

І.М. Бондаренко, Ю.О. Гордієнко, О.Ю. Панченко

**НАПРЯМИ ТА ПРОБЛЕМИ
МІКРОХВИЛЬОВИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
ВОЛОГОВМІСНИХ МАТЕРІАЛІВ ТА
СТРУКТУР**

МОНОГРАФІЯ

Харків
2019

УДК 621.38.029.6.01

Б 81

*Рекомендовано Науково-технічною радою
Харківського національного університету радіоелектроніки
(протокол № 4 від 24.05.2019 року)*

Рецензенти:

Аврунін О.Г. доктор технічних наук, професор, завідувач кафедри біомедичної інженерії, Харківський національний університет радіоелектроніки

Погорєлов С.В. доктор фізико-математичних наук, доцент, завідувач кафедри фізики, Національний фармацевтичний університет

**Напрями та проблеми мікрохвильових досліджень вологовмісних
Б 81 матеріалів та структур:** монографія / І.М. Бондаренко, Ю.О. Гордієнко,
О.Ю. Панченко. – Харків: ФОП Панов А.М., 2019. – 320 с.

ISBN 978-617-7771-49-3

Розглянуто питання теоретичних основ, методів та засобів мікрохвильових досліджень залежності електрофізичних параметрів вологовмісних матеріалів включно з біологічними від змісту і розподілу вільної і зв'язаної води. Проведено розгляд процесів взаємодії поля НВЧ електромагнітних хвиль з матеріалами зі складною структурою. Розглянуто вимоги та рішення щодо умов формування оптимального локального просторового розподілу зондуючого НВЧ поля, за допомогою якого можливо отримати найбільшу кількість первинної інформації при непрямих вимірюваннях, а також методи підвищення точності та чутливості вимірювань.

Призначено для науковців та фахівців, діяльність яких пов'язана з дослідженням та вимірюванням електрофізичних характеристик різного роду матеріалів, структур та середовищ. Може бути корисним магістрантам, аспірантам, а також студентам старших курсів відповідних спеціальностей.

УДК 621.38.029.6.01

ISBN 978-617-7771-49-3

© І.М. Бондаренко,
Ю.О. Гордієнко,
О.Ю. Панченко, 2019

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ.....	6
ВСТУП.....	7
1 ОПИС МЕТОДУ ТА МЕТОДОЛОГІЇ ДІЕЛЕКТРОМЕТРІЇ БІООБ'ЄКТІВ.....	11
1.1 Структурно-функціональна організація гідратного оточення макромолекул і його зв'язок зі станом клітин	11
1.2 Методологічний підхід	14
1.2.1 Діелектрична проникність гетерогенних сумішей діелектриків	17
1.2.2 Варіанти інтерпретації на молекулярному рівні.....	21
1.2.3 Діелектрометричний аналіз процесу адсорбції.....	23
2 МОЖЛИВОСТІ І ПЕРСПЕКТИВИ БЛИЖНЬОПОЛЬОВОГО НВЧ-КОНТРОЛЮ СТАНУ БІОЛОГІЧНИХ ОБ'ЄКТІВ	33
2.1 Сучасний стан ближньопольової НВЧ діагностики біологічних об'єктів	33
2.2 Вибір і обґрунтування вимог до перспективних засобів НВЧ-діагностики біооб'єктів.....	36
2.3 Обґрунтування шляхів розвитку НВЧ діагностики біооб'єктів	38
3 ПОБУДОВА АНАЛІТИЧНОЇ МОДЕЛІ КОАКСІАЛЬНОГО СЕНСОРА ...	41
3.1 Опис геометричної схеми резонаторного вимірювального перетворювача з коаксіальної вимірювальної апертурой.....	41
3.2 Загальна оцінка аналітичних методів при розробці НВЧ датчиків	42
3.3 Аналіз теоретичної моделі круглих циліндричних резонаторних вимірювальних перетворювачів	43
3.4 Представлення компонент електромагнітного поля в циліндричній області.....	44
3.5 Представлення джерел електромагнітного поля в циліндричній області.....	45
3.6 Вирази для складових функції Гріна.....	47
3.7 Представлення полів в часткових областях	51
3.8 Параметричне рівняння резонаторного вимірювального перетворювача	54
3.9 Інтегральне рівняння віртуальних джерел	60
3.10 Загальне рішення інтегрального рівняння.....	62
3.11 Обґрунтування спрощень задачі і нормування рішення.....	63
3.12 Використання наближення задоного поля та представлення коаксіальної вимірювальної апертури зосередженими елементами	67
4 АНАЛІЗ МОДЕЛІ КОАКСІАЛЬНОГО СЕНСОРА.....	71
4.1 Аналіз процедури обчислення компонент електромагнітного поля ...	71
4.2 Розрахунок просторового розподілу компонент електромагнітного поля	74
4.3 Аналіз компонент поля в коаксіальній ділянці.....	77

5 ОЦІНКА ПАРАМЕТРІВ КОАКСІАЛЬНИХ СЕНСОРІВ	80
5.1 Оцінка роздільної здатності вимірювального коаксіального сенсора.	80
5.2 Аналітична оцінка випромінювальної здатності вимірювального коаксіального сенсора.....	83
6 ПОРІВНЯННЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ РІЗНИХ СТРУКТУР РЕЗОНАТОРНИХ ВИМІРЮВАЛЬНИХ ПЕРЕТВОРЮВАЧІВ	89
6.1 Основні чинники функціонування і аналізу резонаторних вимірювальних перетворювачів	89
6.2 Чисельний аналіз впливу процесів випромінювання	90
6.3 Елементи попередньої оптимізації резонаторних вимірювальних перетворювачів	93
6.4. Вибір і обґрунтування фундаментальних сигналів вимірювальної інформації. Вплив процесів випромінювання.....	95
6.5 Оцінка впливу коаксіальної вимірювальної апертури на добротність резонаторних вимірювальних перетворювачів	98
6.6 Оцінка впливу конструкції коаксіальної вимірювальної апертури на режими роботи резонаторних вимірювальних перетворювачів	100
7 ОПТИМІЗАЦІЯ ПАРАМЕТРІВ І МЕТОДИК АНАЛІЗУ КОАКСІАЛЬНИХ СЕНСОРІВ	104
7.1 Оптимізація параметрів резонаторних вимірювальних перетворювачів	104
7.2 Уточнення методики теоретичного градуювання	111
8 МОДЕЛЮВАННЯ РОЗПОДІЛЕННЯ НВЧ ПОЛЯ ЗОНДА З КОАКСІАЛЬНОЮ АПЕРТУРОЮ	116
8.1 Особливості використання чисельних методів в теорії апертурних резонаторних зондів.....	117
8.2 Загальні фізичні оцінки розподілення поля	126
8.3 Вплив форми вістря на розподіл поля	126
8.4 Залежність розподілу поля від параметрів об'єкта дослідження	138
8.5 Вплив зазору в електродинамічній структурі «зонд-об'єкт»	144
8.6 Залежність розподілу поля від структури об'єкта дослідження.....	147
9 ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕТВОРЕННЯ НВЧ РЕЗОНАТОРНОГО ЗОНДА З КОАКСІАЛЬНОЮ АПЕРТУРОЮ	150
9.1 Загальні співвідношення фундаментальних сигналів скануючої мікрохвильової мікроскопії.....	151
9.2 Залежність зміни добротності зонду від параметрів об'єкта дослідження	154
9.3 Залежність добротності та частоти активного зонду від геометрії апертури	157
9.4 Вплив зазору на характеристики перетворення зонду	161
10 АНАЛІТИЧНА АПРОКСИМАЦІЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПЕРЕТВОРЮВАННЯ ДЛЯ ВСТАНОВЛЕННЯ ВИМІРЮВАНИХ ПАРАМЕТРІВ ОБ'ЄКТІВ, ЩО ДОСЛІДЖУЮТЬСЯ	166

