0.6903
1.3		0.6865	0.6813	0.6798	0.6784	0.6777	0.6788	0.6790	0.6766	0.6781
1.4		0.6770	0.6708	0.6692	0.6683	0.6669	0.6689	0.6685	0.6655	0.6683
1.5		0.6681	0.6617	0.6599	0.6584	0.6582	0.659	0.6586	0.6559	0.6586
1.6		0.6595	0.6532	0.651	0.6502	0.6492	0.6499	0.6496	0.6468	0.6497
1.7		0.6519	0.6452	0.6427	0.6419	0.6408	0.6407	0.6414	0.6387	0.6413
1.8		0.6454	0.6381	0.6364	0.6345	0.6328	0.6324	0.6339	0.6305	0.6334
1.9		0.6385	0.6312	0.6293	0.6272	0.6252	0.6252	0.6269	0.6234	0.6262
2.0		0.6327	0.6250	0.6228	0.6206	0.6187	0.6191	0.6201	0.6163	0.6198
2.2		0.6220	0.6144	0.6112	0.6087	0.6080	0.6070	0.6085	0.6049	0.6075
2.4		0.6121	0.6044	0.6007	0.5979	0.5975	0.5967	0.5976	0.5942	0.5959
2.6		0.6041	0.5956	0.5914	0.5896	0.5882	0.5874	0.5882	0.5857	0.5868
2.8		0.5966	0.5876	0.5836	0.5812	0.5799	0.5786	0.5796	0.5770	0.578
3.0		0.5901	0.5808	0.5763	0.5739	0.5722	0.5717	0.5715	0.5695	0.5707
3.2		0.5841	0.5748	0.5698	0.5672	0.5657	0.5651	0.5647	0.5625	0.5641
3.4		0.5786	0.5691	0.5638	0.5606	0.5595	0.5589	0.5583	0.5564	0.5579
3.6		0.5739	0.5638	0.5589	0.5557	0.554	0.5534	0.5526	0.5508	0.5526
3.8		0.5693	0.5592	0.5540	0.5508	0.5489	0.5481	0.5475	0.5452	0.5473
4.0		0.5655	0.5550	0.5502	0.5461	0.5443	0.5435	0.5428	0.5407	0.5424
4.2		0.5621	0.5511	0.5460	0.5418	0.5401	0.5394	0.5384	0.5363	0.5384
4.4		0.5588	0.5476	0.5423	0.5388	0.5362	0.5356	0.5344	0.5322	0.5344
4.6		0.5558	0.5446	0.5388	0.5352	0.5323	0.5319	0.5308	0.5289	0.5309
4.8		0.5532	0.5414	0.5357	0.5321	0.5290	0.5281	0.5274	0.5246	0.5268
5.0		0.5507	0.5386	0.5328	0.5290	0.5257	0.525	0.5241	0.5217	0.5237
5.5		0.5449	0.5326	0.5259	0.5224	0.5189	0.5183	0.5171	0.5147	0.5165
6.0		0.5403	0.5275	0.5210	0.5168	0.5129	0.5124	0.5111	0.5088	0.5108
6.5		0.5364	0.5231	0.5162	0.5109	0.5086	0.5073	0.5057	0.5037	0.5058
7.0		0.5326	0.5193	0.5121	0.5068	0.5033	0.5022	0.5015	0.4989	0.5013
7.5		0.5298	0.5163	0.5087	0.5029	0.4996	0.4988	0.4978	0.4953	0.4973
8.0		0.5274	0.5136	0.5056	0.5003	0.4962	0.4953	0.4943	0.4916	0.4938
8.5		0.5251	0.5109	0.5030	0.4974	0.4933	0.4922	0.4911	0.4885	0.4907
9.0		0.5230	0.5088	0.5006	0.495	0.4905	0.4893	0.4884	0.4858	0.4879
9.5		0.5213	0.5070	0.4984	0.4926	0.4882	0.4867	0.4858	0.4832	0.4856
10.0		0.5200	0.5052	0.4966	0.4906	0.4861	0.4845	0.4836	0.4810	0.4834

Таблиця Г.5

Залежність нормованої ефективної діелектричної проникності  $\varepsilon_{eff} / \varepsilon_1$  для найнижчого  $H$ -типу коливань дискового СДР ( $\varepsilon_1 = 70, \varepsilon_2 = 1$ ) від співвідношення  $d/D, h/D$

$100d/D$	$h/D$	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1
0.1		0.9397	0.941	0.9417	0.9416	0.9419	0.9402	0.9458	0.9426	0.9457
0.2		0.8914	0.8919	0.8935	0.8931	0.8914	0.8956	0.8949	0.895	0.8991
0.3		0.8537	0.8523	0.8538	0.8529	0.8524	0.8537	0.8553	0.8527	0.8592
0.4		0.8203	0.819	0.8194	0.8197	0.8183	0.8217	0.8214	0.8191	0.8241
0.5		0.7926	0.7902	0.7901	0.7907	0.7892	0.7929	0.7931	0.7911	0.7945
0.6		0.7681	0.7658	0.7664	0.7653	0.7658	0.768	0.7674	0.7664	0.7694
0.7		0.7470	0.7439	0.7446	0.7435	0.7437	0.7458	0.7450	0.7438	0.7457
0.8		0.7295	0.7251	0.7255	0.7240	0.7237	0.7256	0.7265	0.7248	0.7271
0.9		0.7131	0.7092	0.7083	0.7078	0.7070	0.709	0.7095	0.7074	0.7094
1.0		0.6989	0.6943	0.6932	0.6924	0.6920	0.6938	0.6938	0.6922	0.694
1.1		0.6856	0.6810	0.6795	0.6787	0.6780	0.6802	0.6799	0.6779	0.6795
1.2		0.6741	0.6689	0.6676	0.6663	0.6654	0.6681	0.6677	0.6650	0.6679
1.3		0.6639	0.6583	0.6563	0.6556	0.6552	0.6566	0.6565	0.6538	0.6564
1.4		0.6544	0.6484	0.646	0.6458	0.6448	0.6463	0.6459	0.6436	0.6465
1.5		0.6460	0.6393	0.638	0.6364	0.6355	0.636	0.6367	0.6338	0.6367
1.6		0.6382	0.6313	0.6296	0.6278	0.6265	0.6266	0.6282	0.6251	0.6281
1.7		0.6310	0.6237	0.622	0.6202	0.6183	0.6189	0.6202	0.6170	0.6204
1.8		0.6243	0.6169	0.6148	0.6129	0.6117	0.6127	0.6127	0.6103	0.6128
1.9		0.6183	0.6113	0.6083	0.6058	0.6056	0.6054	0.6066	0.6036	0.6060
2.0		0.6127	0.6055	0.6023	0.5995	0.5994	0.5988	0.6000	0.5970	0.5991
2.2		0.6026	0.595	0.5912	0.5873	0.5883	0.5881	0.5889	0.5868	0.588
2.4		0.5939	0.5855	0.5818	0.5796	0.5785	0.5788	0.5789	0.5765	0.5778
2.6		0.5862	0.5774	0.5734	0.5710	0.5699	0.5703	0.5694	0.5678	0.5693
2.8		0.5795	0.5704	0.5660	0.5634	0.5622	0.5624	0.5618	0.5601	0.5619
3.0		0.5737	0.5642	0.5595	0.5567	0.5554	0.5555	0.5551	0.5533	0.5551
3.2		0.5683	0.5587	0.5539	0.5511	0.5494	0.5494	0.5487	0.5465	0.5489
3.4		0.5638	0.5536	0.5488	0.5453	0.5440	0.5442	0.5431	0.541	0.5432
3.6		0.5596	0.5492	0.5443	0.5406	0.5391	0.5393	0.538	0.5361	0.5384
3.8		0.5556	0.5453	0.5401	0.5367	0.5344	0.5347	0.5335	0.5313	0.5338
4.0		0.553	0.5418	0.5360	0.5330	0.5302	0.5301	0.5293	0.5272	0.5296
4.2		0.5497	0.5384	0.5326	0.5292	0.5267	0.5263	0.5254	0.5232	0.5251
4.4		0.5468	0.5352	0.5295	0.5259	0.5227	0.5233	0.5217	0.5197	0.5219
4.6		0.5443	0.5324	0.5265	0.5229	0.5195	0.5200	0.5185	0.5164	0.5186
4.8		0.5418	0.5299	0.5239	0.5201	0.5168	0.517	0.5157	0.5134	0.5155
5.0		0.5397	0.5276	0.5211	0.5173	0.5140	0.5140	0.5128	0.5105	0.5131
5.5		0.5348	0.5224	0.5158	0.5115	0.5081	0.5079	0.5068	0.5047	0.5070
6.0		0.5310	0.5180	0.5111	0.5059	0.5023	0.5029	0.5015	0.4992	0.5017
6.5		0.5276	0.5145	0.5070	0.5019	0.4985	0.4984	0.4974	0.4952	0.4974
7.0		0.5248	0.5113	0.5037	0.4986	0.4948	0.4945	0.4935	0.4911	0.4934
7.5		0.5225	0.5087	0.5009	0.4956	0.4917	0.4911	0.4900	0.4877	0.4900
8.0		0.5205	0.5063	0.4983	0.4928	0.4887	0.488	0.4872	0.4847	0.4872
8.5		0.5185	0.5045	0.4961	0.4904	0.4863	0.4854	0.4845	0.4821	0.4845
9.0		0.5171	0.5027	0.4942	0.4884	0.4841	0.4831	0.482	0.4795	0.4822
9.5		0.5158	0.5011	0.4925	0.4866	0.4822	0.4811	0.4799	0.4774	0.4800
10.0		0.5145	0.4998	0.4910	0.4852	0.4803	0.4793	0.4778	0.4756	0.4783

Таблиця Г.6

Залежність нормованої ефективної діелектричної проникності  $\varepsilon_{eff} / \varepsilon_1$  для найнижчого  $H$ -типу коливань дискового СДР ( $\varepsilon_1 = 80, \varepsilon_2 = 1$ ) від співвідношення  $d/D, h/D$

$100d/D$	$h/D$	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1
0.1		0.9333	0.9325	0.9333	0.9338	0.9341	0.932	0.9384	0.9348	0.9376
0.2		0.8796	0.8787	0.8807	0.8806	0.8784	0.8823	0.8829	0.8814	0.8856
0.3		0.8379	0.8360	0.8376	0.8384	0.8366	0.8372	0.8393	0.8364	0.842
0.4		0.8023	0.8000	0.8002	0.8018	0.8007	0.8036	0.8033	0.8019	0.8074
0.5		0.7731	0.7702	0.7714	0.7716	0.7716	0.7734	0.7730	0.7739	0.7752
0.6		0.7477	0.7449	0.7454	0.7450	0.7456	0.7469	0.7468	0.7452	0.7470
0.7		0.7269	0.7225	0.7233	0.7225	0.7226	0.7238	0.7248	0.7233	0.7255
0.8		0.7085	0.7041	0.7037	0.7038	0.7029	0.7045	0.7056	0.7030	0.7055
0.9		0.6919	0.6877	0.6865	0.6861	0.6861	0.6874	0.6881	0.6859	0.6880
1.0		0.6778	0.6726	0.6714	0.6714	0.6715	0.6709	0.6729	0.6699	0.6720
1.1		0.6651	0.6596	0.6580	0.6578	0.6576	0.6589	0.6590	0.6563	0.6592
1.2		0.6536	0.6477	0.6460	0.6462	0.6456	0.6468	0.6465	0.6443	0.6471
1.3		0.6439	0.6372	0.6362	0.6355	0.6347	0.6347	0.636	0.6327	0.6362
1.4		0.6348	0.6277	0.6267	0.6253	0.6240	0.6241	0.6259	0.6227	0.6259
1.5		0.6263	0.6195	0.6179	0.6167	0.6150	0.6156	0.6168	0.6142	0.6171
1.6		0.6189	0.6125	0.6099	0.6082	0.6082	0.6076	0.6092	0.6061	0.6086
1.7		0.6121	0.6052	0.6026	0.6006	0.6006	0.5996	0.6014	0.5983	0.6006
1.8		0.6057	0.5988	0.5958	0.5927	0.5938	0.5933	0.5944	0.5914	0.5933
1.9		0.6003	0.5928	0.5893	0.5862	0.5873	0.5868	0.5881	0.5858	0.5874
2.0		0.5950	0.5872	0.5838	0.5824	0.5816	0.5816	0.5820	0.5798	0.5805
2.2		0.5857	0.5772	0.5735	0.5720	0.5710	0.5710	0.5708	0.5692	0.5704
2.4		0.5774	0.5690	0.5648	0.5629	0.5619	0.5617	0.5616	0.5598	0.5616
2.6		0.5705	0.5616	0.5573	0.5550	0.5540	0.5539	0.5534	0.5519	0.5537
2.8		0.5648	0.5552	0.5507	0.5487	0.5470	0.5468	0.5464	0.5442	0.5466
3.0		0.5595	0.5496	0.5452	0.5422	0.5409	0.5408	0.5399	0.5381	0.5400
3.2		0.5547	0.5446	0.5400	0.5375	0.5355	0.5352	0.5344	0.5323	0.5348
3.4		0.5514	0.5402	0.5354	0.5327	0.5301	0.5299	0.5293	0.5272	0.5297
3.6		0.5474	0.5365	0.5311	0.5282	0.5261	0.5255	0.5247	0.5226	0.5251
3.8		0.5442	0.5328	0.5273	0.5247	0.5214	0.5218	0.5206	0.5185	0.5206
4.0		0.5414	0.5294	0.5242	0.5210	0.5179	0.5178	0.5167	0.5147	0.517
4.2		0.5385	0.5266	0.5212	0.5176	0.5147	0.5143	0.5136	0.5112	0.5138
4.4		0.5361	0.5239	0.5182	0.5148	0.5117	0.5115	0.5105	0.5084	0.5107
4.6		0.5337	0.5214	0.5155	0.5121	0.5090	0.5086	0.5076	0.5055	0.5077
4.8		0.5316	0.5192	0.5132	0.5082	0.5064	0.5058	0.5051	0.5027	0.5051
5.0		0.5299	0.5173	0.5109	0.5064	0.5038	0.5035	0.5026	0.5003	0.5024
5.5		0.5258	0.5130	0.5060	0.5018	0.4983	0.4981	0.4973	0.4951	0.4971
6.0		0.5224	0.5093	0.5020	0.4977	0.4940	0.4934	0.4927	0.4903	0.4926
6.5		0.5197	0.5062	0.4988	0.4941	0.4902	0.4895	0.4889	0.4863	0.4885
7.0		0.5174	0.5035	0.4958	0.491	0.4869	0.486	0.4853	0.4829	0.4854
7.5		0.5154	0.5012	0.4934	0.4884	0.4842	0.4833	0.4826	0.4797	0.4824
8.0		0.5138	0.4994	0.4913	0.4862	0.4818	0.4805	0.4799	0.4771	0.4798
8.5		0.5122	0.4979	0.4894	0.4842	0.4796	0.4784	0.4772	0.4750	0.4777
9.0		0.5109	0.4964	0.4879	0.4831	0.4777	0.4763	0.4751	0.4730	0.4756
9.5		0.5102	0.4951	0.4864	0.4815	0.4763	0.4746	0.4732	0.4711	0.4739
10.0		0.5092	0.4941	0.4852	0.4801	0.4748	0.4730	0.4716	0.4694	0.4723



Таблиця Г.7

Залежність нормованої ефективної діелектричної проникності  $\varepsilon_{eff} / \varepsilon_1$  для найнижчого  $H$ -типу коливань дискового СДР ( $\varepsilon_1 = 90, \varepsilon_2 = 1$ ) від співвідношення  $d/D, h/D$