10.1 Основи методики побудови апроксимаційних характеристик перетворення.....	166
10.2 Вимірювання питомої електропровідності напівпровідників.....	176
10.3 Вимірювання величини зазору і товщини плівок.....	182
10.4 Двопараметровий контроль напівпровідникових плівок.....	185
11 РЕЗОНАТОРНІ СТРУКТУРИ З МІКРОЗОНДОВИМИ СЕНСОРНИМИ ЕЛЕМЕНТАМИ.....	189
11.1 Загальні вимоги щодо створення резонаторних вимірювальних перетворювачів.....	189
11.2 Резонаторні вимірювальні перетворювачі на основі резонаторів на видах коливань E_{01n}	195
11.3 Резонаторний вимірювальний перетворювач на основі чвертьхвильового кінцевого коаксіального резонатора.....	209
11.4 Резонаторні вимірювальні перетворювачі на основі призматичних прямокутних резонаторів на видах коливань H_{10n}	211
11.5 Резонаторний вимірювальний перетворювач на основі циліндричного резонатора на виді коливань H_{011}	218
11.6 Резонаторні вимірювальні перетворювачі на основі нерегулярних коаксіальних структур.....	231
11.7 Резонаторні вимірювальні перетворювачі на основі мікрострічкових структур.....	241
11.8 Висновки.....	248
12 РОЗРОБКА ФУНКЦІОНАЛЬНИХ СХЕМ НВЧ РЕЗОНАТОРНОЇ ДІЕЛЕКТРОМЕТРІЇ БІООБ'ЄКТІВ.....	250
12.1 Похибки визначення основних параметрів резонаторних вимірювальних перетворювачів.....	258
12.2 Системи реєстрації з немодульованими сигналами.....	261
12.3 Модуляційні вимірювальні системи.....	268
12.4 Вимірювальні системи з автопідстроюванням частоти.....	279
ВИСНОВОК.....	292
ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ.....	295

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ

НВЧ – надвисокі частоти
ЕМП – електромагнітне поле
ЯМР – ядерний магнітний резонанс
ВКС – відкритий коаксіальний сенсор
ПЗ – програмне забезпечення
НЗП – наближення заданого поля (GFM – Given Field Method)
РВП – резонаторний вимірювальний перетворювач
КВА – коаксіальна вимірювальна апертура
FEM – Finite Elements Method (МКЕ - метод кінцевих елементів)
ФСВІ – фундаментальні сигнали вимірювальної інформації
БМД – ближньопольова мікрохвильова діагностика
ММ – метод моментів
ГТД – геометрична теорія дифракції
СММ – скануюча мікрохвильова мікроскопія
ВТНП – високотемпературні надпровідники
ПРЗ – просторова роздільна здатність
ЛМД – локальна мікрохвильова діагностика
РЗ – резонаторний зонд
ККРЗ – коаксіальний конічний резонаторний зонд
ВП – вимірювальний перетворювач
СТМ – скануюча тунельна мікроскопія
АТМ – атомно-силова мікроскопія
АЧХ – амплітудно-частотна характеристика
ХВП – хвилеводні вимірювальні перетворювачі
ЧМ – частотна модуляція
АМ – амплітудна модуляція
АПЧ – автоматичне підстроювання частоти

ВСТУП

Проблема створення неруйнуючих, нетравмуючих методів контролю біооб'єктів в умовах збільшення техногенних навантажень на природне середовище є *актуальною*. НВЧ методи зондування є одним зі шляхів руху у цьому напрямку. В порівнянні з іншими електрофізичними методами, НВЧ методи, завдяки можливості вимірювань у широкому частотному діапазоні, в якому лежать частоти релаксації макромолекул, мають суттєво більшу інформаційну спроможність. Більшість молекул біоречовин електрично нейтральні. Електрофізичні властивості молекули біоречовин набувають тоді, коли з ними зв'язуються молекули води, які мають яскраво виражений дипольний момент. Тому вирішення проблеми визначення зв'язків води з біологічними макромолекулами та створення методів контролю стану води у біологічних речовинах є кроком у загальній проблемі діагностики стану біооб'єктів.

В основу дослідження покладено той факт, що вода в найбільшій мірі впливає на діелектричну проникливість середовищ, у яких вона перебуває. Дипольний момент молекул води значний – 1,86D. Зі складними молекулами біологічної речовини вода може мати різноманітні за своєю природою зв'язки. А саме, диполь-дипольне тяжіння, дисперсійне тяжіння, індуковане тяжіння. Вода може утримуватися іонами у вигляді гідратної оболонки, гідрофільними колоїдами та білками тканин у вигляді води набухання. У склад біологічних макромолекул, білків входить внутрішньомолекулярна (конституційна) вода. Це впливає як на дійсну так і на уявлену частину діелектричної проникності біологічних об'єктів.

Тому існує значний комплекс фізичних факторів, які пов'язані з отриманням інформації про стан біооб'єктів на підставі визначення кількості та розподілу вільної і вбудованої води у макромолекули біоречовин з використанням НВЧ сенсорів відносно біооб'єктів *in vivo* та *in vitro*, а також

у період зовнішнього впливу на них, та відповідних до цих сенсорів вторинних перетворювачів.

Основні ідеї ґрунтуються на фундаментальних принципах радіофізичних методів отримання значень дійсної та уявної частини діелектричної проникності у діапазоні частот релаксації макромолекул біосередовищ зі зв'язаною та вільною водою. Частота релаксації вільної води (при масі молекули 18 одиниць атомної ваги) лежить близько до 10 ГГц. Маса макромолекул біоречовини у десятки, сотні і тисячі разів більша. Тому пов'язана з частотою релаксації частота зміни тангенса кута втрат лежить значно нижче. Зміна втрат, враховуючи малу частку зв'язаної води, також незначна. Це обумовлює потребу у створенні чутливих широкодіапазонних сенсорів. Методики розв'язання електродинамічних задач визначення параметрів відкритих НВЧ сенсорів апертурного типу ґрунтуються на наступних методах математичної фізики: метод функцій Гріна, метод часткових областей, метод розкладу полів по повним базисам ортогональних функцій, метод розділення змінних, метод алгебраїзації інтегральних рівнянь. Також це обумовлює потребу створення відповідних вторинних перетворювачів інформаційних сигналів указаних НВЧ сенсорів.

Радіохвильові методи дослідження й контролю параметрів діелектриків, які виникли в другій половині XX століття, визначили створення електромагнітної дефектоскопії виробів з непровідних матеріалів [1], надвисокочастотної (НВЧ) вологометрії [2] й безелектродного дослідження напівпровідників [3, 4]. З розвитком цих напрямків сформувалися уявлення про НВЧ діагностику матеріалів і середовищ, як області багатопараметрового вивчення й контролю таких об'єктів.

Особливо інтенсивно розвивалися методи й техніка безелектродного неруйнівного входного й міжопераційного контролю в технології мікроелектроніки [5, 6], а також методи й техніка НВЧ вологометрії [7].

З розвитком НВЧ діагностики з'явилася необхідність концентрації зусиль на розробці методів і засобів контролю малорозмірних об'єктів. Це

визначило використання так званої ближньопольової взаємодії чутливого елемента з об'єктом, що призвело до побудови первинних вимірювальних перетворювачів на основі резонаторів [8 – 13].

Потреба неруйнівного контролю об'єктів довільної форми обумовила, крім того, перевагу так званої апертурної взаємодії поля вимірювальних резонаторів з об'єктом [14 – 18].

Саме ці принципи були покладені в основу більшості розробок з НВЧ сенсоріки в останні роки.

Основними задачами таких розробок є: створення високоефективних за метрологічними показниками мікрохвильових датчиків для безелектродного виміру й контролю основних електрофізичних параметрів напівпровідникових матеріалів і функціональних шарів твердотільної електроніки й мікроелектроніки; визначення вологовмісту в дисперсних і пористих середовищах, біооб'єктах і т.п.; різномасштабного, від міліметрового до субмікронного, сканування неоднорідності розподілу контрольованих параметрів по поверхні й об'єму об'єктів.

У НВЧ вологометрії з розвитком технологій також виникала потреба альтернативи раніше використовуваним варіантам методу, що базується на застосуванні НВЧ антен. З'явилась [19–21] необхідність вологометрії в малооб'ємних об'єктах (проби порошкових матеріалів у полімерних технологіях; фармакології). Особливо варто виділити області біофізики, біоінженерії й біотехнологій, для яких вимір вмісту води став особливо актуальним у принциповому відношенні [7].

В такій постановці фундаментальним стало базування необхідних альтернативних рішень на використанні ближньопольових резонаторних чутливих елементів. Застосування їх дозволило створити багатопараметрові мікрохвильові датчики із широкими можливостями уніфікації, точним теоретичним описом характеристик перетворення, динамічним позиціонуванням і істотною мінімізацією вимог до розмірів і форми об'єкта контролю.

Цей комплекс властивостей забезпечив можливість реалізовувати необхідну локальність контролю неоднорідності розподілу значень параметрів по поверхні об'єкта й багатомірної діагностики.

Окрім сказаного слід зазначити, що модифікаційний вплив НВЧ випромінювання на об'єкти та структури, що досліджуються, також став предметом глибокого вивчення.

Метою дослідження є розв'язок теоретичних задач та методичного підґрунтя для подальшої розробки засобів оперативного неруйнівного контролю стану біологічних об'єктів, включаючи контроль при неруйнівному впливу на них НВЧ енергії. Означена мета роботи розподіляється на такі завдання: по-перше, подальше поглиблення теоретичних засад опису НВЧ сенсорів апертурного типу, по-друге, чисельне моделювання для оптимізації їх конструкцій, щодо вимірювань параметрів біоб'єктів, по-третє, розробка методів та засобів впливу на об'єкти під час контролю. Також метою досліджень є оцінка можливості створення відповідних вторинних перетворювачів інформаційних сигналів указаних НВЧ сенсорів.

Розділи 1, 11, 12 підготовлено І.М. Бондаренко, розділи 8-10 – Ю.О. Гордієнко, розділи 2-7 – О.Ю. Панченко, загальна редакція – І.М. Бондаренко.

1 ОПИС МЕТОДУ ТА МЕТОДОЛОГІЇ ДІЕЛЕКТРОМЕТРІЇ БІООБ'ЄКТІВ

Діелектрометрія в області дисперсії вільної води дозволяє отримувати інформацію про стан води в біологічних об'єктах в умовах, що виключають їхнє руйнування. На сучасному рівні розвитку методу й методології вона не тільки дає можливість кількісного визначення параметрів гідратного оточення біополімерів і їхніх компонентів. У цей час цим методом проводяться дослідження процесів функціонування біополімерів на різних рівнях організації живого від макромолекул до клітини. Є можливість вивчати зміни конформації макромолекул при різних факторах впливу (фізіологічно активних домішках, температурі), ідентифікувати функціонально значні зміни конформації при взаємодіях макромолекул у модельних системах (наприклад, при фермент-субстратном зв'язуванні), досліджувати зміни конформації компонент клітин у функціонально-активному їхньому стані (наприклад, при ліганд-рецепторних взаємодіях), виявляти роль їхньої просторової структури в досліджуваному біологічному процесі, знаходити специфічні внутрімолекулярні взаємодії, що приводять до конкретних конформаційних перебудов. Цей метод дозволив наблизитися до дослідження проблем, пов'язаних з вивченням ключових конформаційних переходів, у механізмах передачі інформації, розвитку патології, у дії біорегуляторів на живих клітинах і тканинах.

1.1 Структурно-функціональна організація гідратного оточення макромолекул і його зв'язок зі станом клітин

Дослідження діелектричних характеристик в НВЧ діапазоні довжин хвиль дозволяє одержувати унікальну інформацію про стан водної компоненти біосистем. Фізичною основою цього є велика різниця діелектричної проникності біополімерів, зв'язаної та вільної води, тому що в

цьому діапазоні знаходиться область дисперсії діелектричної проникності вільної води. НВЧ діелектрометрія в області дисперсії вільної води (близько 10 ГГц) є прямим методом вивчення стану води в біоб'єктах.

Молекула води являє собою диполь (рис.1.1), що обумовлює її високу діелектричну проникність: $\epsilon = 81$ на постійному струмі.

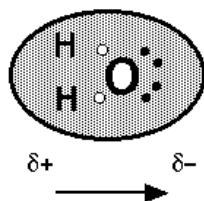


Рисунок 1.1 Диполь молекули води

У НВЧ діапазоні в змінному електромагнітному полі (ЕМП) ці молекули не встигають обертатися і слідувати за його змінами. Ця здатність характеризується комплексною діелектричною проникністю $\hat{\epsilon} = \epsilon' + i\epsilon''$, де ϵ' – показник поляризації, а ϵ'' – діелектричні втрати (рис.1.2, рисунок взято з ресурсу <http://www.sbu.ac.uk/water>).

Для води, зв'язаної в біоб'єктах, ступінь вкладу в релаксаційний процес залежить від того, наскільки молекули води зв'язані з макромолекулами, які мають значно більшу масу і не встигають обертатися в електромагнітному полі, з тією ж швидкістю, що і молекули вільної води. З'єднання цього методу з гравіметриєю і рентгеноструктурним аналізом дозволило провести дослідження гідратного оточення макромолекул, а також води, яка вбудована в конформацію макромолекули, для білків і ДНК.

Процес формування гідратного оточення макромолекули пов'язаний з просторовою організацією самої структури. Вивчення найближчого гідратного оточення макромолекул з використанням даних рентгеноструктурного аналізу (РСА) дозволило побудувати модель гідратного оточення (рис.1.3).