$100d/D$	$h/D$	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1
0.1		0.9246	0.9267	0.9273	0.9276	0.9261	0.9256	0.9307	0.9275	0.93
0.2		0.8674	0.8675	0.8687	0.8684	0.8676	0.8698	0.8712	0.869	0.8724
0.3		0.8232	0.8213	0.8223	0.8231	0.8216	0.8247	0.8244	0.8221	0.8276
0.4		0.786	0.7838	0.7838	0.7853	0.7857	0.7874	0.7867	0.7857	0.7894
0.5		0.7554	0.753	0.7539	0.7535	0.7537	0.7551	0.7555	0.7541	0.7561
0.6		0.7303	0.7271	0.7276	0.7269	0.7268	0.7284	0.7295	0.7281	0.7305
0.7		0.7092	0.7056	0.7049	0.7048	0.7041	0.7061	0.7069	0.705	0.7074
0.8		0.6905	0.6862	0.6856	0.685	0.6849	0.6863	0.6871	0.6851	0.6876
0.9		0.6739	0.6696	0.6688	0.6683	0.6677	0.6697	0.6702	0.6675	0.6704
1.0		0.6599	0.6551	0.6539	0.6536	0.6535	0.6548	0.655	0.6525	0.6556
1.1		0.6477	0.6422	0.6405	0.6408	0.6401	0.6416	0.6421	0.6394	0.6424
1.2		0.6372	0.6312	0.6302	0.6292	0.6279	0.6281	0.6299	0.6271	0.6305
1.3		0.6273	0.6211	0.6199	0.6186	0.6172	0.6174	0.6192	0.6161	0.6201
1.4		0.6186	0.6127	0.6104	0.6091	0.609	0.6092	0.6103	0.6073	0.6102
1.5		0.6109	0.6047	0.6022	0.6003	0.6005	0.5998	0.6015	0.5985	0.601
1.6		0.6037	0.5973	0.5942	0.5914	0.5926	0.5923	0.5938	0.5908	0.5928
1.7		0.5975	0.5907	0.5873	0.5844	0.5855	0.5852	0.5865	0.5844	0.5862
1.8		0.5918	0.5845	0.5809	0.5799	0.579	0.5793	0.5799	0.5777	0.579
1.9		0.5866	0.579	0.5753	0.574	0.5732	0.573	0.5738	0.5716	0.5732
2.0		0.5815	0.5739	0.5699	0.5685	0.5677	0.5679	0.5676	0.566	0.5678
2.2		0.5729	0.5649	0.5608	0.5583	0.5579	0.558	0.5579	0.5563	0.5582
2.4		0.5656	0.5569	0.5528	0.5506	0.5494	0.5495	0.5492	0.5476	0.5498
2.6		0.56	0.5504	0.5463	0.5434	0.5422	0.5423	0.5416	0.5398	0.5423
2.8		0.5548	0.5448	0.5402	0.5379	0.5358	0.5359	0.535	0.5333	0.5359
3.0		0.5501	0.5398	0.5348	0.5322	0.5299	0.5300	0.5293	0.5274	0.5302
3.2		0.5458	0.5353	0.5303	0.5271	0.5252	0.5247	0.5242	0.5224	0.5245
3.4		0.5422	0.5313	0.5263	0.5232	0.5201	0.5205	0.5196	0.5177	0.5201
3.6		0.539	0.5279	0.5225	0.5192	0.5162	0.5166	0.5157	0.5135	0.5158
3.8		0.5359	0.5246	0.5191	0.5158	0.5127	0.5126	0.5119	0.5102	0.5125
4.0		0.5331	0.5219	0.5159	0.5124	0.5094	0.5095	0.5087	0.5067	0.509
4.2		0.531	0.5194	0.5131	0.5095	0.5065	0.5064	0.5057	0.5035	0.5061
4.4		0.5286	0.517	0.5104	0.5066	0.5038	0.5037	0.503	0.5008	0.5034
4.6		0.5266	0.5148	0.5082	0.5043	0.5013	0.5011	0.5002	0.4979	0.5007
4.8		0.5249	0.513	0.5062	0.5022	0.4986	0.4987	0.4982	0.4961	0.4982
5.0		0.5232	0.5111	0.5042	0.5001	0.4966	0.4966	0.4959	0.4938	0.4961
5.5		0.5199	0.5072	0.5000	0.4958	0.492	0.4916	0.491	0.4888	0.4912
6.0		0.5172	0.504	0.4966	0.4919	0.4882	0.4875	0.4869	0.4847	0.4872
6.5		0.5146	0.5014	0.4936	0.4889	0.4848	0.4840	0.4835	0.481	0.4838
7.0		0.5129	0.4991	0.4912	0.4862	0.482	0.4812	0.4804	0.4779	0.4807
7.5		0.5113	0.4973	0.4891	0.4840	0.4796	0.4786	0.4775	0.4756	0.4783
8.0		0.5097	0.4958	0.4872	0.4828	0.4775	0.4764	0.4752	0.4732	0.4761
8.5		0.5087	0.4943	0.4858	0.4810	0.4758	0.4744	0.4732	0.4712	0.474
9.0		0.5078	0.4933	0.4845	0.4794	0.4741	0.4726	0.4714	0.4694	0.4723
9.5		0.5068	0.4923	0.4829	0.4781	0.4726	0.4711	0.4698	0.4678	0.4707
10.0		0.5061	0.4913	0.4818	0.4769	0.4713	0.4697	0.4684	0.4665	0.4694

Таблиця Г.8

Залежність нормованої ефективної діелектричної проникності  $\varepsilon_{eff} / \varepsilon_1$  для найнижчого  $H$ -типу коливань дискового СДР ( $\varepsilon_1 = 100, \varepsilon_2 = 1$ ) від співвідношення  $d/D, h/D$

$100d/D$	$h/D$	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1
0.1		0.9168	0.9183	0.9202	0.9205	0.919	0.9189	0.9238	0.9209	0.9233
0.2		0.8567	0.8559	0.8574	0.8569	0.8571	0.8579	0.8601	0.8574	0.8627
0.3		0.8089	0.8075	0.8079	0.8089	0.8085	0.8106	0.8108	0.8101	0.8139
0.4		0.7702	0.7685	0.7704	0.7692	0.7702	0.7722	0.7719	0.7707	0.7741
0.5		0.7399	0.7368	0.7378	0.7370	0.7379	0.7392	0.7384	0.7387	0.7407
0.6		0.7141	0.7109	0.7113	0.7110	0.7110	0.7129	0.7133	0.7115	0.7138
0.7		0.6921	0.6888	0.6886	0.6878	0.6886	0.6899	0.6903	0.6891	0.6911
0.8		0.674	0.6697	0.6693	0.6687	0.6687	0.6705	0.671	0.6686	0.6713
0.9		0.6581	0.6533	0.6525	0.6523	0.6526	0.654	0.6541	0.6517	0.6550
1.0		0.6446	0.6394	0.6378	0.6379	0.6379	0.6381	0.6397	0.6367	0.6400
1.1		0.6328	0.6273	0.6264	0.625	0.6246	0.6246	0.6266	0.6237	0.6269
1.2		0.6222	0.617	0.6155	0.6138	0.6132	0.6141	0.6147	0.6127	0.6155
1.3		0.6131	0.6072	0.6053	0.6034	0.604	0.6035	0.6051	0.6023	0.6052
1.4		0.6047	0.5987	0.5964	0.5942	0.595	0.5947	0.5961	0.5932	0.5955
1.5		0.5977	0.5908	0.5883	0.5850	0.5868	0.5865	0.5878	0.5859	0.5875
1.6		0.5912	0.5839	0.5811	0.5797	0.5796	0.5797	0.5803	0.5781	0.5796
1.7		0.5851	0.5778	0.5746	0.573	0.5726	0.5726	0.5728	0.5713	0.5730
1.8		0.5792	0.5718	0.5688	0.5667	0.5665	0.5668	0.5667	0.565	0.5671
1.9		0.5746	0.5668	0.5633	0.5613	0.5610	0.5612	0.5608	0.5594	0.5616
2.0		0.5699	0.5619	0.5586	0.5559	0.5559	0.5560	0.5558	0.5543	0.5561
2.2		0.5624	0.5537	0.5502	0.5476	0.5468	0.5468	0.5464	0.5446	0.5472
2.4		0.5561	0.5466	0.5428	0.5397	0.539	0.5393	0.5384	0.5368	0.5393
2.6		0.5506	0.5408	0.5365	0.5338	0.5323	0.5321	0.5316	0.5296	0.5324
2.8		0.5455	0.5354	0.5309	0.5280	0.5264	0.5261	0.5255	0.5235	0.5257
3.0		0.5413	0.5308	0.5265	0.5231	0.5207	0.5212	0.5204	0.5183	0.5208
3.2		0.5377	0.5269	0.5222	0.5187	0.5164	0.5168	0.5158	0.5135	0.5161
3.4		0.5343	0.5234	0.5183	0.5147	0.5122	0.5124	0.5116	0.5097	0.5122
3.6		0.5315	0.5201	0.5147	0.5111	0.5086	0.5088	0.5081	0.5060	0.5085
3.8		0.5288	0.5174	0.5117	0.5084	0.5054	0.5054	0.5048	0.5027	0.5052
4.0		0.5264	0.5149	0.5090	0.5049	0.5025	0.5024	0.5016	0.4992	0.5019
4.2		0.5243	0.5125	0.5064	0.5023	0.4998	0.4998	0.499	0.4968	0.4992
4.4		0.5223	0.5104	0.5042	0.5000	0.4971	0.4971	0.4964	0.4943	0.4967
4.6		0.5207	0.5086	0.5022	0.4979	0.4948	0.4947	0.494	0.4919	0.4943
4.8		0.5193	0.5067	0.5002	0.4958	0.4928	0.4925	0.4920	0.4898	0.4922
5.0		0.5177	0.5054	0.4985	0.494	0.4909	0.4906	0.4900	0.4877	0.4900
5.5		0.5147	0.5018	0.4948	0.4903	0.4868	0.4861	0.4855	0.4833	0.4859
6.0		0.5124	0.4992	0.4918	0.4868	0.4833	0.4825	0.4819	0.4794	0.4822
6.5		0.5105	0.4969	0.4893	0.4841	0.4804	0.4795	0.4785	0.4766	0.4792
7.0		0.5088	0.4949	0.4872	0.4825	0.4779	0.4768	0.4757	0.4738	0.4765
7.5		0.5072	0.4934	0.4853	0.4803	0.4759	0.4746	0.4735	0.4714	0.4742
8.0		0.5063	0.4921	0.4835	0.4786	0.4740	0.4725	0.4713	0.4694	0.4723
8.5		0.5053	0.4909	0.482	0.4771	0.4723	0.4709	0.4696	0.4678	0.4705
9.0		0.5047	0.4901	0.481	0.4761	0.4709	0.4694	0.4680	0.4662	0.4689
9.5		0.5037	0.4891	0.4800	0.4750	0.4700	0.4680	0.4666	0.4648	0.4675
10.0		0.5034	0.4884	0.4790	0.4740	0.4690	0.4668	0.4653	0.4634	0.4664

Таблиця Г.9

Залежність нормованої ефективної діелектричної проникності  $\varepsilon_{eff} / \varepsilon_1$  для найнижчого  $H$ -типу коливань кільцевого СДР ( $\varepsilon_1 = 40, \varepsilon_2 = 1, D_i / D = 0.2$ ) від співвідношення  $d / D, h / D$

$100d/D$	$h/D$	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1
0.1		0.9664	0.9663	0.9665	0.9667	0.9663	0.9666	0.9687	0.9671	0.9687
0.2		0.9354	0.9352	0.9356	0.9359	0.9350	0.9356	0.9384	0.9367	0.9391
0.3		0.9080	0.9070	0.9075	0.9078	0.9062	0.9075	0.9096	0.9088	0.9118
0.4		0.8837	0.8821	0.8824	0.8824	0.8804	0.8825	0.8836	0.8828	0.8868
0.5		0.8620	0.8597	0.8596	0.8597	0.8577	0.8595	0.8607	0.8590	0.8639
0.6		0.8423	0.8393	0.8387	0.8391	0.8372	0.8389	0.8404	0.8379	0.8422
0.7		0.8243	0.8206	0.8193	0.8202	0.8183	0.8207	0.8216	0.8187	0.8223
0.8		0.8076	0.8033	0.8017	0.8026	0.8011	0.8037	0.8036	0.8010	0.8041
0.9		0.7923	0.7873	0.7860	0.7863	0.7855	0.7877	0.7867	0.7846	0.7874
1.0		0.7782	0.7727	0.7719	0.7712	0.7708	0.7725	0.7711	0.7695	0.7718
1.1		0.7651	0.7591	0.7587	0.7571	0.7567	0.7583	0.7567	0.7553	0.7571
1.2		0.7530	0.7464	0.7460	0.7440	0.7433	0.7451	0.7436	0.7421	0.7435
1.3		0.7418	0.7347	0.7339	0.7320	0.7311	0.7328	0.7318	0.7299	0.7314
1.4		0.7312	0.7237	0.7226	0.7208	0.7197	0.7214	0.7207	0.7184	0.7201
1.5		0.7214	0.7137	0.7120	0.7103	0.7091	0.7106	0.7101	0.7077	0.7093
1.6		0.7121	0.7041	0.7019	0.7003	0.6992	0.7003	0.6999	0.6976	0.6990
1.7		0.7032	0.6951	0.6925	0.6908	0.6897	0.6906	0.6902	0.6878	0.6891
1.8		0.6948	0.6865	0.6838	0.6819	0.6808	0.6814	0.6811	0.6786	0.6800
1.9		0.6869	0.6784	0.6755	0.6736	0.6724	0.6730	0.6726	0.6699	0.6717
2.0		0.6796	0.6707	0.6677	0.6659	0.6645	0.6654	0.6645	0.6617	0.6638
2.2		0.6659	0.6564	0.6535	0.6514	0.6497	0.6506	0.6499	0.6464	0.6491
2.4		0.6537	0.6436	0.6408	0.6380	0.6360	0.6362	0.6364	0.6326	0.6356
2.6		0.6429	0.6319	0.6291	0.6259	0.6238	0.6233	0.6243	0.6205	0.6231
2.8		0.6331	0.6215	0.6185	0.6149	0.6136	0.6126	0.6133	0.6093	0.6117
3.0		0.6237	0.6122	0.6086	0.6043	0.6036	0.6023	0.6030	0.5993	0.6009
3.2		0.6140	0.6034	0.5993	0.5945	0.5942	0.5930	0.5934	0.5906	0.5911
3.4		0.6061	0.5953	0.5909	0.5869	0.5857	0.5845	0.5849	0.5821	0.5826
3.6		0.5993	0.5877	0.5832	0.5792	0.5776	0.5768	0.5768	0.5739	0.5752
3.8		0.5926	0.5806	0.5759	0.5716	0.5699	0.5697	0.5689	0.5663	0.5681
4.0		0.5864	0.5742	0.5693	0.5645	0.5628	0.5631	0.5620	0.5594	0.5614
4.2		0.5806	0.5682	0.5632	0.5582	0.5563	0.5567	0.5553	0.5530	0.5551
4.4		0.5751	0.5628	0.5575	0.5528	0.5503	0.5503	0.5490	0.5469	0.5489
4.6		0.5701	0.5581	0.5520	0.5473	0.5447	0.5444	0.5433	0.5413	0.5437
4.8		0.5654	0.5528	0.5469	0.5422	0.5395	0.5397	0.5381	0.5360	0.5391
5.0		0.5607	0.5451	0.5418	0.5380	0.5346	0.5350	0.5331	0.5307	0.5329
5.5		0.5514	0.5357	0.5312	0.5271	0.5228	0.5238	0.5220	0.5192	0.5209
6.0		0.5425	0.5272	0.5225	0.5174	0.5131	0.5139	0.5116	0.5094	0.5125
6.5		0.5351	0.5194	0.5102	0.5089	0.5047	0.5059	0.5018	0.5009	0.5041
7.0		0.5282	0.5125	0.5042	0.5010	0.4972	0.4986	0.4932	0.4934	0.4971
7.5		0.5224	0.5064	0.4982	0.4939	0.4903	0.4916	0.4859	0.4869	0.4909
8.0		0.5168	0.5007	0.4926	0.4875	0.4838	0.4849	0.4803	0.4813	0.4856
8.5		0.5115	0.4956	0.4874	0.4819	0.4778	0.4787	0.4762	0.4765	0.4808
9.0		0.5073	0.4913	0.4820	0.4767	0.4725	0.4732	0.4719	0.4710	0.4763
9.5		0.5035	0.4868	0.4769	0.4725	0.4679	0.4684	0.4680	0.4668	0.4722
10.0		0.4997	0.4832	0.4730	0.4684	0.4639	0.4645	0.4645	0.4631	0.4688

Таблиця Г.10

Залежність нормованої ефективної діелектричної проникності  $\varepsilon_{eff} / \varepsilon_1$  для найнижчого  $H$ -типу коливань кільцевого СДР ( $\varepsilon_1 = 40, \varepsilon_2 = 1, D_i / D = 0.4$ ) від співвідношення  $d / D, h / D$