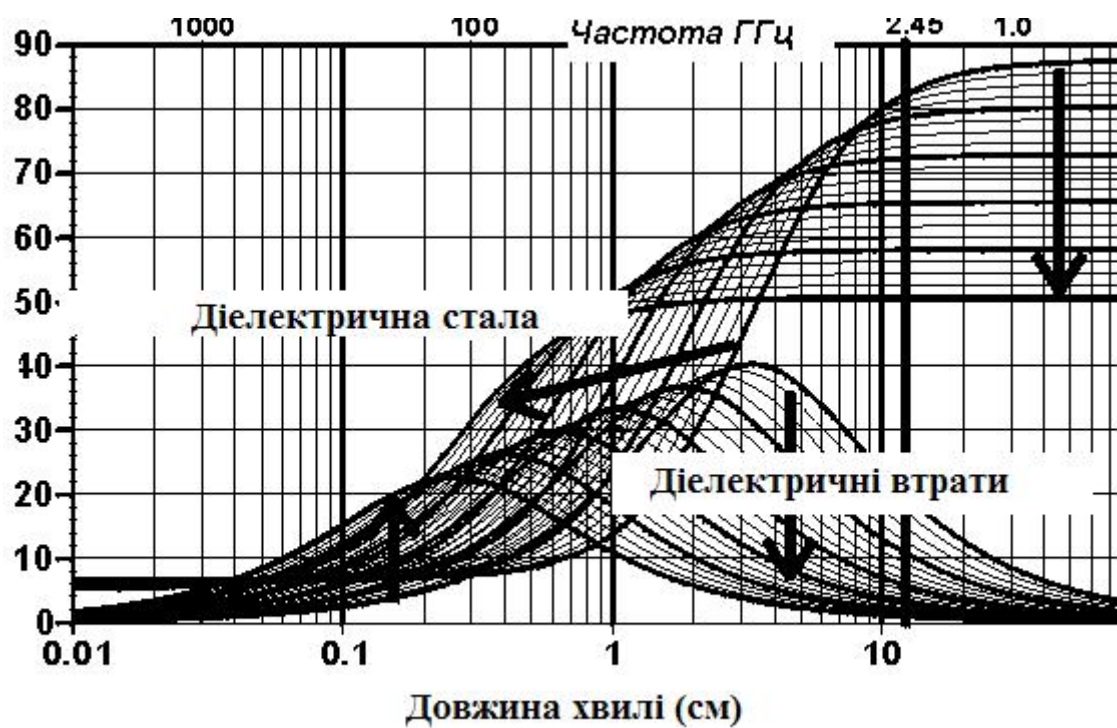


Рисунок 1.2 – Діелектричні характеристики води в області дисперсії вільної води

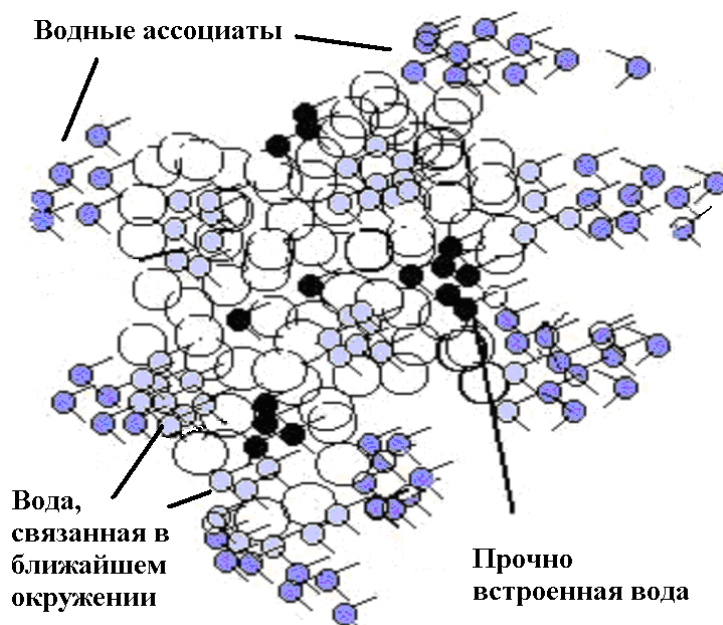


Рисунок 1.3 – Структура гідратного оточення макромолекули

Показано, що гідратне оточення є реплікою структури макромолекули і повторює зміни конформації при її перебудовах (рис.1.4).

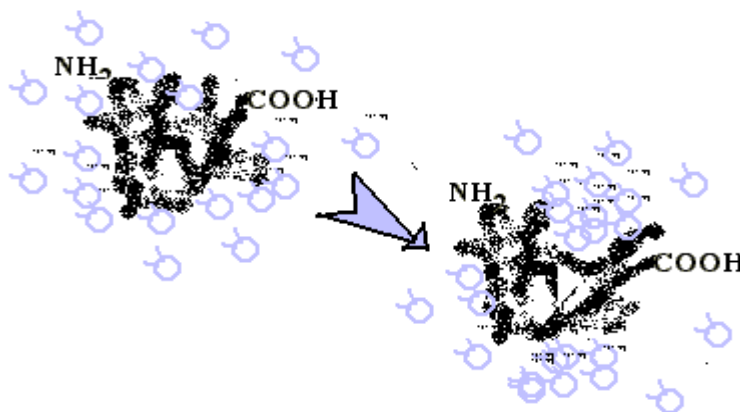


Рисунок 1.4 – Перерозподіл гідратного оточення макромолекул при конформаційних перетвореннях

Якщо вимірювання проводяться на фіксованій частоті, відповідній області дисперсії вільної води, то єдиним елементом біосистеми, що вносить вклад в релаксацийний процес є вільна вода, яка і є своєрідним маркером. Отже, будь-які зміни діелектричних параметрів клітинної суспензії відображають зміни в результаті перерозподілу кількості вільної та зв'язаної води в міжклітинному і внутрішньоклітинному просторі. Подібні перерозподіли можна викликати штучно в умовах експерименту при дослідженнях впливу різних факторів – температури, тиску, світла, змін іонної концентрації розчину зі зразком, або специфічною дією фармакологічних засобів, і т.д. Останнє покладено в основу метода реєстрації різних функціональних станів біоб'єктів за їх діелектричними характеристиками.

1.2 Методологічний підхід

Біологічні об'єкти, у тому числі біополімери, є типовими представниками діелектриків з гетерогенними властивостями, тому інтерпретаційне завдання НВЧ-діелектрометрії належить до класичних завдань діелектрометрії гетерогенних систем. Це одна з розвинених областей

сучасної фізики й хімії, що має велике значення, наприклад, у виробництві штучних діелектриків із заданими властивостями, композиційних матеріалів, схемотехніки. У цей час немає загальної теорії, що описує діелектричні явища. Є досить багато розділів, присвячених обчисленню параметрів виділених класів об'єктів у визначеному частотному діапазоні. До них відносяться розрахунки: діелектричної проникності розведених і концентрованих гетерогенних сумішей з урахуванням впливу форми часток, неоднорідностей включень, структури й взаємної поляризації. Розраховуються часи релаксації й критичні частоти для вільних і зв'язаних зарядів, релаксуючих часток, що проводять. Вивчаються системи релаксуючих провідних часток в ізолюючому середовищі, поверхні розділу, плівкові ефекти, капілярно-пористі середовища, подвійний електричний шар і інші.