$100d/D$	$h/D$	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1
0.1		0.9710	0.9702	0.9688	0.9706	0.9708	0.9696	0.9701	0.9685	0.9704
0.2		0.9434	0.9423	0.9390	0.9432	0.9435	0.9417	0.9422	0.9396	0.9431
0.3		0.9171	0.9162	0.9113	0.9170	0.9181	0.9168	0.9165	0.9137	0.9176
0.4		0.8923	0.8919	0.8861	0.8910	0.8950	0.8936	0.8925	0.8903	0.8938
0.5		0.8702	0.8692	0.8641	0.8661	0.8732	0.8716	0.8702	0.8682	0.8712
0.6		0.8504	0.8480	0.8438	0.8438	0.8520	0.8513	0.8494	0.8476	0.8496
0.7		0.8328	0.8287	0.8246	0.8240	0.8310	0.8321	0.8297	0.8285	0.8294
0.8		0.8164	0.8115	0.8067	0.8063	0.8108	0.8136	0.8105	0.8111	0.8111
0.9		0.8010	0.7958	0.7902	0.7902	0.7929	0.7955	0.7921	0.7948	0.7945
1.0		0.7864	0.7810	0.7747	0.7750	0.7771	0.7772	0.7755	0.7791	0.7790
1.1		0.7727	0.7670	0.7604	0.7606	0.7629	0.7610	0.7605	0.7638	0.7644
1.2		0.7599	0.7537	0.7471	0.7469	0.7495	0.7471	0.7466	0.7486	0.7508
1.3		0.7481	0.7412	0.7345	0.7342	0.7366	0.7344	0.7336	0.7335	0.7373
1.4		0.7372	0.7295	0.7227	0.7224	0.7246	0.7223	0.7214	0.7193	0.7235
1.5		0.7271	0.7188	0.7118	0.7113	0.7130	0.7103	0.7097	0.7067	0.7098
1.6		0.7175	0.7092	0.7017	0.7008	0.7019	0.6989	0.6987	0.6953	0.6971
1.7		0.7079	0.6998	0.6920	0.6911	0.6915	0.6884	0.6882	0.6848	0.6858
1.8		0.6988	0.6906	0.6824	0.6821	0.6827	0.6791	0.6784	0.6750	0.6759
1.9		0.6901	0.6817	0.6732	0.6733	0.6754	0.6700	0.6694	0.6657	0.6667
2.0		0.6819	0.6731	0.6644	0.6646	0.6679	0.6616	0.6613	0.6570	0.6581
2.2		0.6665	0.6572	0.6488	0.6475	0.6503	0.6482	0.6473	0.6410	0.6425
2.4		0.6527	0.6430	0.6342	0.6322	0.6344	0.6340	0.6322	0.6265	0.6285
2.6		0.6406	0.6297	0.6210	0.6193	0.6200	0.6181	0.6164	0.6133	0.6157
2.8		0.6295	0.6170	0.6084	0.6063	0.6067	0.6046	0.6028	0.6007	0.6029
3.0		0.6186	0.6055	0.5968	0.5949	0.5945	0.5930	0.5910	0.5889	0.5900
3.2		0.6086	0.5956	0.5863	0.5838	0.5837	0.5822	0.5804	0.5779	0.5790
3.4		0.5993	0.5862	0.5761	0.5735	0.5737	0.5716	0.5705	0.5676	0.5679
3.6		0.5909	0.5770	0.5668	0.5639	0.5634	0.5617	0.5609	0.5580	0.5581
3.8		0.5828	0.5685	0.5580	0.5553	0.5544	0.5521	0.5517	0.5493	0.5502
4.0		0.5756	0.5608	0.5499	0.5475	0.5463	0.5440	0.5428	0.5408	0.5416
4.2		0.5692	0.5533	0.5423	0.5399	0.5390	0.5358	0.5348	0.5328	0.5343
4.4		0.5622	0.5461	0.5350	0.5326	0.5316	0.5284	0.5270	0.5261	0.5279
4.6		0.5523	0.5395	0.5285	0.5260	0.5243	0.5220	0.5197	0.5195	0.5208
4.8		0.5462	0.5333	0.5225	0.5194	0.5177	0.5153	0.5130	0.5126	0.5140
5.0		0.5416	0.5277	0.5165	0.5131	0.5119	0.5087	0.5071	0.5065	0.5079
5.5		0.5292	0.5145	0.5025	0.4988	0.4974	0.4948	0.4942	0.4928	0.4958
6.0		0.5180	0.5023	0.4898	0.4864	0.4852	0.4821	0.4822	0.4809	0.4852
6.5		0.5079	0.4912	0.4782	0.4758	0.4745	0.4715	0.4712	0.4711	0.4756
7.0		0.4995	0.4811	0.4676	0.4659	0.4648	0.4619	0.4618	0.4629	0.4669
7.5		0.4912	0.4719	0.4581	0.4576	0.4559	0.4533	0.4540	0.4548	0.4592
8.0		0.4838	0.4636	0.4495	0.4497	0.4479	0.4459	0.4462	0.4484	0.4525
8.5		0.4769	0.4561	0.4418	0.4430	0.4410	0.4390	0.4398	0.4427	0.4467
9.0		0.4704	0.4494	0.4351	0.4375	0.4348	0.4330	0.4341	0.4388	0.4419
9.5		0.4652	0.4434	0.4292	0.4335	0.4298	0.4278	0.4292	0.4359	0.4380
10.0		0.4589	0.4381	0.4240	0.4296	0.4253	0.4231	0.4249	0.4330	0.4343

Таблиця Г.11

Залежність нормованої ефективної діелектричної проникності  $\varepsilon_{eff} / \varepsilon_1$  для найнижчого  $H$ -типу коливань кільцевого СДР ( $\varepsilon_1 = 40, \varepsilon_2 = 1, D_i / D = 0.6$ ) від співвідношення  $d / D, h / D$

$100d/D$	$h/D$	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1
0.1		0.9739	0.9740	0.9727	0.9718	0.9723	0.9718	0.9730	0.9729	0.9709
0.2		0.9484	0.9493	0.9467	0.9461	0.9472	0.9460	0.9480	0.9474	0.9452
0.3		0.9242	0.9253	0.9213	0.9226	0.9241	0.9221	0.9251	0.9231	0.9215
0.4		0.9018	0.9024	0.8968	0.9009	0.9020	0.9005	0.9035	0.8993	0.8992
0.5		0.8819	0.8814	0.8744	0.8801	0.8812	0.8799	0.8829	0.8771	0.8782
0.6		0.8639	0.8628	0.8546	0.8596	0.8608	0.8584	0.8639	0.8557	0.8575
0.7		0.8473	0.8460	0.8375	0.8409	0.8403	0.8380	0.8457	0.8350	0.8369
0.8		0.8321	0.8304	0.8219	0.8242	0.8212	0.8203	0.8272	0.8167	0.8175
0.9		0.8180	0.8161	0.8069	0.8083	0.8050	0.8049	0.8091	0.8005	0.8003
1.0		0.8049	0.8025	0.7927	0.7930	0.7910	0.7900	0.7930	0.7859	0.7847
1.1		0.7926	0.7895	0.7795	0.7792	0.7779	0.7759	0.7786	0.7726	0.7706
1.2		0.7811	0.7771	0.7672	0.7674	0.7651	0.7628	0.7656	0.7598	0.7572
1.3		0.7701	0.7653	0.7557	0.7558	0.7529	0.7509	0.7531	0.7473	0.7447
1.4		0.7595	0.7543	0.7447	0.7441	0.7413	0.7399	0.7412	0.7354	0.7330
1.5		0.7496	0.7440	0.7343	0.7331	0.7306	0.7295	0.7299	0.7240	0.7222
1.6		0.7405	0.7344	0.7246	0.7230	0.7206	0.7193	0.7191	0.7129	0.7121
1.7		0.7321	0.7252	0.7153	0.7136	0.7109	0.7093	0.7087	0.7026	0.7024
1.8		0.7241	0.7164	0.7065	0.7048	0.7015	0.6997	0.6988	0.6930	0.6931
1.9		0.7164	0.7081	0.6981	0.6961	0.6924	0.6907	0.6895	0.6839	0.6836
2.0		0.7089	0.7001	0.6900	0.6875	0.6836	0.6821	0.6808	0.6755	0.6744
2.2		0.6950	0.6855	0.6748	0.6712	0.6674	0.6664	0.6651	0.6593	0.6577
2.4		0.6819	0.6720	0.6605	0.6570	0.6527	0.6518	0.6509	0.6443	0.6426
2.6		0.6700	0.6594	0.6472	0.6442	0.6392	0.6377	0.6370	0.6307	0.6283
2.8		0.6593	0.6477	0.6349	0.6328	0.6273	0.6248	0.6239	0.6182	0.6158
3.0		0.6490	0.6370	0.6235	0.6217	0.6160	0.6132	0.6121	0.6067	0.6043
3.2		0.6396	0.6267	0.6132	0.6110	0.6051	0.6024	0.6011	0.5961	0.5938
3.4		0.6309	0.6172	0.6038	0.6009	0.5954	0.5925	0.5910	0.5863	0.5844
3.6		0.6227	0.6089	0.5950	0.5916	0.5863	0.5834	0.5816	0.5761	0.5750
3.8		0.6151	0.6008	0.5866	0.5829	0.5775	0.5745	0.5729	0.5671	0.5662
4.0		0.6080	0.5932	0.5789	0.5745	0.5693	0.5662	0.5650	0.5590	0.5576
4.2		0.6014	0.5860	0.5715	0.5667	0.5616	0.5584	0.5569	0.5517	0.5499
4.4		0.5951	0.5790	0.5642	0.5595	0.5541	0.5510	0.5489	0.5445	0.5436
4.6		0.5891	0.5725	0.5572	0.5524	0.5468	0.5439	0.5421	0.5377	0.5379
4.8		0.5832	0.5662	0.5508	0.5458	0.5402	0.5368	0.5358	0.5308	0.5309
5.0		0.5774	0.5602	0.5449	0.5397	0.5338	0.5305	0.5295	0.5247	0.5240
5.5		0.5637	0.5468	0.5313	0.5255	0.5196	0.5173	0.5151	0.5108	0.5098
6.0		0.5509	0.5348	0.5193	0.5125	0.5071	0.5046	0.5027	0.4981	0.4984
6.5		0.5391	0.5240	0.5087	0.5013	0.4953	0.4924	0.4914	0.4876	0.4883
7.0		0.5282	0.5146	0.4984	0.4911	0.4852	0.4825	0.4815	0.4779	0.4799
7.5		0.5184	0.5054	0.4896	0.4828	0.4760	0.4735	0.4724	0.4700	0.4715
8.0		0.5096	0.4987	0.4814	0.4740	0.4679	0.4650	0.4648	0.4629	0.4645
8.5		0.5018	0.4918	0.4738	0.4664	0.4606	0.4568	0.4575	0.4559	0.4582
9.0		0.4950	0.4861	0.4674	0.4594	0.4532	0.4507	0.4513	0.4497	0.4532
9.5		0.4893	0.4814	0.4609	0.4530	0.4473	0.4446	0.4454	0.4448	0.4489
10.0		0.4845	0.4765	0.4557	0.4476	0.4419	0.4390	0.4399	0.4408	0.4450

Таблиця Г.12

Залежність нормованої ефективної діелектричної проникності  $\varepsilon_{eff} / \varepsilon_1$  для найнижчого  $H$ -типу коливань кільцевого СДР ( $\varepsilon_1 = 80, \varepsilon_2 = 1, D_i / D = 0.2$ ) від співвідношення  $d / D, h / D$

$100d/D$	$h/D$	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1
0.1		0.9357	0.9354	0.9362	0.9364	0.9358	0.9374	0.9376	0.9368	0.9392
0.2		0.8812	0.8800	0.8809	0.8815	0.8802	0.8833	0.8828	0.8818	0.8856
0.3		0.8360	0.8339	0.8344	0.8356	0.8339	0.8378	0.8366	0.8355	0.8398
0.4		0.7982	0.7953	0.7958	0.7968	0.7955	0.7994	0.7978	0.7970	0.8009
0.5		0.7663	0.7627	0.7634	0.7638	0.7634	0.7665	0.7647	0.7643	0.7674
0.6		0.7390	0.7348	0.7354	0.7354	0.7354	0.7379	0.7363	0.7361	0.7386
0.7		0.7153	0.7107	0.7108	0.7108	0.7108	0.7132	0.7121	0.7116	0.7138
0.8		0.6944	0.6894	0.6892	0.6891	0.6891	0.6913	0.6906	0.6898	0.6920
0.9		0.6759	0.6704	0.6700	0.6700	0.6698	0.6719	0.6713	0.6702	0.6728
1.0		0.6595	0.6534	0.6531	0.6529	0.6526	0.6544	0.6540	0.6525	0.6558
1.1		0.6449	0.6384	0.6382	0.6376	0.6371	0.6383	0.6387	0.6366	0.6404
1.2		0.6318	0.6250	0.6247	0.6236	0.6230	0.6239	0.6249	0.6225	0.6263
1.3		0.6199	0.6130	0.6125	0.6109	0.6105	0.6113	0.6125	0.6100	0.6134
1.4		0.6091	0.6020	0.6012	0.5995	0.5994	0.6000	0.6010	0.5989	0.6017
1.5		0.5993	0.5920	0.5909	0.5892	0.5892	0.5896	0.5905	0.5888	0.5912
1.6		0.5904	0.5827	0.5814	0.5796	0.5798	0.5801	0.5808	0.5793	0.5815
1.7		0.5823	0.5742	0.5728	0.5706	0.5709	0.5715	0.5718	0.5705	0.5728
1.8		0.5747	0.5664	0.5649	0.5626	0.5626	0.5638	0.5635	0.5623	0.5649
1.9		0.5678	0.5593	0.5578	0.5555	0.5548	0.5565	0.5557	0.5548	0.5575
2.0		0.5615	0.5527	0.5510	0.5488	0.5477	0.5495	0.5485	0.5476	0.5505
2.2		0.5505	0.5410	0.5384	0.5371	0.5353	0.5370	0.5358	0.5348	0.5381
2.4		0.5408	0.5308	0.5279	0.5265	0.5240	0.5260	0.5249	0.5236	0.5270
2.6		0.5323	0.5219	0.5186	0.5168	0.5141	0.5168	0.5155	0.5142	0.5178
2.8		0.5249	0.5142	0.5105	0.5081	0.5056	0.5086	0.5074	0.5068	0.5098
3.0		0.5181	0.5074	0.5033	0.5005	0.4982	0.5011	0.5002	0.4994	0.5023
3.2		0.5120	0.5013	0.4969	0.4937	0.4915	0.4944	0.4936	0.4922	0.4956
3.4		0.5068	0.4957	0.4910	0.4885	0.4856	0.4883	0.4877	0.4861	0.4898
3.6		0.5020	0.4909	0.4854	0.4830	0.4802	0.4828	0.4822	0.4810	0.4847
3.8		0.4977	0.4864	0.4802	0.4781	0.4754	0.4778	0.4769	0.4761	0.4800
4.0		0.4939	0.4823	0.4755	0.4737	0.4710	0.4735	0.4724	0.4712	0.4759
4.2		0.4906	0.4786	0.4715	0.4698	0.4671	0.4693	0.4683	0.4671	0.4719
4.4		0.4875	0.4754	0.4680	0.4662	0.4633	0.4656	0.4648	0.4639	0.4685
4.6		0.4846	0.4724	0.4649	0.4629	0.4599	0.4621	0.4614	0.4607	0.4653
4.8		0.4822	0.4697	0.4621	0.4597	0.4567	0.4591	0.4582	0.4571	0.4623
5.0		0.4803	0.4671	0.4598	0.4569	0.4539	0.4561	0.4552	0.4540	0.4595
5.5		0.4746	0.4616	0.4540	0.4507	0.4476	0.4488	0.4479	0.4476	0.4537
6.0		0.4702	0.4573	0.4490	0.4451	0.4428	0.4432	0.4418	0.4423	0.4482
6.5		0.4665	0.4533	0.4447	0.4408	0.4381	0.4388	0.4369	0.4379	0.4442
7.0		0.4637	0.4500	0.4415	0.4371	0.4337	0.4349	0.4330	0.4341	0.4413
7.5		0.4609	0.4472	0.4383	0.4337	0.4305	0.4310	0.4293	0.4308	0.4379
8.0		0.4587	0.4446	0.4358	0.4312	0.4274	0.4279	0.4270	0.4280	0.4355
8.5		0.4568	0.4427	0.4335	0.4279	0.4249	0.4257	0.4237	0.4255	0.4334
9.0		0.4551	0.4408	0.4317	0.4263	0.4227	0.4232	0.4213	0.4234	0.4317
9.5		0.4538	0.4391	0.4295	0.4244	0.4200	0.4211	0.4193	0.4212	0.4302
10.0		0.4530	0.4378	0.4281	0.4226	0.4183	0.4184	0.4173	0.4192	0.4284

Таблиця Г.13

Залежність нормованої ефективної діелектричної проникності  $\varepsilon_{eff} / \varepsilon_1$  для найнижчого  $H$ -типу коливань кільцевого СДР ( $\varepsilon_1 = 80, \varepsilon_2 = 1, D_i / D = 0.4$ ) від співвідношення  $d / D, h / D$