Дослідження діелектричних характеристик біологічних систем у широкому частотному діапазоні дозволили виявити багато фізичних параметрів макромолекул і їхніх фрагментів [23, 24]; розподіл зарядів на поверхні, поляризацію й характеристики їхнього іонного оточення в розчині, дипольні моменти амінокислот і пептидів, виділити області дисперсії практично для всіх компонентів розчинів біополімерів і надмолекулярних комплексів. Вимірювання цих параметрів у різних частотних діапазонах проводяться в цей час із застосуванням новітньої мікропроцесорної техніки на автоматизованих діелектрометрах. Хоча ряд особливостей біологічних зразків вимагає спеціальної модифікації використовуваних приладів, методичні труднощі при вимірюванні ϵ біологічних об'єктів в основному з'являються при переході від макроскопічних описів діелектриків до інтерпретації спостережуваних явищ на молекулярному рівні.

У міліметровому діапазоні довжин хвиль це досить просто переборно, тому що в ньому основним молекулярним механізмом є дипольна релаксація вільних молекул води. Наприклад, визначення гідратації макромолекул білків і нуклеїнових кислот різними експериментальними методами дотепер вимагає чітких фізичних критеріїв віднесення характеристик зв'язаної води,

вимірюваним фізичним параметрам. У КВЧ-діелектрометрії це завдання спрощується. Тут під загальним числом гідратації розуміють кількість молекул води, пов'язаних з макромолекулою й, внаслідок цього, не дають внесок у релаксацію розчину в області дисперсії вільної води.

Параметри гідратації макромолекул, у НВЧ-діапазонах обговорювалися ще в 40-х роках [25, 26]. У роботах 70-х років ці підходи були розвинені й запропонована інтерпретація декрементів діелектричної проникності при деяких модельних уявленнях, що дало можливість визначати кількість зв'язаної білком води в слабо концентрованих розчинах. Однак великі похибки вимірювання діелектричної проникності дозволили авторам зробити тільки грубі оцінки. На спеціально розробленому диференціальному НВЧ-діелектрометрі ці результати були уточнені без зміни моделі системи й обчислені гідратаційні параметри декількох глобулярних білків і ДНК у розчині. Використана модель для розрахунку гідратації, відволікаючись від інших наближень, ґрунтувалася на уявленні про єдиний тип зв'язаної води в структурі об'єкта. Загальна кількість зв'язаної води добре узгодилася з оцінками інших методів: рентгеноструктурного аналізу, калориметрії, і було отримане підтвердження правильності кореляційних зіставлень гідратації білків у розчині й кристалах. У той же час з'явилися роботи, у яких методом КВЧ-діелектрометрії й спектроскопії в часовій області на вологих зразках лізоциму були представлені докази гетерогенності гідратного оточення й визначені часи релаксації зв'язаної й квазізв'язаної води.

Інший напрямок - дослідження змін діелектричних характеристик біооб'єктів під різними впливами, тривалий час залишався без уваги через значні похибки діелектрометрів при вимірюванні речовин з великим поглинанням (для біополімерів $tg\delta = \frac{\epsilon'}{\epsilon''} < 1,5$). Однак у ряді робіт відзначалися великі можливості діелектрометрії для аналізу молекулярних механізмів взаємодії біополімерів. Експериментально спостерігалися зміни діелектричних характеристик розчинів гемоглобіну при оксигенації.

Задача інтерпретації вимірюваних інтегральних характеристик на молекулярному рівні вирішуються для всіх методів молекулярної біофізики. Віднесення смуг поглинання до певних коливальних рівнів молекули традиційно для ІЧ-спектроскопії. Аналогічне завдання вирішується для електронних спектрів. У ЯМР-конформаційному аналізі ключовими є віціональні взаємодії, у рентгеноструктурному аналізі одним з основних етапів є розшифровка карт електронної щільності. У таких випадках використовуються зіставлення з даними декількох експериментальних методів, теоретичні розрахунки, а також калібрування по речовинах з відомими параметрами. Інтерпретація даних діелектрометрії зажадала залучення результатів рентгеноструктурного аналізу, розрахунків діелектричної проникності гетерогенних сумішей і ряду асоціативних уявлень про можливості молекул води вбудовуватися в структуру й зв'язуватися на поверхні системи. Такий багатобічний підхід до вирішення автоматично визначив зворотний зв'язок: пряме зіставлення даних, отриманих методом НВЧ-діелектрометрії для досліджуваного класу біологічних об'єктів з конкретними результатами інших методів.

1.2.1 Діелектрична проникність гетерогенних сумішей діелектриків

Інтерпретація частотних залежностей багатьох фізичних параметрів заснована на поняттях узагальненої сприйнятливості об'єкта [27]. Якщо зовнішній вплив, що залежить від часу $F(t)$, пов'язан з реакцією системи $f(t)$ лінійно, то перетворення Фур'є для кутової частоти ω можна записати так:

$$f(\omega) = k(\omega) \cdot F(\omega), \quad (1.1)$$

де $f(\omega)$ й $F(\omega)$ - Фур'є-образи сили, що впливає, і реакції.

Комплексна функція, що визначає поведінку тіла під впливом прикладеної сили - $k(\omega)$, називається узагальненою сприйнятливістю: діелектричною або магнітною проникністю. Вона також є поданням Фур'є :

$$k(\omega) = \int_0^{\infty} K(\tau) \cdot e^{i\omega\tau} d\tau, \quad (1.2)$$

де $K(\tau)$ - функція часу, що визначається параметрами середовища, що не залежать від часу.

Узагальнена сприйнятливість задовольняє закону причинності: якщо для $t < t_0$, $F(t) = 0$, то й $f(t) = 0$ (t_0 - момент впливу), що дозволяє отримати дисперсійні співвідношення Крамерса-Кроніга.

Для напруженості електричного поля $E(\omega)$ в діелектрику й індукції $D(\omega)$ має місце співвідношення

$$D(\omega) = \varepsilon^*(\omega) \cdot E(\omega), \quad (1.3)$$

де

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \int_0^{\infty} f(\tau) e^{i\omega\tau} d\tau. \quad (1.4)$$

Це дозволяє визначити частотно-залежну частину діелектричної проникності як Фур'є-образ функції спаду $f(t)$. Діелектрична проникність - величина комплексна:

$$\varepsilon^* = \varepsilon' + i\varepsilon'' \quad (1.5)$$

і визначається частотою поля й функцією спаду поляризації після раптового відключення збудливої напруги, ε'' - коефіцієнт втрат, характеризує енергію, виділену при поляризації у вигляді тепла.

Якщо спад поляризації обумовлений переходом частки (заряду, диполя) з одного положення рівноваги в інше, через поділяючий потенційний бар'єр (релаксаційний процес), функція $f(t)$, що описує спад поля має вигляд експоненти:

$$f(t) \sim e^{t/\tau}. \quad (1.6)$$

У цьому випадку:

$$\varepsilon'(\omega) - \varepsilon(\infty) = \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (1.7)$$

$$\varepsilon''(\omega) = \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + \omega^2 \tau^2} \cdot \omega \tau, \quad (1.8)$$

де ε_s , ε_∞ - статична й високочастотна діелектричні проникності відповідно.

Рівняння (1.7), (1.8) називаються дисперсійними рівняннями Дебая, які є окремим випадком співвідношень Крамерса-Кроніга.

Більш загальне рівняння описує систему з розподіленими часами релаксації

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{\left(1 + [i\omega\tau]^{1-\alpha}\right)^\beta}, \quad (1.9)$$

де α й β - параметри емпіричні.