$100d/D$	$h/D$	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1
0.1		0.9421	0.9423	0.9408	0.9428	0.9440	0.9443	0.9423	0.9436	0.9449
0.2		0.8897	0.8901	0.8890	0.8910	0.8941	0.8951	0.8913	0.8938	0.8941
0.3		0.8441	0.8434	0.8433	0.8440	0.8494	0.8508	0.8460	0.8495	0.8471
0.4		0.8057	0.8032	0.8020	0.8022	0.8083	0.8099	0.8059	0.8105	0.8045
0.5		0.7728	0.7690	0.7663	0.7669	0.7724	0.7720	0.7721	0.7759	0.7687
0.6		0.7446	0.7397	0.7362	0.7368	0.7415	0.7393	0.7413	0.7437	0.7390
0.7		0.7196	0.7148	0.7110	0.7117	0.7135	0.7117	0.7145	0.7145	0.7139
0.8		0.6959	0.6933	0.6896	0.6905	0.6894	0.6881	0.6910	0.6901	0.6911
0.9		0.6741	0.6722	0.6687	0.6706	0.6696	0.6693	0.6714	0.6693	0.6717
1.0		0.6549	0.6522	0.6494	0.6510	0.6527	0.6540	0.6530	0.6523	0.6535
1.1		0.6378	0.6336	0.6321	0.6325	0.6351	0.6380	0.6354	0.6362	0.6362
1.2		0.6223	0.6167	0.6155	0.6154	0.6169	0.6207	0.6186	0.6203	0.6203
1.3		0.6081	0.6018	0.5995	0.5997	0.6001	0.6034	0.6031	0.6053	0.6054
1.4		0.5950	0.5883	0.5848	0.5844	0.5854	0.5871	0.5889	0.5905	0.5913
1.5		0.5828	0.5758	0.5717	0.5712	0.5721	0.5730	0.5753	0.5755	0.5779
1.6		0.5714	0.5642	0.5595	0.5599	0.5599	0.5608	0.5618	0.5612	0.5648
1.7		0.5609	0.5534	0.5481	0.5486	0.5488	0.5497	0.5491	0.5491	0.5525
1.8		0.5511	0.5433	0.5376	0.5379	0.5387	0.5393	0.5379	0.5390	0.5413
1.9		0.5420	0.5339	0.5281	0.5282	0.5293	0.5295	0.5281	0.5298	0.5322
2.0		0.5335	0.5252	0.5194	0.5193	0.5203	0.5205	0.5193	0.5215	0.5241
2.2		0.5180	0.5096	0.5035	0.5028	0.5041	0.5041	0.5034	0.5061	0.5076
2.4		0.5045	0.4954	0.4891	0.4879	0.4900	0.4897	0.4892	0.4913	0.4941
2.6		0.4925	0.4828	0.4764	0.4752	0.4776	0.4770	0.4771	0.4789	0.4830
2.8		0.4818	0.4716	0.4649	0.4638	0.4653	0.4659	0.4663	0.4683	0.4714
3.0		0.4719	0.4614	0.4545	0.4532	0.4547	0.4559	0.4556	0.4592	0.4617
3.2		0.4629	0.4522	0.4455	0.4437	0.4453	0.4461	0.4470	0.4506	0.4547
3.4		0.4548	0.4438	0.4375	0.4350	0.4369	0.4376	0.4391	0.4431	0.4476
3.6		0.4472	0.4360	0.4298	0.4272	0.4291	0.4302	0.4314	0.4364	0.4412
3.8		0.4404	0.4288	0.4224	0.4200	0.4220	0.4234	0.4248	0.4302	0.4358
4.0		0.4343	0.4224	0.4160	0.4135	0.4153	0.4170	0.4191	0.4245	0.4310
4.2		0.4285	0.4166	0.4101	0.4075	0.4093	0.4113	0.4137	0.4196	0.4264
4.4		0.4232	0.4115	0.4046	0.4021	0.4040	0.4058	0.4087	0.4153	0.4225
4.6		0.4184	0.4065	0.3996	0.3969	0.3990	0.4009	0.4042	0.4114	0.4190
4.8		0.4140	0.4017	0.3950	0.3921	0.3942	0.3964	0.3999	0.4078	0.4159
5.0		0.4101	0.3974	0.3907	0.3879	0.3898	0.3921	0.3961	0.4045	0.4130
5.5		0.3996	0.3876	0.3803	0.3781	0.3796	0.3828	0.3879	0.3972	0.4076
6.0		0.3918	0.3797	0.3716	0.3694	0.3714	0.3749	0.3814	0.3920	0.4031
6.5		0.3849	0.3726	0.3645	0.3622	0.3643	0.3683	0.3756	0.3877	0.4001
7.0		0.3790	0.3677	0.3582	0.3555	0.3582	0.3629	0.3712	0.3843	0.3972
7.5		0.3740	0.3619	0.3528	0.3502	0.3528	0.3585	0.3675	0.3816	0.3950
8.0		0.3697	0.3560	0.3479	0.3453	0.3480	0.3541	0.3646	0.3792	0.3934
8.5		0.3658	0.3509	0.3436	0.3410	0.3441	0.3503	0.3612	0.3771	0.3918
9.0		0.3621	0.3468	0.3399	0.3371	0.3404	0.3470	0.3590	0.3754	0.3914
9.5		0.3589	0.3438	0.3370	0.3335	0.3370	0.3444	0.3568	0.3739	0.3905
10.0		0.3563	0.3413	0.3341	0.3307	0.3340	0.3418	0.3550	0.3728	0.3899

Таблиця Г.14

Залежність нормованої ефективної діелектричної проникності  $\varepsilon_{eff} / \varepsilon_1$  для найнижчого  $H$ -типу коливань кільцевого СДР ( $\varepsilon_1 = 80, \varepsilon_2 = 1, D_i / D = 0.6$ ) від співвідношення  $d / D, h / D$

$100d/D$	$h/D$	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1
0.1		0.9479	0.9474	0.9453	0.9476	0.9473	0.9487	0.9510	0.9483	0.9474
0.2		0.9005	0.8995	0.8952	0.9000	0.8990	0.9015	0.9054	0.8995	0.9000
0.3		0.8594	0.8579	0.8522	0.8570	0.8554	0.8577	0.8621	0.8543	0.8562
0.4		0.8241	0.8224	0.8163	0.8193	0.8176	0.8190	0.8227	0.8155	0.8166
0.5		0.7934	0.7916	0.7852	0.7865	0.7857	0.7863	0.7892	0.7831	0.7827
0.6		0.7664	0.7639	0.7576	0.7586	0.7576	0.7586	0.7606	0.7551	0.7538
0.7		0.7425	0.7388	0.7329	0.7336	0.7323	0.7336	0.7346	0.7298	0.7288
0.8		0.7211	0.7162	0.7105	0.7110	0.7093	0.7107	0.7109	0.7066	0.7065
0.9		0.7015	0.6960	0.6899	0.6902	0.6881	0.6897	0.6896	0.6855	0.6857
1.0		0.6834	0.6777	0.6709	0.6711	0.6688	0.6707	0.6706	0.6663	0.6661
1.1		0.6668	0.6608	0.6534	0.6536	0.6511	0.6531	0.6533	0.6487	0.6480
1.2		0.6515	0.6450	0.6373	0.6378	0.6348	0.6367	0.6368	0.6325	0.6314
1.3		0.6373	0.6304	0.6225	0.6234	0.6200	0.6215	0.6215	0.6177	0.6164
1.4		0.6243	0.6171	0.6090	0.6099	0.6064	0.6076	0.6074	0.6040	0.6029
1.5		0.6123	0.6047	0.5966	0.5970	0.5939	0.5947	0.5944	0.5913	0.5903
1.6		0.6014	0.5933	0.5849	0.5848	0.5822	0.5828	0.5824	0.5792	0.5784
1.7		0.5913	0.5826	0.5741	0.5734	0.5710	0.5716	0.5713	0.5680	0.5675
1.8		0.5817	0.5725	0.5639	0.5629	0.5605	0.5610	0.5611	0.5576	0.5573
1.9		0.5725	0.5629	0.5542	0.5531	0.5506	0.5512	0.5513	0.5480	0.5477
2.0		0.5638	0.5539	0.5451	0.5438	0.5412	0.5420	0.5419	0.5391	0.5387
2.2		0.5479	0.5372	0.5286	0.5267	0.5241	0.5248	0.5249	0.5225	0.5230
2.4		0.5334	0.5220	0.5140	0.5114	0.5091	0.5096	0.5097	0.5077	0.5085
2.6		0.5206	0.5087	0.5005	0.4978	0.4955	0.4960	0.4964	0.4945	0.4951
2.8		0.5090	0.4972	0.4882	0.4856	0.4834	0.4838	0.4845	0.4826	0.4838
3.0		0.4985	0.4861	0.4768	0.4746	0.4720	0.4727	0.4736	0.4719	0.4739
3.2		0.4887	0.4758	0.4666	0.4643	0.4617	0.4626	0.4635	0.4624	0.4644
3.4		0.4797	0.4667	0.4572	0.4546	0.4524	0.4532	0.4543	0.4538	0.4561
3.6		0.4718	0.4581	0.4482	0.4458	0.4437	0.4445	0.4461	0.4460	0.4487
3.8		0.4644	0.4502	0.4403	0.4378	0.4356	0.4368	0.4385	0.4389	0.4422
4.0		0.4565	0.4427	0.4328	0.4302	0.4282	0.4295	0.4314	0.4325	0.4365
4.2		0.4498	0.4359	0.4257	0.4233	0.4212	0.4228	0.4253	0.4266	0.4317
4.4		0.4436	0.4296	0.4194	0.4167	0.4150	0.4167	0.4195	0.4213	0.4269
4.6		0.4380	0.4236	0.4133	0.4108	0.4091	0.4111	0.4140	0.4168	0.4232
4.8		0.4327	0.4178	0.4077	0.4051	0.4035	0.4058	0.4091	0.4126	0.4198
5.0		0.4278	0.4125	0.4022	0.3997	0.3983	0.4009	0.4045	0.4086	0.4166
5.5		0.4155	0.4012	0.3902	0.3878	0.3866	0.3897	0.3947	0.3997	0.4094
6.0		0.4054	0.3897	0.3796	0.3773	0.3765	0.3805	0.3863	0.3929	0.4044
6.5		0.3959	0.3807	0.3707	0.3681	0.3678	0.3729	0.3796	0.3881	0.3999
7.0		0.3881	0.3719	0.3630	0.3601	0.3602	0.3658	0.3740	0.3838	0.3966
7.5		0.3812	0.3644	0.3524	0.3531	0.3539	0.3600	0.3693	0.3804	0.3938
8.0		0.3749	0.3584	0.3471	0.3473	0.3482	0.3550	0.3659	0.3776	0.3913
8.5		0.3685	0.3534	0.3411	0.3419	0.3425	0.3510	0.3623	0.3741	0.3894
9.0		0.3633	0.3492	0.3377	0.3363	0.3382	0.3467	0.3591	0.3720	0.3877
9.5		0.3585	0.3455	0.3314	0.3306	0.3345	0.3436	0.3568	0.3700	0.3864
10.0		0.3539	0.3422	0.3252	0.3249	0.3310	0.3408	0.3547	0.3687	0.3852



Таблиця Г.15

Залежність нормованої ефективної діелектричної проникності  $\varepsilon_{eff} / \varepsilon_1$  для найнижчого  $H$ -типу коливань прямокутного СДР ( $\varepsilon_1 = 40, \varepsilon_2 = 1$ ) від співвідношень  $d/a, h/a$

$100d/a$	$h/a$	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1
0.1		0.9661	0.9655	0.9649	0.9649	0.9654	0.9653	0.9652	0.9651	0.9647
0.2		0.9356	0.9348	0.9340	0.9348	0.9344	0.9345	0.9341	0.9334	0.9341
0.3		0.9081	0.9069	0.9079	0.9070	0.9071	0.9070	0.9066	0.9062	0.9041
0.4		0.8826	0.8809	0.8802	0.8800	0.8792	0.8797	0.8793	0.8814	0.8786
0.5		0.8635	0.8590	0.8579	0.8587	0.8603	0.8600	0.8591	0.8589	0.8559
0.6		0.8420	0.8397	0.8395	0.8377	0.8392	0.8379	0.8383	0.8369	0.8351
0.7		0.8248	0.8217	0.8207	0.8208	0.8208	0.8206	0.8198	0.8168	0.8161
0.8		0.8095	0.8053	0.8034	0.8020	0.8033	0.8033	0.8019	0.7999	0.8028
0.9		0.7947	0.7905	0.7881	0.7871	0.7882	0.7861	0.7863	0.7841	0.7861
1.0		0.7815	0.7771	0.7740	0.7729	0.7721	0.7711	0.7701	0.7698	0.7723
1.1		0.7700	0.7646	0.7617	0.7602	0.7599	0.7601	0.7576	0.7568	0.7582
1.2		0.7587	0.7529	0.7496	0.7479	0.7466	0.7460	0.7449	0.7449	0.7467
1.3		0.7488	0.7424	0.7391	0.7369	0.7362	0.7358	0.7338	0.7331	0.7350
1.4		0.7386	0.7322	0.7288	0.7265	0.7251	0.7242	0.7230	0.7236	0.7221
1.5		0.7303	0.7231	0.7195	0.7171	0.7161	0.7150	0.7136	0.7127	0.7144
1.6		0.7215	0.7147	0.7104	0.7078	0.7064	0.7054	0.7045	0.7034	0.7035
1.7		0.7141	0.7064	0.7022	0.6997	0.6983	0.6976	0.6957	0.6947	0.6942
1.8		0.7068	0.6991	0.6946	0.6917	0.6898	0.6889	0.6878	0.6868	0.6868
1.9		0.7001	0.6920	0.6871	0.6846	0.6829	0.6814	0.6801	0.6791	0.6792
2.0		0.6936	0.6854	0.6808	0.6775	0.6755	0.6743	0.6729	0.6719	0.6710
2.2		0.6818	0.6733	0.6681	0.6646	0.6625	0.6611	0.6598	0.6587	0.6581
2.4		0.6713	0.6624	0.6568	0.6533	0.6511	0.6495	0.6479	0.6468	0.6462
2.6		0.6621	0.6525	0.6464	0.6432	0.6406	0.6388	0.6377	0.6363	0.6359
2.8		0.6536	0.6437	0.6373	0.6338	0.6311	0.6294	0.6276	0.6265	0.6262
3.0		0.6462	0.6354	0.6291	0.6253	0.6225	0.6208	0.6191	0.6175	0.6176
3.2		0.6389	0.6280	0.6216	0.6174	0.6146	0.6128	0.6108	0.6097	0.6093
3.4		0.6327	0.6216	0.6146	0.6105	0.6073	0.6055	0.6036	0.6023	0.6014
3.6		0.6271	0.6152	0.6080	0.6038	0.6009	0.5988	0.5970	0.5954	0.5944
3.8		0.6215	0.6097	0.6025	0.5979	0.5946	0.5925	0.5907	0.5895	0.5883
4.0		0.6165	0.6042	0.5970	0.5922	0.5888	0.5868	0.5851	0.5835	0.5823
4.2		0.6120	0.5995	0.5919	0.5870	0.5838	0.5817	0.5796	0.5783	0.5772
4.4		0.6075	0.5949	0.5871	0.5821	0.5788	0.5766	0.5747	0.5731	0.5723
4.6		0.6039	0.5907	0.5828	0.5778	0.5744	0.5721	0.5700	0.5684	0.5677
4.8		0.6000	0.5869	0.5787	0.5736	0.5700	0.5675	0.5657	0.5642	0.5634
5.0		0.5969	0.5831	0.5750	0.5696	0.5663	0.5637	0.5620	0.5606	0.5598
5.5		0.5888	0.5749	0.5665	0.5609	0.5571	0.5547	0.5525	0.5512	0.5510
6.0		0.5820	0.5676	0.5587	0.5528	0.5490	0.5463	0.5444	0.5430	0.5427
6.5		0.5766	0.5617	0.5525	0.5468	0.5430	0.5403	0.5380	0.5369	0.5359
7.0		0.5713	0.5563	0.5469	0.5408	0.5370	0.5340	0.5321	0.5310	0.5296
7.5		0.5669	0.5518	0.5419	0.5358	0.5314	0.5285	0.5265	0.5252	0.5241
8.0		0.5629	0.5471	0.5375	0.5307	0.5264	0.5233	0.5209	0.5197	0.5188
8.5		0.5593	0.5437	0.5336	0.5272	0.5225	0.5193	0.5173	0.5160	0.5152
9.0		0.5566	0.5403	0.5301	0.5233	0.5187	0.5156	0.5132	0.5119	0.5114
9.5		0.5535	0.5376	0.5268	0.5201	0.5151	0.5120	0.5098	0.5083	0.5076
10.0		0.5504	0.5343	0.5238	0.5166	0.5118	0.5084	0.5059	0.5043	0.5040

Таблиця Г.16

Залежність нормованої ефективної діелектричної проникності  $\varepsilon_{eff} / \varepsilon_1$  для найнижчого  $H$ -типу коливань прямокутного СДР ( $\varepsilon_1 = 60, \varepsilon_2 = 1$ ) від співвідношень  $d/a, h/a$

$100d/a$	$h/a$	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1
0.1		0.9503	0.9496	0.9496	0.9494	0.9492	0.9494	0.9488	0.9487	0.9488
0.2		0.9050	0.9036	0.9040	0.9055	0.9070	0.9061	0.9058	0.9041	0.9060
0.3		0.8719	0.8689	0.8695	0.8710	0.8708	0.8706	0.8703	0.8700	0.8660
0.4		0.8378	0.8356	0.8360	0.8368	0.8344	0.8342	0.8371	0.8363	0.8337
0.5		0.8111	0.8081	0.8086	0.8086	0.8117	0.8114	0.8101	0.8090	0.8057
0.6		0.7882	0.7845	0.7839	0.7834	0.7824	0.7831	0.7823	0.7819	0.7813
0.7		0.7676	0.7641	0.7626	0.7625	0.7638	0.7638	0.7640	0.7610	0.7599
0.8		0.7496	0.7454	0.7441	0.7430	0.7422	0.7423	0.7414	0.7451	0.7408
0.9		0.7340	0.7293	0.7276	0.7268	0.7266	0.7256	0.7250	0.7244	0.7236
1.0		0.7200	0.7147	0.7136	0.7112	0.7102	0.7095	0.7091	0.7089	0.7082
1.1		0.7070	0.7018	0.6996	0.6976	0.6970	0.6971	0.6980	0.6954	0.6944
1.2		0.6954	0.6897	0.6874	0.6858	0.6842	0.6837	0.6832	0.6823	0.6819
1.3		0.6852	0.6788	0.6760	0.6746	0.6731	0.6725	0.6719	0.6713	0.6705
1.4		0.6757	0.6690	0.6663	0.6642	0.6631	0.6640	0.6621	0.6605	0.6627
1.5		0.6674	0.6599	0.6568	0.6544	0.6539	0.6528	0.6517	0.6510	0.6516
1.6		0.6588	0.6517	0.6485	0.6463	0.6448	0.6442	0.6428	0.6423	0.6420
1.7		0.6518	0.6441	0.6403	0.6381	0.6368	0.6355	0.6348	0.6341	0.6338
1.8		0.6450	0.6370	0.6333	0.6309	0.6296	0.6289	0.6273	0.6266	0.6269
1.9		0.6387	0.6304	0.6265	0.6238	0.6223	0.6214	0.6201	0.6197	0.6205
2.0		0.6330	0.6246	0.6207	0.6176	0.6159	0.6150	0.6142	0.6129	0.6126
2.2		0.6227	0.6137	0.6090	0.6061	0.6043	0.6034	0.6018	0.6011	0.6010
2.4		0.6136	0.6042	0.5991	0.5963	0.5941	0.5931	0.5920	0.5910	0.5906
2.6		0.6055	0.5956	0.5904	0.5872	0.5854	0.5840	0.5825	0.5817	0.5819
2.8		0.5985	0.5883	0.5830	0.5795	0.5773	0.5759	0.5744	0.5737	0.5737
3.0		0.5920	0.5817	0.5761	0.5725	0.5700	0.5686	0.5669	0.5663	0.5664
3.2		0.5865	0.5759	0.5699	0.5661	0.5635	0.5620	0.5606	0.5597	0.5600
3.4		0.5815	0.5706	0.5645	0.5603	0.5577	0.5563	0.5545	0.5536	0.5540
3.6		0.5769	0.5657	0.5593	0.5553	0.5525	0.5506	0.5496	0.5483	0.5483
3.8		0.5728	0.5614	0.5549	0.5504	0.5475	0.5458	0.5445	0.5434	0.5432
4.0		0.5692	0.5572	0.5506	0.5462	0.5432	0.5414	0.5402	0.5389	0.5387
4.2		0.5660	0.5537	0.5466	0.5423	0.5394	0.5372	0.5359	0.5348	0.5346
4.4		0.5628	0.5502	0.5432	0.5387	0.5352	0.5335	0.5322	0.5309	0.5309
4.6		0.5596	0.5471	0.5401	0.5353	0.5318	0.5299	0.5283	0.5274	0.5268
4.8		0.5569	0.5443	0.5372	0.5320	0.5285	0.5262	0.5252	0.5241	0.5239
5.0		0.5545	0.5416	0.5344	0.5291	0.5258	0.5235	0.5222	0.5213	0.5211
5.5		0.5491	0.5358	0.5280	0.5228	0.5192	0.5168	0.5153	0.5145	0.5141
6.0		0.5446	0.5310	0.5228	0.5174	0.5134	0.5110	0.5092	0.5087	0.5083
6.5		0.5408	0.5268	0.5186	0.5128	0.5089	0.5064	0.5046	0.5037	0.5036
7.0		0.5375	0.5233	0.5147	0.5090	0.5047	0.5020	0.5001	0.4995	0.4992
7.5		0.5349	0.5204	0.5116	0.5055	0.5013	0.4984	0.4968	0.4956	0.4956
8.0		0.5323	0.5175	0.5085	0.5024	0.4979	0.4951	0.4929	0.4918	0.4919
8.5		0.5305	0.5155	0.5064	0.4998	0.4952	0.4924	0.4901	0.4892	0.4891
9.0		0.5287	0.5135	0.5040	0.4976	0.4927	0.4895	0.4877	0.4864	0.4865
9.5		0.5269	0.5116	0.5021	0.4954	0.4905	0.4873	0.4853	0.4842	0.4840
10.0		0.5251	0.5099	0.5003	0.4934	0.4884	0.4853	0.4828	0.4818	0.4817

Таблиця Г.17

Залежність нормованої ефективної діелектричної проникності  $\varepsilon_{eff} / \varepsilon_1$  для найнижчого  $H$ -типу коливань прямокутного СДР ( $\varepsilon_1 = 80, \varepsilon_2 = 1$ ) від співвідношень  $d/a, h/a$

$100d/a$	$h/a$	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1
0.1		0.9349	0.9342	0.9353	0.9343	0.9339	0.9336	0.9340	0.9337	0.9334
0.2		0.8782	0.8779	0.8782	0.8777	0.8796	0.8807	0.8775	0.8775	0.8802
0.3		0.8372	0.8352	0.8377	0.8368	0.8400	0.8378	0.8375	0.8373	0.8327
0.4		0.7997	0.7977	0.7980	0.8000	0.8004	0.8016	0.7970	0.7965	0.7960
0.5		0.7703	0.7679	0.7685	0.7683	0.7714	0.7698	0.7683	0.7662	0.7654
0.6		0.7449	0.7422	0.7415	0.7402	0.7401	0.7398	0.7394	0.7413	0.7392
0.7		0.7237	0.7205	0.7198	0.7182	0.7189	0.7199	0.7205	0.7170	0.7166
0.8		0.7055	0.7016	0.7006	0.6981	0.6977	0.6975	0.6972	0.7000	0.6971
0.9		0.6897	0.6852	0.6837	0.6820	0.6815	0.6831	0.6831	0.6827	0.6800
1.0		0.6754	0.6710	0.6695	0.6672	0.6660	0.6654	0.6677	0.6656	0.6649
1.1		0.6636	0.6581	0.6564	0.6540	0.6543	0.6529	0.6525	0.6517	0.6513
1.2		0.6526	0.6467	0.6444	0.6423	0.6414	0.6406	0.6423	0.6404	0.6395
1.3		0.6433	0.6369	0.6340	0.6325	0.6326	0.6306	0.6299	0.6294	0.6288
1.4		0.6337	0.6272	0.6245	0.6220	0.6218	0.6202	0.6196	0.6195	0.6189
1.5		0.6262	0.6193	0.6162	0.6136	0.6129	0.6121	0.6114	0.6106	0.6099
1.6		0.6188	0.6118	0.6084	0.6057	0.6045	0.6038	0.6039	0.6029	0.6019
1.7		0.6125	0.6049	0.6016	0.5988	0.5971	0.5981	0.5960	0.5951	0.5946
1.8		0.6062	0.5988	0.5952	0.5917	0.5906	0.5897	0.5888	0.5885	0.5879
1.9		0.6014	0.5931	0.5893	0.5858	0.5851	0.5842	0.5832	0.5820	0.5817
2.0		0.5957	0.5879	0.5837	0.5804	0.5791	0.5783	0.5770	0.5768	0.5760
2.2		0.5872	0.5786	0.5742	0.5705	0.5698	0.5682	0.5671	0.5664	0.5658
2.4		0.5796	0.5706	0.5657	0.5619	0.5597	0.5583	0.5580	0.5578	0.5569
2.6		0.5731	0.5637	0.5586	0.5541	0.5523	0.5508	0.5506	0.5502	0.5492
2.8		0.5674	0.5572	0.5521	0.5478	0.5455	0.5440	0.5440	0.5433	0.5424
3.0		0.5622	0.5522	0.5465	0.5420	0.5396	0.5381	0.5371	0.5375	0.5365
3.2		0.5579	0.5474	0.5415	0.5368	0.5346	0.5328	0.5316	0.5320	0.5310
3.4		0.5540	0.5431	0.5371	0.5323	0.5299	0.5282	0.5269	0.5269	0.5262
3.6		0.5506	0.5394	0.5332	0.5284	0.5256	0.5238	0.5227	0.5228	0.5219
3.8		0.5475	0.5361	0.5297	0.5244	0.5218	0.5200	0.5186	0.5191	0.5180
4.0		0.5445	0.5331	0.5264	0.5212	0.5183	0.5165	0.5151	0.5144	0.5144
4.2		0.5426	0.5304	0.5237	0.5186	0.5157	0.5139	0.5126	0.5116	0.5112
4.4		0.5400	0.5277	0.5207	0.5155	0.5123	0.5102	0.5090	0.5083	0.5087
4.6		0.5381	0.5254	0.5185	0.5133	0.5101	0.5082	0.5064	0.5059	0.5053
4.8		0.5359	0.5233	0.5163	0.5104	0.5073	0.5051	0.5037	0.5029	0.5034
5.0		0.5341	0.5213	0.5141	0.5083	0.5053	0.5028	0.5014	0.5009	0.5010
5.5		0.5301	0.5173	0.5096	0.5036	0.5001	0.4977	0.4962	0.4958	0.4958
6.0		0.5268	0.5139	0.5060	0.4997	0.4960	0.4934	0.4919	0.4910	0.4914
6.5		0.5243	0.5110	0.5028	0.4963	0.4924	0.4900	0.4881	0.4875	0.4877
7.0		0.5222	0.5085	0.5000	0.4935	0.4895	0.4868	0.4847	0.4841	0.4843
7.5		0.5204	0.5063	0.4979	0.4910	0.4869	0.4840	0.4822	0.4815	0.4815
8.0		0.5187	0.5046	0.4956	0.4886	0.4843	0.4814	0.4797	0.4787	0.4786
8.5		0.5176	0.5033	0.4942	0.4871	0.4826	0.4794	0.4773	0.4765	0.4766
9.0		0.5162	0.5019	0.4926	0.4853	0.4807	0.4776	0.4755	0.4747	0.4746
9.5		0.5152	0.5008	0.4913	0.4838	0.4792	0.4759	0.4738	0.4729	0.4728
10.0		0.5141	0.4994	0.4899	0.4824	0.4775	0.4744	0.4722	0.4712	0.4713

Таблиця Г.18

Залежність нормованої ефективної діелектричної проникності  $\varepsilon_{eff} / \varepsilon_1$  для найнижчого  $H$ -типу коливань прямокутного СДР з отвором ( $\varepsilon_1 = 40, \varepsilon_2 = 1, D_i / a = 0.2$ ) від співвідношень  $d/a, h/a$

$100d/a$	$h/a$	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1
0.1		0.9652	0.9655	0.9650	0.9644	0.9645	0.9649	0.9645	0.9641	0.9644
0.2		0.9356	0.9356	0.9347	0.9338	0.9340	0.9337	0.9330	0.9325	0.9333
0.3		0.9090	0.9084	0.9069	0.9066	0.9050	0.9052	0.9053	0.9043	0.9057
0.4		0.8851	0.8836	0.8825	0.8820	0.8797	0.8802	0.8794	0.8797	0.8790
0.5		0.8636	0.8616	0.8597	0.8593	0.8576	0.8584	0.8566	0.8569	0.8563
0.6		0.8428	0.8411	0.8397	0.8387	0.8378	0.8377	0.8346	0.8364	0.8350
0.7		0.8250	0.8224	0.8214	0.8198	0.8191	0.8188	0.8175	0.8170	0.8165
0.8		0.8083	0.8055	0.8027	0.8018	0.8013	0.8025	0.7991	0.8001	0.7989
0.9		0.7929	0.7890	0.7874	0.7857	0.7849	0.7854	0.7831	0.7843	0.7829
1.0		0.7785	0.7747	0.7725	0.7708	0.7703	0.7691	0.7686	0.7689	0.7673
1.1		0.7651	0.7607	0.7585	0.7571	0.7561	0.7561	0.7548	0.7545	0.7547
1.2		0.7527	0.7486	0.7457	0.7441	0.7429	0.7430	0.7427	0.7417	0.7419
1.3		0.7405	0.7373	0.7332	0.7318	0.7304	0.7306	0.7296	0.7299	0.7293
1.4		0.7299	0.7262	0.7226	0.7205	0.7198	0.7185	0.7186	0.7182	0.7174
1.5		0.7206	0.7163	0.7103	0.7101	0.7090	0.7084	0.7076	0.7070	0.7071
1.6		0.7115	0.7048	0.7022	0.7003	0.6989	0.6982	0.6969	0.6965	0.6965
1.7		0.7031	0.6962	0.6930	0.6907	0.6892	0.6887	0.6873	0.6875	0.6868
1.8		0.6949	0.6878	0.6844	0.6823	0.6806	0.6781	0.6780	0.6778	0.6781
1.9		0.6873	0.6800	0.6749	0.6743	0.6718	0.6710	0.6700	0.6692	0.6690
2.0		0.6804	0.6727	0.6677	0.6652	0.6630	0.6636	0.6618	0.6616	0.6608
2.2		0.6674	0.6589	0.6540	0.6500	0.6487	0.6476	0.6473	0.6469	0.6463
2.4		0.6558	0.6467	0.6410	0.6376	0.6354	0.6343	0.6346	0.6332	0.6328
2.6		0.6450	0.6357	0.6294	0.6261	0.6240	0.6227	0.6234	0.6204	0.6208
2.8		0.6353	0.6257	0.6194	0.6155	0.6132	0.6118	0.6127	0.6092	0.6099
3.0		0.6269	0.6166	0.6099	0.6057	0.6043	0.6017	0.6029	0.6003	0.6002
3.2		0.6190	0.6078	0.6013	0.5972	0.5946	0.5927	0.5933	0.5915	0.5905
3.4		0.6113	0.6002	0.5928	0.5888	0.5872	0.5844	0.5845	0.5824	0.5821
3.6		0.6051	0.5928	0.5857	0.5814	0.5789	0.5767	0.5751	0.5746	0.5746
3.8		0.5989	0.5865	0.5788	0.5744	0.5718	0.5698	0.5685	0.5675	0.5673
4.0		0.5929	0.5803	0.5728	0.5682	0.5657	0.5632	0.5620	0.5609	0.5609
4.2		0.5873	0.5746	0.5666	0.5622	0.5597	0.5571	0.5559	0.5544	0.5546
4.4		0.5823	0.5693	0.5610	0.5564	0.5540	0.5514	0.5499	0.5489	0.5490
4.6		0.5777	0.5643	0.5558	0.5513	0.5486	0.5461	0.5449	0.5437	0.5440
4.8		0.5732	0.5598	0.5510	0.5462	0.5437	0.5411	0.5393	0.5387	0.5392
5.0		0.5692	0.5553	0.5465	0.5418	0.5391	0.5364	0.5355	0.5341	0.5338
5.5		0.5600	0.5459	0.5363	0.5317	0.5276	0.5262	0.5251	0.5238	0.5241
6.0		0.5522	0.5376	0.5277	0.5232	0.5184	0.5171	0.5158	0.5151	0.5150
6.5		0.5453	0.5301	0.5200	0.5146	0.5106	0.5087	0.5083	0.5069	0.5069
7.0		0.5390	0.5236	0.5132	0.5082	0.5034	0.5015	0.5007	0.5000	0.5005
7.5		0.5334	0.5181	0.5072	0.5020	0.4973	0.4952	0.4940	0.4936	0.4944
8.0		0.5291	0.5127	0.5018	0.4966	0.4920	0.4896	0.4886	0.4883	0.4890
8.5		0.5244	0.5082	0.4970	0.4916	0.4867	0.4849	0.4834	0.4832	0.4841
9.0		0.5205	0.5041	0.4926	0.4867	0.4824	0.4802	0.4788	0.4789	0.4800
9.5		0.5170	0.5003	0.4886	0.4827	0.4782	0.4761	0.4746	0.4739	0.4758
10.0		0.5139	0.4973	0.4850	0.4791	0.4745	0.4722	0.4707	0.4700	0.4725

Таблиця Г.19

Залежність нормованої ефективної діелектричної проникності  $\varepsilon_{eff} / \varepsilon_1$  для найнижчого  $H$ -типу коливань прямокутного СДР з отвором ( $\varepsilon_1 = 60, \varepsilon_2 = 1, D_i / a = 0.2$ ) від співвідношень  $d/a, h/a$