При розрахунку діелектричної проникності дисперсної системи розглядається макроскопічне поле, усереднене по об'ємах, що є більшими у порівнянні з масштабом неоднорідностей, і що включають велику кількість дисперсних часток. Стосовно такого поля система є однорідною й часто ізотропною й характеризується ефективним значенням ϵ^* .

Область дисперсії вільної води знаходиться в міліметровому діапазоні довжин хвиль (центральна частота відповідає довжині хвилі 1,6 см) і релаксаційний процес надійно описується рівняннями Дебая з одним часом релаксації [28]. Релаксація водяних розчинів біополімерів у цьому діапазоні визначається основною масою водного розчинника. Це обумовлено великим рознесенням областей релаксації води й компонентів біосистем: для макромолекул, їхніх фрагментів і льоду це область – $10^5 \dots 10^8$ Гц, для зв'язаної води - центральна частота дисперсії $\sim 0,25$ ГГц.

Низькомолекулярні компоненти системи, зокрема іони натрію, калію, хлору й кальцію вносять невеликий вклад в ϵ'' , який можна строго врахувати вимірюванням електропровідності. Вплив іонів зводиться до двох ефектів: появи помітної провідності σ розчину й зміні структури води. Оскільки електропровідність у НВЧ-діапазоні визначити важко, то це звичайно робиться на низьких частотах. Аналіз теорії частотної залежності провідності розчинів електролітів Дебая-Фолькенгагена показав, що при концентрації іонів $< 0,1$ М, звичайної для розчинів білків, похибка внаслідок такої заміни частот не перевищує 5% для σ й 1% для ϵ'' . Шукана величина

$$\epsilon'' = \epsilon''_{набл} - \frac{\sigma}{f}, \quad (1.10)$$

де $\epsilon''_{набл}$ - величина ϵ'' , обмірювана в області КВЧ, f - частота.

Зміна структури води враховується по зменшенню статичної діелектричної проникності ϵ_s , при введенні іонів у розчин. Відповідний декремент

$$\Delta\epsilon_s = \Delta\epsilon_{s,набл} - \sum_{i=1}^n n_i \delta\epsilon_{si}, \quad (1.11)$$

де $\Delta\epsilon_{s,набл}$ - декремент, обумовлений як макромолекулами, так і іонами, n_i і $\delta\epsilon_{si}$ - відповідно молярна концентрація й молярний декремент кожного із присутніх типів іонів. Концентрація іонів визначається виміром провідності й рН, $\delta\epsilon_{si}$ - за довідковими даними.

При цьому припускається, що структуру води змінюють не всі іони, введені в розчин, а тільки ті, які не пов'язані з макромолекулою, накопичуються у вільному стані й вносять вклад у провідність. Участь їх у релаксаційному процесі в кожному конкретному випадку необхідно оцінювати спеціально, якщо область дисперсії цього компонента частково перетинається з областю дисперсії води.

1.2.2 Варіанти інтерпретації на молекулярному рівні

Для розчинів макромолекул білків значною мірою адекватна модель хаотично розподілених ідентичних макромолекул білка, що апроксимуються еліпсоїдами обертання, з низькою діелектричною проникністю, покриті шаром зв'язаної води, також з низькою діелектричною проникністю, у середовищі з високою діелектричною проникністю. Ця модель дуже часто застосовується для розрахунку гідратації білків, наприклад, у роботах, [24]. Отримана на її основі формула вірна для слабо концентрованих розчинів і є лінійним членом розкладання в ряд різниці:

$$\epsilon_s^{води} - \epsilon_s^{раств} = P \cdot C \cdot [(\epsilon_s^{води} - \epsilon_\infty^6) \cdot V + (\epsilon_s^{води} - \epsilon_\infty^{води}) \cdot \omega], \quad (1.12)$$

де $\epsilon_s^{води}$ й $\epsilon_s^{раств}$ - статичні діелектричні проникності води й розчину, P - коефіцієнт, що залежить від форми макромолекули, C - концентрація в 1 г

розчиненої речовини на 1 г розчинника; V - питомий об'єм макромолекули; $\epsilon_{\infty}^{води}$, ϵ_{∞}^b - діелектричні проникності води й макромолекули в ІЧ-області; ω - гідратація, у 1 г води на 1 г розчиненої речовини. Статистична діелектрична проникність розчину обчислюється по формулі Дебая

$$\epsilon_s = \epsilon' + \frac{\epsilon''^2}{\epsilon' - \epsilon_{\infty}}. \quad (1.13)$$

Залежність $\Delta\epsilon_s$ від форми була розглянута Haggis G.H. Отримані колективом авторів (Кашпур В.А., Малєєва В.Я., Щеголєва Т.Ю.) за допомогою диференціального НВЧ-діелектрометра й цієї моделі, числа гідратації водорозчинних білків (концентрація 6%) добре описують загальну кількість зв'язаної води для макромолекул з компактною глобулою. Для макромолекул більш складної конформації, наприклад ДНК, ця модель вимагає значних уточнень. Ускладнення її - урахування декількох шарів зв'язаної води [27], не поліпшує становища, тому що гідратне оточення, як показано рентгеноструктурним аналізом, тільки дуже грубо можна представити у вигляді багат шарової оболонки, що покриває макромолекулу.

В області дисперсії вільної води будь-які $\Delta\epsilon^*$ свідчать про звільнення або зв'язування її молекул. Урахування додаткового внеску за рахунок низькомолекулярних компонентів системи, а також іонів, може бути зроблено методами діелектрометрії в часовій області й електропровідності по формулах (1.10, 1.11). При конформаційних переходах біополімерів у розчинах зі зсувом полярних областей макромолекул складно дати строгі кількісні оцінки чисел гідратації через дуже грубу модель розрахунку (1.12). У реальній ситуації, будь-які зміни ϵ^* свідчать насамперед про зміну числа гідратних центрів, або їхньої зайнятості при взаємодії молекул або конформаційних переходах, що супроводжуються перебудовою їхнього гідратного оточення.

Зміни діелектричної проникності клітинних суспензій відображають суму конформаційних перетворень, що відбулись, або переорієнтацію компонентів у системі:

$$\Delta\epsilon^* = \sum_{i=1}^{n_1} \Delta\epsilon_{ni}^* + \sum_{i=1}^{n_2} \Delta\epsilon_{ni}^* + \sum_{i=1}^{n_3} \Delta\epsilon_{ni}^* + \sum_{i=1}^{n_4} \Delta\epsilon_{ni}^* , \quad (1.14)$$

де $\Delta\epsilon_{ni}^*$ – зміни зайнятості гідратних центрів n_1 компонентів системи, $\Delta\epsilon_{ni}^*$ – зміни, викликані конформаційними переходами в n_2 компонентах системи, $\Delta\epsilon_{ni}^*$ – зміни за рахунок виходу або зв'язування n_3 іонів, $\Delta\epsilon_{ni}^*$ – зміна за рахунок виходу або зв'язування низькомолекулярних агентів n_4 .