$100d/a$	$h/a$	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1
0.1		0.9495	0.9490	0.9478	0.9473	0.9478	0.9474	0.9473	0.9476	0.9479
0.2		0.9075	0.9057	0.9046	0.9056	0.9027	0.9035	0.9030	0.9035	0.9040
0.3		0.8706	0.8704	0.8670	0.8693	0.8656	0.8662	0.8650	0.8667	0.8650
0.4		0.8387	0.8370	0.8371	0.8361	0.8334	0.8347	0.8322	0.8336	0.8320
0.5		0.8106	0.8094	0.8069	0.8080	0.8052	0.8049	0.8039	0.8056	0.8039
0.6		0.7859	0.7832	0.7828	0.7825	0.7805	0.7810	0.7788	0.7798	0.7784
0.7		0.7641	0.7613	0.7606	0.7596	0.7589	0.7564	0.7570	0.7577	0.7561
0.8		0.7438	0.7413	0.7393	0.7396	0.7385	0.7378	0.7374	0.7360	0.7364
0.9		0.7267	0.7230	0.7205	0.7211	0.7202	0.7210	0.7200	0.7178	0.7191
1.0		0.7112	0.7063	0.7040	0.7049	0.7037	0.7029	0.7028	0.7012	0.7030
1.1		0.6963	0.6923	0.6892	0.6893	0.6892	0.6878	0.6889	0.6867	0.6875
1.2		0.6823	0.6766	0.6755	0.6745	0.6747	0.6745	0.6734	0.6740	0.6737
1.3		0.6703	0.6648	0.6630	0.6614	0.6611	0.6620	0.6599	0.6614	0.6610
1.4		0.6597	0.6549	0.6515	0.6505	0.6493	0.6504	0.6489	0.6494	0.6491
1.5		0.6497	0.6449	0.6413	0.6396	0.6380	0.6395	0.6390	0.6380	0.6376
1.6		0.6405	0.6338	0.6297	0.6295	0.6283	0.6289	0.6287	0.6282	0.6279
1.7		0.6319	0.6254	0.6206	0.6202	0.6188	0.6174	0.6207	0.6185	0.6189
1.8		0.6244	0.6175	0.6124	0.6121	0.6088	0.6104	0.6119	0.6097	0.6094
1.9		0.6171	0.6097	0.6046	0.6029	0.6011	0.6003	0.6032	0.6012	0.6014
2.0		0.6103	0.6025	0.5976	0.5958	0.5941	0.5931	0.5957	0.5942	0.5944
2.2		0.5984	0.5897	0.5839	0.5821	0.5804	0.5796	0.5811	0.5808	0.5805
2.4		0.5873	0.5787	0.5727	0.5706	0.5689	0.5675	0.5675	0.5687	0.5688
2.6		0.5781	0.5687	0.5626	0.5599	0.5586	0.5571	0.5579	0.5568	0.5582
2.8		0.5700	0.5599	0.5530	0.5510	0.5494	0.5475	0.5474	0.5481	0.5494
3.0		0.5624	0.5523	0.5453	0.5426	0.5410	0.5393	0.5385	0.5388	0.5389
3.2		0.5557	0.5451	0.5380	0.5352	0.5336	0.5318	0.5316	0.5312	0.5317
3.4		0.5495	0.5389	0.5314	0.5290	0.5256	0.5253	0.5251	0.5242	0.5248
3.6		0.5442	0.5332	0.5256	0.5229	0.5193	0.5191	0.5187	0.5183	0.5186
3.8		0.5394	0.5282	0.5201	0.5175	0.5136	0.5135	0.5130	0.5127	0.5130
4.0		0.5349	0.5232	0.5150	0.5116	0.5084	0.5081	0.5077	0.5071	0.5079
4.2		0.5306	0.5188	0.5104	0.5075	0.5037	0.5027	0.5030	0.5025	0.5027
4.4		0.5269	0.5148	0.5064	0.5032	0.4994	0.4984	0.4986	0.4980	0.4984
4.6		0.5234	0.5112	0.5022	0.4991	0.4953	0.4945	0.4930	0.4939	0.4946
4.8		0.5202	0.5078	0.4987	0.4955	0.4916	0.4904	0.4897	0.4901	0.4907
5.0		0.5170	0.5048	0.4955	0.4923	0.4879	0.4868	0.4863	0.4868	0.4872
5.5		0.5105	0.4977	0.4880	0.4843	0.4802	0.4789	0.4783	0.4790	0.4795
6.0		0.5050	0.4918	0.4816	0.4781	0.4739	0.4723	0.4717	0.4717	0.4736
6.5		0.5000	0.4868	0.4764	0.4719	0.4681	0.4666	0.4658	0.4653	0.4680
7.0		0.4961	0.4813	0.4719	0.4669	0.4635	0.4615	0.4602	0.4604	0.4633
7.5		0.4925	0.4775	0.4679	0.4628	0.4593	0.4571	0.4557	0.4561	0.4581
8.0		0.4896	0.4742	0.4644	0.4590	0.4555	0.4536	0.4515	0.4523	0.4548
8.5		0.4867	0.4712	0.4613	0.4558	0.4521	0.4503	0.4474	0.4487	0.4511
9.0		0.4845	0.4688	0.4586	0.4549	0.4488	0.4472	0.4443	0.4460	0.4477
9.5		0.4823	0.4663	0.4562	0.4525	0.4460	0.4444	0.4425	0.4433	0.4452
10.0		0.4804	0.4643	0.4540	0.4503	0.4436	0.4421	0.4401	0.4408	0.4429

Таблиця Г.20

Залежність нормованої ефективної діелектричної проникності  $\varepsilon_{eff} / \varepsilon_1$  для найнижчого  $H$ -типу коливань прямокутного СДР з отвором ( $\varepsilon_1 = 80, \varepsilon_2 = 1, D_i / a = 0.2$ ) від співвідношень  $d/a, h/a$

$100d/a$	$h/a$	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1
0.1		0.9341	0.9322	0.9330	0.9328	0.9326	0.9320	0.9319	0.9314	0.9322
0.2		0.8807	0.8805	0.8794	0.8792	0.8768	0.8767	0.8772	0.8770	0.8771
0.3		0.8367	0.8353	0.8343	0.8344	0.8320	0.8338	0.8317	0.8322	0.8326
0.4		0.7999	0.7979	0.7982	0.7970	0.7944	0.7952	0.7937	0.7955	0.7942
0.5		0.7674	0.7650	0.7652	0.7636	0.7631	0.7620	0.7610	0.7625	0.7611
0.6		0.7392	0.7361	0.7371	0.7369	0.7351	0.7339	0.7336	0.7327	0.7327
0.7		0.7154	0.7119	0.7125	0.7123	0.7111	0.7101	0.7119	0.7085	0.7118
0.8		0.6949	0.6925	0.6899	0.6902	0.6900	0.6898	0.6902	0.6883	0.6901
0.9		0.6773	0.6730	0.6708	0.6713	0.6707	0.6691	0.6711	0.6687	0.6717
1.0		0.6604	0.6563	0.6546	0.6543	0.6537	0.6537	0.6541	0.6535	0.6541
1.1		0.6460	0.6415	0.6396	0.6383	0.6384	0.6387	0.6388	0.6381	0.6387
1.2		0.6331	0.6286	0.6261	0.6246	0.6242	0.6250	0.6242	0.6251	0.6256
1.3		0.6210	0.6166	0.6140	0.6121	0.6121	0.6130	0.6137	0.6123	0.6129
1.4		0.6106	0.6048	0.6028	0.5997	0.6004	0.6007	0.6030	0.6008	0.6023
1.5		0.6013	0.5948	0.5913	0.5903	0.5901	0.5906	0.5914	0.5906	0.5914
1.6		0.5931	0.5861	0.5819	0.5811	0.5813	0.5810	0.5817	0.5819	0.5814
1.7		0.5855	0.5783	0.5745	0.5726	0.5715	0.5712	0.5727	0.5729	0.5732
1.8		0.5784	0.5709	0.5668	0.5645	0.5637	0.5644	0.5654	0.5647	0.5652
1.9		0.5718	0.5640	0.5597	0.5576	0.5565	0.5556	0.5583	0.5580	0.5587
2.0		0.5662	0.5579	0.5531	0.5512	0.5502	0.5492	0.5505	0.5504	0.5520
2.2		0.5556	0.5472	0.5418	0.5395	0.5386	0.5373	0.5367	0.5388	0.5404
2.4		0.5468	0.5376	0.5320	0.5297	0.5274	0.5270	0.5280	0.5274	0.5296
2.6		0.5389	0.5296	0.5235	0.5214	0.5182	0.5184	0.5191	0.5187	0.5209
2.8		0.5319	0.5222	0.5159	0.5129	0.5105	0.5107	0.5111	0.5115	0.5119
3.0		0.5258	0.5159	0.5092	0.5065	0.5035	0.5033	0.5040	0.5038	0.5049
3.2		0.5208	0.5103	0.5033	0.5008	0.4973	0.4971	0.4971	0.4975	0.4989
3.4		0.5159	0.5053	0.4979	0.4954	0.4918	0.4913	0.4912	0.4919	0.4929
3.6		0.5118	0.5009	0.4932	0.4904	0.4869	0.4863	0.4861	0.4872	0.4877
3.8		0.5080	0.4968	0.4889	0.4861	0.4825	0.4817	0.4816	0.4821	0.4834
4.0		0.5046	0.4931	0.4851	0.4819	0.4783	0.4774	0.4776	0.4783	0.4795
4.2		0.5013	0.4899	0.4816	0.4783	0.4746	0.4737	0.4737	0.4741	0.4757
4.4		0.4987	0.4870	0.4783	0.4749	0.4711	0.4703	0.4702	0.4708	0.4723
4.6		0.4960	0.4841	0.4755	0.4714	0.4680	0.4670	0.4671	0.4665	0.4690
4.8		0.4937	0.4805	0.4730	0.4683	0.4656	0.4640	0.4639	0.4633	0.4661
5.0		0.4915	0.4782	0.4704	0.4657	0.4629	0.4614	0.4604	0.4606	0.4634
5.5		0.4870	0.4732	0.4650	0.4601	0.4570	0.4556	0.4545	0.4547	0.4573
6.0		0.4829	0.4690	0.4605	0.4554	0.4522	0.4507	0.4487	0.4496	0.4520
6.5		0.4797	0.4653	0.4566	0.4531	0.4475	0.4463	0.4441	0.4452	0.4473
7.0		0.4769	0.4624	0.4534	0.4496	0.4440	0.4428	0.4414	0.4418	0.4440
7.5		0.4748	0.4597	0.4508	0.4471	0.4409	0.4396	0.4382	0.4386	0.4410
8.0		0.4714	0.4576	0.4484	0.4444	0.4381	0.4370	0.4353	0.4354	0.4382
8.5		0.4696	0.4555	0.4463	0.4412	0.4361	0.4345	0.4321	0.4330	0.4359
9.0		0.4678	0.4540	0.4443	0.4390	0.4340	0.4323	0.4300	0.4307	0.4338
9.5		0.4666	0.4524	0.4430	0.4373	0.4322	0.4303	0.4279	0.4287	0.4321
10.0		0.4654	0.4512	0.4415	0.4359	0.4304	0.4287	0.4259	0.4270	0.4311

Таблиця Г.21

Залежність нормованої ефективної діелектричної проникності  $\varepsilon_{eff} / \varepsilon_1$  для найнижчого  $H$ -типу коливань прямокутного СДР з отвором ( $\varepsilon_1 = 40, \varepsilon_2 = 1, D_i / a = 0.4$ ) від співвідношень  $d/a, h/a$

$100d/a$	$h/a$	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1
0.1		0.9676	0.9662	0.9674	0.9672	0.9670	0.9655	0.9658	0.9661	0.9657
0.2		0.9402	0.9381	0.9381	0.9375	0.9378	0.9352	0.9349	0.9356	0.9362
0.3		0.9138	0.9106	0.9102	0.9116	0.9091	0.9078	0.9071	0.9091	0.9099
0.4		0.8902	0.8868	0.8856	0.8867	0.8845	0.8842	0.8829	0.8846	0.8829
0.5		0.8681	0.8645	0.8645	0.8647	0.8614	0.8619	0.8604	0.8617	0.8590
0.6		0.8469	0.8443	0.8438	0.8430	0.8410	0.8418	0.8396	0.8403	0.8385
0.7		0.8285	0.8258	0.8242	0.8230	0.8222	0.8221	0.8205	0.8219	0.8202
0.8		0.8107	0.8080	0.8062	0.8012	0.8039	0.8043	0.8035	0.8040	0.8026
0.9		0.7968	0.7918	0.7893	0.7877	0.7869	0.7868	0.7867	0.7868	0.7864
1.0		0.7813	0.7771	0.7737	0.7692	0.7715	0.7711	0.7716	0.7711	0.7703
1.1		0.7669	0.7613	0.7570	0.7547	0.7533	0.7570	0.7563	0.7564	0.7571
1.2		0.7546	0.7479	0.7465	0.7416	0.7433	0.7425	0.7431	0.7421	0.7430
1.3		0.7433	0.7359	0.7318	0.7289	0.7273	0.7256	0.7251	0.7298	0.7301
1.4		0.7322	0.7246	0.7203	0.7168	0.7148	0.7168	0.7132	0.7160	0.7180
1.5		0.7219	0.7135	0.7094	0.7087	0.7035	0.7049	0.7013	0.7046	0.7008
1.6		0.7124	0.7036	0.6988	0.6959	0.6927	0.6911	0.6904	0.6936	0.6898
1.7		0.7031	0.6944	0.6895	0.6853	0.6828	0.6809	0.6800	0.6796	0.6837
1.8		0.6950	0.6857	0.6800	0.6758	0.6730	0.6714	0.6705	0.6694	0.6695
1.9		0.6870	0.6768	0.6711	0.6669	0.6641	0.6621	0.6612	0.6603	0.6603
2.0		0.6792	0.6685	0.6627	0.6584	0.6555	0.6542	0.6527	0.6516	0.6513
2.2		0.6650	0.6538	0.6474	0.6428	0.6397	0.6377	0.6363	0.6355	0.6353
2.4		0.6517	0.6397	0.6332	0.6286	0.6252	0.6233	0.6218	0.6215	0.6205
2.6		0.6402	0.6275	0.6202	0.6151	0.6121	0.6097	0.6086	0.6073	0.6072
2.8		0.6291	0.6161	0.6087	0.6034	0.5998	0.5979	0.5960	0.5949	0.5947
3.0		0.6195	0.6052	0.5979	0.5923	0.5889	0.5864	0.5849	0.5838	0.5834
3.2		0.6102	0.5958	0.5879	0.5822	0.5785	0.5761	0.5752	0.5736	0.5731
3.4		0.6015	0.5868	0.5785	0.5731	0.5691	0.5662	0.5649	0.5639	0.5639
3.6		0.5938	0.5784	0.5698	0.5642	0.5598	0.5576	0.5582	0.5550	0.5552
3.8		0.5867	0.5705	0.5616	0.5562	0.5520	0.5492	0.5478	0.5467	0.5470
4.0		0.5797	0.5635	0.5544	0.5481	0.5445	0.5418	0.5399	0.5393	0.5390
4.2		0.5733	0.5565	0.5473	0.5411	0.5370	0.5346	0.5329	0.5324	0.5318
4.4		0.5673	0.5503	0.5406	0.5343	0.5302	0.5278	0.5264	0.5255	0.5257
4.6		0.5619	0.5442	0.5342	0.5282	0.5235	0.5215	0.5198	0.5188	0.5193
4.8		0.5565	0.5385	0.5285	0.5222	0.5179	0.5156	0.5136	0.5130	0.5141
5.0		0.5511	0.5331	0.5229	0.5163	0.5120	0.5100	0.5082	0.5074	0.5097
5.5		0.5400	0.5213	0.5105	0.5037	0.4995	0.4967	0.4956	0.4951	0.4965
6.0		0.5299	0.5106	0.4996	0.4926	0.4882	0.4856	0.4843	0.4840	0.4865
6.5		0.5211	0.5011	0.4898	0.4825	0.4780	0.4767	0.4748	0.4756	0.4776
7.0		0.5132	0.4927	0.4811	0.4738	0.4691	0.4671	0.4660	0.4671	0.4695
7.5		0.5059	0.4852	0.4735	0.4657	0.4612	0.4587	0.4582	0.4597	0.4626
8.0		0.4996	0.4781	0.4663	0.4586	0.4540	0.4514	0.4515	0.4531	0.4566
8.5		0.4945	0.4722	0.4600	0.4523	0.4473	0.4450	0.4457	0.4469	0.4512
9.0		0.4887	0.4664	0.4542	0.4462	0.4414	0.4390	0.4398	0.4417	0.4461
9.5		0.4840	0.4611	0.4490	0.4407	0.4361	0.4337	0.4347	0.4370	0.4422
10.0		0.4794	0.4571	0.4440	0.4355	0.4310	0.4288	0.4298	0.4328	0.4384