Якщо необхідно поетапний аналіз, то провести його можна в межах грубих кількісних оцінок (1.10)...(1.14) із залученням інших методів, наприклад, малокутового розсіювання рентгенівських променів, спектроскопії в часовій області й по характеристичних частотах в ІЧ, УФ і видимому діапазонах. Однак можна стверджувати, що існує можливість визначення факту запуску якого-небудь молекулярного механізму багатокomпонентної системи клітини в тому випадку, якщо чутливість методу дозволяє зафіксувати $\Delta\epsilon^*$. Чималі ці зміни у функціонально активних об'єктах заздалегідь пророчити неможливо, тому що не виключені компенсаторні ефекти в ланцюгу конформаційних перетворень. Відповідь може бути знайдена тільки експериментально для конкретних об'єктів. Для вирішення цієї задачі створено новий напрямок НВЧ-діелектрометрії.

1.2.3 Діелектрометричний аналіз процесу адсорбції

Фізичні уявлення про діелектричну проникність пов'язані з рядом усереднених понять, застосування яких для біологічних об'єктів можливо тільки тоді, коли справедливі уявлення про рівномірний розподіл води в

мікрооб'ємі. Моделі для зволжених порошків, що складаються з макромолекул, що мають гетерогенні центри адсорбції як за структурою, так і по енергетичних характеристиках, застосовуються для оцінок багатьох параметрів процесу зволоження, але вони досить грубі, наприклад [29]. Безмодельний спосіб оцінки гідратації по залежності діелектричної проникності зразків від кількості сорбированої води дав надійні оцінки загальної кількості зв'язаної води. Однак через великі похибки він не дозволив інтерпретувати особливості цих кривих для виявлення більш тонких параметрів гідратного оточення макромолекул.

Зразки біополімерів - зручні моделі адсорбентів, тому що складаються зі строго ідентичних макромолекул. Неоднорідності їх при щільному пакуванні великі ($> 20 \text{ \AA}$) у порівнянні з адсорбуючимися молекулами води й не впливають на адсорбційні властивості. У білках існують активні центри адсорбції у вигляді поверхневих полярних, СО- і NH-груп пептидного зв'язку, у ДНК - групи цукровофосфатного кістяка й основ. Зразки, що складаються зі шматочків тканин або плівки, являють собою просторово орієнтовані системи з досить строго визначеним порядком чергування молекулярних компонентів.

Гравіметричні ізотерми адсорбції є характеристичними кривими для цілого ряду речовин. Перша частина кривої називається ділянкою молекулярної адсорбції, і відображає процес, у якому змінюються енергетичні параметри адсорбуючих і адсорбіруємих молекул. Друга ділянка відповідає адсорбції в пори, третя - конденсації адсорбата у вільному просторі зразка. Вивчення явища сорбції на макромолекулах біополімерів дозволило одержати ряд надзвичайно важливих оцінок, у тому числі: ємність гідратного моношару, кількість гідратних центрів, здатних утворювати пари, і інші.

У діелектрометрії досліджується дрібнодисперсна суміш часток ($< 10 \text{ мкм}$), слабо спресована у хвилеводі. Неоднорідності зразка значно менше довжини хвилі. При рівноважному зволоженні молекули води, що адсорбуються, розподіляються рівномірно в об'ємі зразка, як це відомо з

методичних оцінок при знятті гравіметричних ізотерм адсорбції. Діелектричну проникність такої суміші $\varepsilon_{см}^*$ для ліофільно висушеного зразка можна представити як деяку середню величину $\cong 1,5$ (ε^* повітря 1, ε^* біополімерів < 2), що залежить від об'ємної концентрації, розміру, форми й просторового розподілу водних включень при адсорбції. У роботах [27, 29] розглянуті зміни $\varepsilon_{см}^*$ в процесі зволоження, але без обліку взаємодії води з поверхнею адсорбенту. Як приклад можна привести загальний вид формули для анізотропних часток, що утворюють анізотропну ґратку в середовищі з діелектричною проникністю $\varepsilon_1 = \varepsilon'$:

$$\varepsilon_{см}^* = \varepsilon_1 \left[1 + \frac{4\pi}{\Omega} \cdot \hat{G} \left(1 + \frac{1}{\Omega} \cdot \hat{G} \hat{\Theta} \right) \right]^{-1}, \quad (1.15)$$

де $\hat{\Theta}$ - матриця, що враховує анізотропію ґратки; $\hat{G}$ - матриця, що враховує анізотропію часток; Ω - елементарний об'єм середовища.

Суміші часток з комплексною діелектричною проникністю, у середовищі без втрат і навпаки розглянуті докладно в роботі [30], у якій показано, що загальний хід розрахованих кривих при різних параметрах об'ємного розподілу включень не відповідають ні однієї з обмірюваних залежностей на різних біополімерах. Уточнення моделі урахуванням змін ε^* водних включень у процесі адсорбції в діелектрометрії біополімерів досить коректно не були виконані, з об'єктивних причин.

Складний характер взаємодії води з макромолекулами в цей час не дозволяє сподіватися на опис цих залежностей в аналітичному виді. Внаслідок цього розроблена інтерпретація діелектрометричних ізотерм адсорбції, що опирається на зіставлення експериментальних і структурних даних про початковий стан зразка і його зміни в процесі адсорбції води. У гідратному оточенні макромолекули за даними рентгеноструктурного аналізу зустрічаються молекули води, що утворюють максимально можливе

число водневих зв'язків з білком і, судячи з локалізації, убудовані жорстко в структуру. Ці молекули є елементами просторової структури глобули. Зустрічаються молекули, що утворили один, два, три зв'язки з білком залежно від кількості вакантних гідратних центрів у даній ділянці макромолекули. Деякі молекули втримуються на білку контактом вода-вода на зв'язаних молекулах води. Кожний із цих типів взаємодій моделюється на простих адсорбентах.

Для калібрування методу [31] використовуються діелектричні й гравіметричні ізотерми адсорбції кристалів, кристалогідратів і систем, що зв'язують воду. Досліджено полікристалічні зразки NaCl, KCl і $\text{CuSO}_4 \cdot n\text{H}_2\text{O}$, що характеризуються різними типами ґраток й різною здатністю утворювати кристалогідрати. Модельним об'єктом також використовувався силікагель ШСД (шихта силікагель дрібнопористий), здатний зв'язувати воду в порожнинах, геометрія яких не може бути описана кристалографічною симетрією й не містить елементів симетрії, властивої воді. На рис. 1.5, а–в зображені залежності ε^* , от вологовмісту зразка – C (C в 1 г води на 1 г зразка) й P/P_s – відношення тиску пару води до тиску насиченого пару при данній температурі.

Мікроструктура полікристалічних зразків NaCl являє собою агрегати аніонів хлору й катіонів Na з відносно невеликою питомою поверхнею $< 10 \text{ м}^2/\text{г}$. Адсорбція відбувається на поверхні кристалів і їхніх граней. У досить широкому інтервалі значень вологості вона не перевищує 0,02 г/г. При збільшенні тиску парів води відбувається утворення трьох моношарів води й майже слідом за цим при тиску, рівному тиску над насиченим розчином, починається об'ємна конденсація, що приводить до утворення плівки насиченого розчину на поверхні кристалів і наступному їхньому розчиненню. Таким чином, на діелектричній ізотермі адсорбції $\varepsilon^* = f(C)$ виявляються тільки характеристики об'ємної конденсації води, хоча в інших

координатах $\varepsilon^* = f(P/P_s)$ видні перераховані етапи адсорбції, як і на гравіметричній ізотермі (рис. 1.5, а).