Таблиця Г.22

Залежність нормованої ефективної діелектричної проникності  $\varepsilon_{eff} / \varepsilon_1$  для найнижчого  $H$ -типу коливань прямокутного СДР з отвором ( $\varepsilon_1 = 60, \varepsilon_2 = 1, D_i / a = 0.4$ ) від співвідношень  $d/a, h/a$

$100d/a$	$h/a$	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1
0.1		0.9521	0.9513	0.9505	0.9503	0.9515	0.9491	0.9486	0.9495	0.9497
0.2		0.9123	0.9093	0.9079	0.9091	0.9064	0.9062	0.9059	0.9070	0.9088
0.3		0.8750	0.8719	0.8723	0.8733	0.8706	0.8716	0.8674	0.8694	0.8685
0.4		0.8421	0.8403	0.8398	0.8404	0.8371	0.8372	0.8347	0.8389	0.8356
0.5		0.8130	0.8109	0.8104	0.8121	0.8089	0.8080	0.8050	0.8097	0.8070
0.6		0.7873	0.7845	0.7839	0.7838	0.7834	0.7804	0.7807	0.7823	0.7803
0.7		0.7616	0.7615	0.7591	0.7609	0.7594	0.7565	0.7573	0.7573	0.7561
0.8		0.7412	0.7403	0.7379	0.7380	0.7372	0.7363	0.7365	0.7348	0.7371
0.9		0.7233	0.7178	0.7183	0.7178	0.7177	0.7165	0.7165	0.7147	0.7167
1.0		0.7061	0.7002	0.6969	0.6987	0.7007	0.6978	0.6988	0.6978	0.7004
1.1		0.6900	0.6842	0.6826	0.6817	0.6771	0.6816	0.6814	0.6806	0.6821
1.2		0.6760	0.6695	0.6651	0.6625	0.6615	0.6665	0.6661	0.6661	0.6658
1.3		0.6629	0.6556	0.6511	0.6486	0.6475	0.6518	0.6510	0.6521	0.6520
1.4		0.6506	0.6430	0.6384	0.6356	0.6340	0.6333	0.6375	0.6376	0.6394
1.5		0.6392	0.6311	0.6262	0.6235	0.6218	0.6206	0.6260	0.6265	0.6267
1.6		0.6285	0.6199	0.6152	0.6121	0.6105	0.6094	0.6088	0.6086	0.6153
1.7		0.6190	0.6101	0.6048	0.6020	0.5999	0.5984	0.5981	0.6033	0.6030
1.8		0.6097	0.6001	0.5949	0.5919	0.5901	0.5884	0.5915	0.5882	0.5940
1.9		0.6010	0.5915	0.5859	0.5826	0.5805	0.5791	0.5776	0.5786	0.5843
2.0		0.5929	0.5833	0.5773	0.5737	0.5718	0.5703	0.5700	0.5698	0.5742
2.2		0.5785	0.5675	0.5616	0.5580	0.5560	0.5543	0.5535	0.5538	0.5541
2.4		0.5650	0.5536	0.5475	0.5440	0.5416	0.5399	0.5395	0.5394	0.5400
2.6		0.5534	0.5414	0.5350	0.5309	0.5285	0.5270	0.5270	0.5265	0.5273
2.8		0.5430	0.5301	0.5236	0.5194	0.5170	0.5156	0.5148	0.5154	0.5162
3.0		0.5332	0.5204	0.5133	0.5093	0.5064	0.5052	0.5044	0.5049	0.5062
3.2		0.5243	0.5111	0.5040	0.4996	0.4971	0.4953	0.4950	0.4956	0.4976
3.4		0.5164	0.5030	0.4954	0.4910	0.4888	0.4868	0.4863	0.4871	0.4890
3.6		0.5089	0.4953	0.4878	0.4832	0.4804	0.4788	0.4783	0.4793	0.4815
3.8		0.5020	0.4880	0.4805	0.4756	0.4730	0.4715	0.4713	0.4722	0.4740
4.0		0.4958	0.4814	0.4739	0.4688	0.4661	0.4652	0.4646	0.4655	0.4683
4.2		0.4901	0.4754	0.4677	0.4628	0.4600	0.4585	0.4587	0.4595	0.4625
4.4		0.4848	0.4700	0.4618	0.4568	0.4540	0.4523	0.4527	0.4542	0.4573
4.6		0.4798	0.4647	0.4564	0.4515	0.4485	0.4470	0.4474	0.4490	0.4524
4.8		0.4750	0.4597	0.4517	0.4464	0.4433	0.4419	0.4426	0.4444	0.4482
5.0		0.4708	0.4553	0.4470	0.4415	0.4388	0.4372	0.4380	0.4398	0.4440
5.5		0.4608	0.4450	0.4365	0.4308	0.4280	0.4268	0.4279	0.4303	0.4356
6.0		0.4526	0.4362	0.4275	0.4219	0.4192	0.4175	0.4189	0.4222	0.4288
6.5		0.4454	0.4287	0.4199	0.4140	0.4113	0.4101	0.4114	0.4155	0.4227
7.0		0.4392	0.4222	0.4130	0.4072	0.4041	0.4033	0.4048	0.4100	0.4178
7.5		0.4336	0.4162	0.4071	0.4012	0.3980	0.3973	0.3990	0.4047	0.4135
8.0		0.4287	0.4108	0.4013	0.3957	0.3926	0.3917	0.3942	0.4003	0.4100
8.5		0.4240	0.4067	0.3968	0.3908	0.3878	0.3869	0.3898	0.3963	0.4070
9.0		0.4200	0.4024	0.3923	0.3864	0.3835	0.3826	0.3858	0.3928	0.4044
9.5		0.4165	0.3986	0.3884	0.3825	0.3794	0.3786	0.3822	0.3900	0.4019
10.0		0.4131	0.3952	0.3849	0.3791	0.3758	0.3754	0.3794	0.3875	0.3999



Таблиця Г.23

Залежність нормованої ефективної діелектричної проникності  $\varepsilon_{eff} / \varepsilon_1$  для найнижчого  $H$ -типу коливань прямокутного СДР з отвором ( $\varepsilon_1 = 80, \varepsilon_2 = 1, D_i / a = 0.4$ ) від співвідношень  $d/a, h/a$

$100d/a$	$h/a$	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1
0.1		0.9378	0.9348	0.9370	0.9350	0.9369	0.9343	0.9337	0.9342	0.9349
0.2		0.8858	0.8819	0.8830	0.8835	0.8796	0.8797	0.8798	0.8798	0.8802
0.3		0.8401	0.8375	0.8380	0.8379	0.8350	0.8359	0.8339	0.8364	0.8341
0.4		0.7999	0.7974	0.7981	0.7981	0.7972	0.7975	0.7943	0.7977	0.7956
0.5		0.7662	0.7636	0.7645	0.7644	0.7619	0.7597	0.7607	0.7589	0.7614
0.6		0.7374	0.7334	0.7337	0.7325	0.7326	0.7311	0.7336	0.7300	0.7331
0.7		0.7108	0.7071	0.7063	0.7065	0.7065	0.7057	0.7076	0.7039	0.7071
0.8		0.6882	0.6809	0.6789	0.6813	0.6817	0.6813	0.6832	0.6814	0.6832
0.9		0.6682	0.6598	0.6610	0.6594	0.6612	0.6599	0.6608	0.6606	0.6618
1.0		0.6476	0.6440	0.6388	0.6366	0.6405	0.6420	0.6408	0.6412	0.6422
1.1		0.6316	0.6260	0.6218	0.6194	0.6223	0.6235	0.6234	0.6238	0.6242
1.2		0.6162	0.6089	0.6060	0.6035	0.6029	0.6022	0.6078	0.6079	0.6087
1.3		0.6027	0.5951	0.5915	0.5891	0.5878	0.5874	0.5930	0.5933	0.5940
1.4		0.5908	0.5822	0.5791	0.5759	0.5748	0.5745	0.5786	0.5810	0.5815
1.5		0.5793	0.5706	0.5669	0.5641	0.5626	0.5618	0.5614	0.5679	0.5690
1.6		0.5685	0.5598	0.5558	0.5529	0.5515	0.5506	0.5507	0.5510	0.5530
1.7		0.5588	0.5498	0.5461	0.5426	0.5414	0.5407	0.5405	0.5410	0.5464
1.8		0.5497	0.5401	0.5364	0.5329	0.5314	0.5307	0.5307	0.5315	0.5337
1.9		0.5415	0.5315	0.5274	0.5241	0.5225	0.5221	0.5217	0.5226	0.5276
2.0		0.5339	0.5240	0.5192	0.5159	0.5143	0.5138	0.5135	0.5145	0.5156
2.2		0.5199	0.5094	0.5046	0.5015	0.4994	0.4986	0.4987	0.4995	0.5014
2.4		0.5077	0.4965	0.4913	0.4878	0.4861	0.4856	0.4856	0.4866	0.4886
2.6		0.4969	0.4854	0.4802	0.4762	0.4745	0.4741	0.4746	0.4754	0.4775
2.8		0.4874	0.4753	0.4699	0.4660	0.4641	0.4637	0.4639	0.4652	0.4678
3.0		0.4787	0.4663	0.4608	0.4566	0.4548	0.4547	0.4549	0.4563	0.4592
3.2		0.4712	0.4583	0.4526	0.4485	0.4465	0.4458	0.4468	0.4487	0.4517
3.4		0.4641	0.4513	0.4453	0.4407	0.4390	0.4383	0.4394	0.4412	0.4449
3.6		0.4578	0.4446	0.4383	0.4339	0.4323	0.4315	0.4329	0.4347	0.4406
3.8		0.4522	0.4386	0.4324	0.4277	0.4260	0.4255	0.4267	0.4292	0.4340
4.0		0.4469	0.4334	0.4270	0.4222	0.4201	0.4198	0.4212	0.4242	0.4300
4.2		0.4423	0.4283	0.4220	0.4170	0.4151	0.4144	0.4161	0.4195	0.4261
4.4		0.4380	0.4236	0.4173	0.4123	0.4104	0.4097	0.4116	0.4152	0.4225
4.6		0.4340	0.4195	0.4129	0.4081	0.4056	0.4053	0.4071	0.4113	0.4189
4.8		0.4304	0.4157	0.4090	0.4040	0.4015	0.4015	0.4032	0.4078	0.4157
5.0		0.4270	0.4120	0.4053	0.4003	0.3977	0.3977	0.3995	0.4045	0.4132
5.5		0.4194	0.4040	0.3970	0.3921	0.3894	0.3892	0.3919	0.3975	0.4072
6.0		0.4130	0.3977	0.3897	0.3849	0.3827	0.3821	0.3853	0.3918	0.4027
6.5		0.4077	0.3922	0.3840	0.3790	0.3764	0.3763	0.3797	0.3868	0.3985
7.0		0.4032	0.3873	0.3792	0.3739	0.3709	0.3714	0.3750	0.3827	0.3955
7.5		0.3992	0.3837	0.3750	0.3694	0.3671	0.3667	0.3710	0.3796	0.3925
8.0		0.3955	0.3803	0.3712	0.3656	0.3632	0.3628	0.3670	0.3767	0.3904
8.5		0.3935	0.3771	0.3679	0.3619	0.3593	0.3599	0.3644	0.3742	0.3888
9.0		0.3905	0.3744	0.3648	0.3586	0.3560	0.3569	0.3617	0.3722	0.3873
9.5		0.3881	0.3716	0.3622	0.3557	0.3531	0.3539	0.3594	0.3703	0.3862
10.0		0.3859	0.3692	0.3597	0.3530	0.3505	0.3515	0.3572	0.3688	0.3852

Таблиця Г.24

Залежність нормованої ефективної діелектричної проникності  $\varepsilon_{eff} / \varepsilon_1$  для найнижчого  $H$ -типу коливань прямокутного СДР з отвором ( $\varepsilon_1 = 40, \varepsilon_2 = 1, D_i / a = 0.6$ ) від співвідношень  $d/a, h/a$

$100d/a$	$h/a$	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1
0.1		0.9688	0.9710	0.9689	0.9683	0.9682	0.9693	0.9669	0.9682	0.9712
0.2		0.9407	0.9426	0.9420	0.9414	0.9408	0.9407	0.9378	0.9402	0.9392
0.3		0.9167	0.9148	0.9162	0.9129	0.9158	0.9152	0.9130	0.9136	0.9153
0.4		0.8937	0.8930	0.8915	0.8896	0.8895	0.8918	0.8895	0.8893	0.8887
0.5		0.8736	0.8725	0.8701	0.8676	0.8680	0.8686	0.8690	0.8649	0.8685
0.6		0.8556	0.8539	0.8510	0.8492	0.8466	0.8466	0.8454	0.8450	0.8446
0.7		0.8388	0.8374	0.8333	0.8311	0.8280	0.8283	0.8273	0.8273	0.8293
0.8		0.8231	0.8199	0.8171	0.8143	0.8111	0.8100	0.8092	0.8074	0.8073
0.9		0.8091	0.8049	0.8014	0.7983	0.7947	0.7934	0.7923	0.7929	0.7918
1.0		0.7955	0.7908	0.7874	0.7843	0.7807	0.7785	0.7772	0.7778	0.7770
1.1		0.7834	0.7781	0.7737	0.7703	0.7674	0.7646	0.7640	0.7638	0.7630
1.2		0.7721	0.7656	0.7612	0.7581	0.7544	0.7521	0.7499	0.7504	0.7496
1.3		0.7617	0.7544	0.7502	0.7451	0.7432	0.7397	0.7382	0.7374	0.7376
1.4		0.7520	0.7439	0.7390	0.7344	0.7317	0.7289	0.7269	0.7258	0.7255
1.5		0.7425	0.7349	0.7284	0.7240	0.7213	0.7175	0.7155	0.7146	0.7148
1.6		0.7338	0.7252	0.7185	0.7138	0.7109	0.7074	0.7047	0.7044	0.7042
1.7		0.7257	0.7157	0.7094	0.7047	0.7012	0.6981	0.6951	0.6948	0.6943
1.8		0.7173	0.7073	0.7005	0.6958	0.6915	0.6886	0.6859	0.6853	0.6843
1.9		0.7105	0.6994	0.6922	0.6870	0.6833	0.6798	0.6769	0.6763	0.6756
2.0		0.7033	0.6916	0.6839	0.6791	0.6749	0.6717	0.6691	0.6678	0.6673
2.2		0.6898	0.6780	0.6696	0.6635	0.6597	0.6565	0.6535	0.6526	0.6517
2.4		0.6776	0.6648	0.6566	0.6498	0.6455	0.6424	0.6394	0.6383	0.6376
2.6		0.6666	0.6531	0.6446	0.6374	0.6328	0.6294	0.6267	0.6254	0.6247
2.8		0.6569	0.6421	0.6327	0.6256	0.6211	0.6175	0.6150	0.6135	0.6127
3.0		0.6474	0.6320	0.6222	0.6148	0.6100	0.6064	0.6037	0.6022	0.6017
3.2		0.6385	0.6226	0.6126	0.6048	0.6000	0.5963	0.5935	0.5920	0.5916
3.4		0.6302	0.6140	0.6035	0.5963	0.5906	0.5867	0.5840	0.5826	0.5820
3.6		0.6229	0.6059	0.5952	0.5875	0.5818	0.5782	0.5751	0.5736	0.5733
3.8		0.6158	0.5984	0.5875	0.5795	0.5738	0.5698	0.5668	0.5654	0.5650
4.0		0.6095	0.5912	0.5800	0.5720	0.5662	0.5621	0.5592	0.5577	0.5574
4.2		0.6030	0.5849	0.5732	0.5650	0.5589	0.5549	0.5520	0.5506	0.5503
4.4		0.5974	0.5786	0.5667	0.5582	0.5522	0.5480	0.5453	0.5440	0.5437
4.6		0.5919	0.5728	0.5604	0.5521	0.5459	0.5418	0.5388	0.5374	0.5372
4.8		0.5868	0.5673	0.5546	0.5459	0.5400	0.5360	0.5326	0.5315	0.5314
5.0		0.5818	0.5619	0.5492	0.5403	0.5341	0.5300	0.5270	0.5258	0.5258
5.5		0.5708	0.5499	0.5365	0.5274	0.5214	0.5168	0.5141	0.5129	0.5131
6.0		0.5609	0.5391	0.5256	0.5161	0.5097	0.5054	0.5028	0.5020	0.5026
6.5		0.5523	0.5295	0.5157	0.5062	0.4993	0.4953	0.4929	0.4919	0.4933
7.0		0.5446	0.5212	0.5067	0.4969	0.4904	0.4860	0.4837	0.4836	0.4846
7.5		0.5374	0.5136	0.4986	0.4887	0.4822	0.4778	0.4755	0.4755	0.4769
8.0		0.5317	0.5066	0.4914	0.4811	0.4747	0.4704	0.4684	0.4685	0.4709
8.5		0.5260	0.5001	0.4847	0.4744	0.4679	0.4636	0.4618	0.4621	0.4651
9.0		0.5205	0.4944	0.4785	0.4681	0.4614	0.4576	0.4555	0.4562	0.4597
9.5		0.5157	0.4895	0.4732	0.4624	0.4560	0.4519	0.4500	0.4517	0.4548
10.0		0.5112	0.4845	0.4685	0.4579	0.4506	0.4466	0.4450	0.4470	0.4504

Таблиця Г.25

Залежність нормованої ефективної діелектричної проникності  $\varepsilon_{eff} / \varepsilon_1$  для найнижчого  $H$ -типу коливань прямокутного СДР з отвором ( $\varepsilon_1 = 60, \varepsilon_2 = 1, D_i / a = 0.6$ ) від співвідношень  $d/a, h/a$

$100d/a$	$h/a$	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1
0.1		0.9535	0.9557	0.9542	0.9535	0.9554	0.9534	0.9532	0.9523	0.9546
0.2		0.9123	0.9125	0.9141	0.9129	0.9137	0.9129	0.9112	0.9107	0.9097
0.3		0.8773	0.8779	0.8760	0.8748	0.8774	0.8791	0.8754	0.8758	0.8753
0.4		0.8463	0.8463	0.8445	0.8435	0.8411	0.8445	0.8431	0.8404	0.8431
0.5		0.8201	0.8185	0.8167	0.8146	0.8127	0.8119	0.8121	0.8124	0.8137
0.6		0.7957	0.7935	0.7912	0.7894	0.7860	0.7853	0.7845	0.7886	0.7841
0.7		0.7742	0.7710	0.7689	0.7660	0.7632	0.7621	0.7614	0.7618	0.7615
0.8		0.7546	0.7509	0.7479	0.7450	0.7428	0.7408	0.7393	0.7401	0.7402
0.9		0.7374	0.7329	0.7285	0.7255	0.7238	0.7217	0.7203	0.7200	0.7200
1.0		0.7213	0.7164	0.7113	0.7080	0.7063	0.7032	0.7019	0.7017	0.7023
1.1		0.7068	0.7004	0.6953	0.6921	0.6892	0.6872	0.6856	0.6855	0.6852
1.2		0.6932	0.6858	0.6803	0.6772	0.6745	0.6723	0.6702	0.6696	0.6699
1.3		0.6799	0.6728	0.6673	0.6629	0.6603	0.6582	0.6564	0.6558	0.6559
1.4		0.6680	0.6601	0.6548	0.6498	0.6477	0.6452	0.6432	0.6426	0.6428
1.5		0.6573	0.6486	0.6432	0.6379	0.6355	0.6332	0.6309	0.6305	0.6303
1.6		0.6469	0.6380	0.6319	0.6268	0.6238	0.6217	0.6200	0.6192	0.6190
1.7		0.6376	0.6277	0.6214	0.6163	0.6127	0.6109	0.6093	0.6086	0.6082
1.8		0.6280	0.6184	0.6116	0.6062	0.6030	0.6008	0.5993	0.5984	0.5983
1.9		0.6196	0.6092	0.6022	0.5970	0.5933	0.5914	0.5898	0.5889	0.5890
2.0		0.6117	0.6009	0.5936	0.5886	0.5847	0.5821	0.5809	0.5800	0.5799
2.2		0.5971	0.5852	0.5777	0.5724	0.5684	0.5659	0.5643	0.5633	0.5638
2.4		0.5838	0.5712	0.5633	0.5579	0.5539	0.5513	0.5497	0.5491	0.5493
2.6		0.5717	0.5589	0.5503	0.5446	0.5405	0.5380	0.5364	0.5359	0.5363
2.8		0.5610	0.5476	0.5387	0.5326	0.5287	0.5260	0.5246	0.5239	0.5245
3.0		0.5510	0.5367	0.5275	0.5215	0.5176	0.5149	0.5135	0.5129	0.5139
3.2		0.5420	0.5274	0.5178	0.5114	0.5075	0.5050	0.5033	0.5031	0.5039
3.4		0.5338	0.5183	0.5085	0.5024	0.4982	0.4955	0.4943	0.4941	0.4951
3.6		0.5259	0.5103	0.5001	0.4937	0.4896	0.4869	0.4858	0.4858	0.4872
3.8		0.5187	0.5026	0.4922	0.4858	0.4815	0.4791	0.4780	0.4783	0.4796
4.0		0.5120	0.4954	0.4852	0.4782	0.4742	0.4718	0.4706	0.4712	0.4730
4.2		0.5058	0.4891	0.4782	0.4714	0.4672	0.4650	0.4639	0.4646	0.4667
4.4		0.5002	0.4827	0.4719	0.4652	0.4610	0.4586	0.4577	0.4586	0.4608
4.6		0.4945	0.4770	0.4661	0.4591	0.4548	0.4526	0.4518	0.4529	0.4556
4.8		0.4895	0.4717	0.4604	0.4536	0.4492	0.4471	0.4465	0.4476	0.4507
5.0		0.4848	0.4665	0.4552	0.4482	0.4440	0.4417	0.4413	0.4428	0.4460
5.5		0.4736	0.4549	0.4433	0.4362	0.4320	0.4302	0.4301	0.4320	0.4363
6.0		0.4642	0.4449	0.4329	0.4257	0.4216	0.4199	0.4204	0.4232	0.4282
6.5		0.4559	0.4358	0.4238	0.4163	0.4123	0.4110	0.4120	0.4154	0.4216
7.0		0.4483	0.4280	0.4156	0.4082	0.4043	0.4030	0.4045	0.4087	0.4160
7.5		0.4417	0.4208	0.4083	0.4009	0.3970	0.3962	0.3978	0.4034	0.4111
8.0		0.4356	0.4143	0.4018	0.3942	0.3905	0.3898	0.3922	0.3984	0.4069
8.5		0.4307	0.4086	0.3959	0.3883	0.3846	0.3843	0.3870	0.3940	0.4034
9.0		0.4257	0.4040	0.3903	0.3829	0.3794	0.3792	0.3824	0.3906	0.4003
9.5		0.4209	0.3986	0.3855	0.3780	0.3746	0.3748	0.3785	0.3866	0.3979
10.0		0.4167	0.3939	0.3808	0.3734	0.3701	0.3708	0.3753	0.3837	0.3957

Таблиця Г.26

Залежність нормованої ефективної діелектричної проникності  $\varepsilon_{eff} / \varepsilon_1$  для найнижчого  $H$ -типу коливань прямокутного СДР з отвором ( $\varepsilon_1 = 80, \varepsilon_2 = 1, D_i / a = 0.6$ ) від співвідношень  $d/a, h/a$

$100d/a$	$h/a$	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1
0.1		0.9385	0.9408	0.9394	0.9391	0.9383	0.9388	0.9360	0.9382	0.9377
0.2		0.8861	0.8861	0.8881	0.8884	0.8876	0.8882	0.8859	0.8860	0.8863
0.3		0.8426	0.8426	0.8409	0.8408	0.8383	0.8391	0.8415	0.8383	0.8414
0.4		0.8053	0.8047	0.8025	0.8015	0.7990	0.7987	0.7978	0.8026	0.7979
0.5		0.7733	0.7708	0.7695	0.7687	0.7655	0.7639	0.7638	0.7687	0.7648
0.6		0.7455	0.7425	0.7400	0.7379	0.7362	0.7343	0.7337	0.7332	0.7341
0.7		0.7212	0.7175	0.7136	0.7121	0.7101	0.7078	0.7073	0.7077	0.7076
0.8		0.6995	0.6941	0.6904	0.6885	0.6860	0.6842	0.6831	0.6839	0.6833
0.9		0.6794	0.6738	0.6695	0.6672	0.6648	0.6629	0.6619	0.6616	0.6619
1.0		0.6614	0.6551	0.6509	0.6476	0.6460	0.6438	0.6429	0.6426	0.6430
1.1		0.6451	0.6379	0.6336	0.6305	0.6280	0.6262	0.6250	0.6256	0.6255
1.2		0.6298	0.6228	0.6179	0.6146	0.6119	0.6099	0.6091	0.6090	0.6093
1.3		0.6162	0.6085	0.6033	0.5997	0.5970	0.5954	0.5943	0.5941	0.5946
1.4		0.6040	0.5954	0.5900	0.5868	0.5835	0.5817	0.5807	0.5810	0.5810
1.5		0.5920	0.5833	0.5775	0.5743	0.5710	0.5691	0.5682	0.5682	0.5686
1.6		0.5816	0.5721	0.5663	0.5626	0.5594	0.5574	0.5563	0.5565	0.5568
1.7		0.5714	0.5619	0.5555	0.5518	0.5486	0.5466	0.5459	0.5460	0.5461
1.8		0.5623	0.5520	0.5454	0.5416	0.5385	0.5365	0.5357	0.5360	0.5367
1.9		0.5533	0.5428	0.5359	0.5323	0.5291	0.5271	0.5264	0.5267	0.5275
2.0		0.5453	0.5342	0.5273	0.5233	0.5204	0.5184	0.5176	0.5179	0.5188
2.2		0.5307	0.5184	0.5114	0.5074	0.5042	0.5023	0.5016	0.5022	0.5032
2.4		0.5173	0.5047	0.4972	0.4930	0.4899	0.4880	0.4875	0.4883	0.4896
2.6		0.5054	0.4923	0.4844	0.4800	0.4772	0.4752	0.4749	0.4758	0.4776
2.8		0.4947	0.4811	0.4731	0.4686	0.4654	0.4638	0.4635	0.4650	0.4670
3.0		0.4850	0.4711	0.4626	0.4582	0.4550	0.4536	0.4534	0.4552	0.4576
3.2		0.4761	0.4617	0.4533	0.4487	0.4456	0.4443	0.4443	0.4464	0.4493
3.4		0.4683	0.4532	0.4446	0.4399	0.4368	0.4358	0.4361	0.4383	0.4418
3.6		0.4609	0.4458	0.4367	0.4321	0.4290	0.4279	0.4286	0.4310	0.4351
3.8		0.4540	0.4386	0.4296	0.4246	0.4216	0.4206	0.4217	0.4246	0.4293
4.0		0.4478	0.4321	0.4227	0.4177	0.4150	0.4141	0.4154	0.4187	0.4239
4.2		0.4419	0.4260	0.4167	0.4117	0.4088	0.4081	0.4096	0.4134	0.4189
4.4		0.4364	0.4203	0.4109	0.4057	0.4030	0.4026	0.4042	0.4086	0.4148
4.6		0.4315	0.4148	0.4055	0.4005	0.3978	0.3974	0.3993	0.4042	0.4119
4.8		0.4267	0.4100	0.4004	0.3955	0.3926	0.3924	0.3947	0.4004	0.4075
5.0		0.4221	0.4052	0.3956	0.3904	0.3878	0.3882	0.3907	0.3966	0.4052
5.5		0.4122	0.3949	0.3851	0.3797	0.3774	0.3781	0.3817	0.3888	0.3987
6.0		0.4037	0.3860	0.3759	0.3708	0.3686	0.3697	0.3739	0.3826	0.3938
6.5		0.3961	0.3781	0.3678	0.3628	0.3609	0.3624	0.3675	0.3773	0.3901
7.0		0.3895	0.3712	0.3608	0.3558	0.3541	0.3561	0.3621	0.3729	0.3867
7.5		0.3837	0.3651	0.3544	0.3495	0.3481	0.3508	0.3575	0.3693	0.3838
8.0		0.3784	0.3597	0.3490	0.3442	0.3428	0.3459	0.3538	0.3664	0.3815
8.5		0.3737	0.3547	0.3437	0.3393	0.3381	0.3418	0.3504	0.3639	0.3796
9.0		0.3694	0.3503	0.3392	0.3346	0.3339	0.3380	0.3475	0.3618	0.3780
9.5		0.3656	0.3460	0.3351	0.3304	0.3301	0.3347	0.3450	0.3598	0.3766
10.0		0.3622	0.3423	0.3313	0.3267	0.3267	0.3320	0.3427	0.3580	0.3754

**Додаток Д.**  
**Копії документів впровадження результатів дисертації та**  
**співробітництва**

**ДОВІДКА**

про використання результатів дисертаційної роботи  
Прокопенка Юрія Васильовича  
«Мікрохвильові діелектричні структури з мікромеханічним  
перелаштуванням частотних і фазових характеристик»  
на здобуття наукового ступеня доктора технічних наук

Результати дисертаційної роботи Прокопенка Юрія Васильовича використані в наступних НДР: «Електрично- та електрооптично- керовані НВЧ елементи на основі нових п'єзо- та оптично активних матеріалів», номер державної реєстрації № 0106U004291 від 29.12.2008 р., в якій автор займався обґрунтуванням та дослідженням нових конструкцій фільтрів та фазообертачів з електромеханічним керуванням; «Розробка мікрохвильових методів дослідження та приладів на основі новітніх матеріалів, включаючи плівки, метаматеріали та нанокристалічні структури», номер державної реєстрації № 0109U001777 від 30.12.2010 р., в якій автору належить розробка методів вимірювання електрофізичних параметрів плівок, моделювання періодичних структур на діелектричних резонаторах; «Розроблення нових методів дослідження нанорозмірних плівок (EuTiO<sub>3</sub>, BiFeO<sub>3</sub>, DyScO<sub>3</sub> та ін.) для потреб наноприладів НВЧ та спінтроніки», номер державної реєстрації № 0111U003086 від 30.12.2013 р., в якій роль автора полягає в обґрунтуванні та розробці методик визначення ефективної діелектричної проникності та характеристичного опору у багатошарових діелектричних структурах.

Директор НДІ прикладної електроніки,  
Академік НАН України, д.т.н., професор



Ю.І.Якименко

Науковий керівник НДР,  
к.т.н., професор

В.І.Молчанов



From: Admin part of Tescom Co. Ltd.  
Document No: T-KA-140124-005  
Issue date: 24, January, 2014


To: Dr. Yuriy Prokopenko,  
National Technical University of  
Ukraine "Kyiv Polytechnic Institute",  
Peremogy Ave., 37, Kyiv, Ukraine,  
03056.  
Tel.: +38044-454-9068  
Fax: +38044-241-7663,  
+38044-236-5150

**Certificate of implementation  
of the results presented in the doctoral thesis of Yuriy Prokopenko**

This is to certify that Dr. Yuriy Prokopenko, Associate Professor of National Technical University of Ukraine "Kiev Polytechnic Institute", has completed scientific probation at R&D Center of Tescom, Suite 928, UNITECHVIL Bldg., Baekseok-dong, Ilsan-gu, Kyungi-do, S. Korea [410-722]. The research topics were devoted to investigation and elaboration of micromechanically tunable microwave devices based on multilayer dielectric media.

Results of this investigation were implemented in measurement platforms for testing of wireless communication systems as components of high-Q tunable frequency selective circuits, phaseshifters and oscillators.

TESCOM Co., Ltd.  
  
  
Byung Don Yu

경기 고양 일산백석 1141-2  
(주) 테 스 콤  
대표이사 유 병 돈 

**Memorandum of Understanding**  
**between**  
**TESCOM Co., Ltd.,**  
**Republic of Korea**  
**and**  
**College of Electronics of**  
**National Technical University of Ukraine**  
**“Kyiv Polytechnic Institute”,**  
**Kyiv, Ukraine**

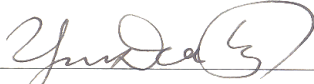
This agreement on the collaboration between TESCOM Co., Ltd. and College of Electronics of National Technical University of Ukraine “Kyiv Polytechnic Institute” (hereinafter referred to as “NTUU KPI”) is based on the common interests in research and education. The two institutions agree on the following items:

- To encourage the advance in research and developing of innovative, practical and cost-effective solutions for electronics and wireless industry;
- To exchange research information by offering seminars for researchers and students and by inviting the counterparts;
- To establish joint research projects and submitting joint grant applications;
- To exchange students, PhD students and academic staff for research stays, internship programs and industrial practice;
- Tescom Co., Ltd. supports College of Electronics of NTUU KPI by granting the equipment for education and research purposes;
- To establish in future joint research laboratory of Tescom Co., Ltd. at College of Electronics of NTUU KPI;
- To encourage students, PhD students and academic staff to take part in co-supervised degree thesis preparation.

The undersigned institutions do not have mutual financial obligations. The agreement is signed by both of parties hereto and comes into power starting from June 1<sup>st</sup>, 2012.

***IN WITNESS WHEREOF***, this Agreement is rendered in two copies in English, one copy to be retained each by TESCOM Co., Ltd. and “NTUU KPI”.

For and on behalf of TESCOM Co., Ltd.

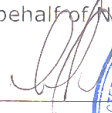
  
\_\_\_\_\_

Dr. Young Dae Kim

Director of TESCOM Co., Ltd.

Date : 05 / 15 / 2012

For and on behalf of NTUU KPI

  
\_\_\_\_\_

Prof., Dr. Yuriy Yakimenko

First Vice rector of NTUU KPI

Date : 20 / May / 2012