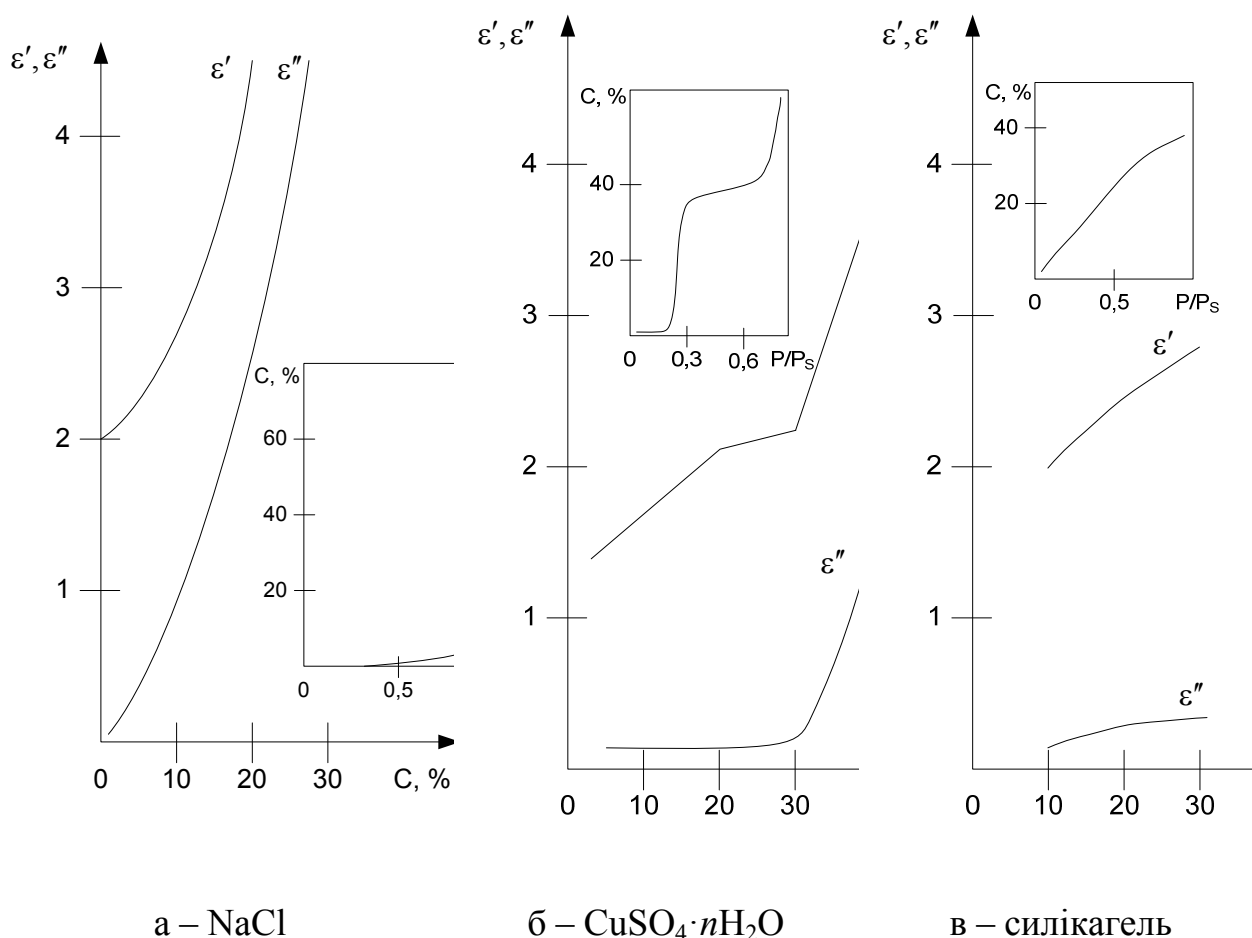


Рисунок 1.5 – Діелектричні й гравіметричні ізотерми адсорбції модельних адсорбентів

Той же вид має діелектрична ізотерма KCl хоча в координатах $\varepsilon^* = f(P/P_s)$ ізотерми відрізняються значно через різні значення тиску парів води над насиченим розчином солей.

Кристалогідрати $\text{CuSO}_4 \cdot n\text{H}_2\text{O}$, являються прикладом декількох типів зв'язування води з активними центрами (рис. 1.5, б) [32]. Ці кристали в досліджуваній області вологовмісту існують при $n=1, 3, 5$, причому зміною вологості їх співвідношення можна змінювати східчасто. По діелектричним ізотермам видно, що ε'' тотожно дорівнює нулю, доки вода вбудована в тверду ґратку кристалогідрата - до 5 молекул води ($\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$). ε'

порошків змінюється зі зростанням вмісту води в гратці, але має особливості в місцях якісної перебудови типу кристалогідрат та при зв'язуванні 1, 3, 5 молекул води. Обидві функції, що характеризують діелектричну проникність, різко змінюються з початку вільної конденсації води. При цьому неспівпадіння точок перегибу на кривій залежності $\epsilon'(C)$ з величинами концентрацій, що відповідні середнім значенням кількості молекул води, визначальним, у кристалогідраті даного типу, пов'язані з нестатистичним характером адсорбції в гратку.

Діелектричні ізотерми тонкодисперсного силікагелю ШСД (рис. 1.5, в) [33] (діаметр пор $<10 \text{ \AA}$, питома поверхня $900 \text{ м}^2/\text{г}$) представляють приклад адсорбції в пори на гідроксильних групах їхньої внутрішньої поверхні. При відносно невеликих P/P_s відбувається їхнє заповнення й сорбційний процес припиняється. Молекули води, що адсорбуються в порах, через малий діаметр не утворюють полімолекулярних шарів, як це могло б відбутися на рівній поверхні, і перебувають у зв'язаному стані в симетрії пори. Симетрія адсорбуючих воду груп на внутрішній поверхні пори не збігається із симетрією води, що призводить до неможливості для води вмонтуватися у тверду решітку. Внаслідок цього діелектричні втрати не дорівнюють нулю ($\epsilon'' \neq 0$). Разом з тим дрібні розміри пор і зв'язаність адсорбованих перших молекул води робить і адсорбовану другим шаром воду, і воду в центрі пор «квазізагальмованою» і, тому, ϵ' і ϵ'' не досягають значень властивих зразкам, що містять вільну воду.

Таким чином, видно (рис. 1.5, а,б,в), що особливості на діелектричних ізотермах адсорбції пов'язані із симетрією розташування адсорбуючих центрів. На кривих з'являються сингулярні точки при переході до адсорбції на системі центрів нової симетрії, які можуть інтерпретуватися в термінах структури об'єкта. У випадку некристалографічної симетрії адсорбуючих центрів, як видно з ізотерми зв'язування води із силікагелем, залежність ϵ' і

ε'' від концентрації води плавна, що відповідає зміні симетрії кожної наступної молекули в порівнянні з попередньою.

По діелектричних ізотермах адсорбції білків, ДНК і інших біополімерів можна охарактеризувати структури адсорбенту при використанні як калібрування залежності для простих адсорбентів. У них присутні всі розглянуті раніше типи. Складна просторова організація зразків не дозволяє інтерпретувати їх у рамках загальноприйнятих моделей гетерогенних діелектриків. Однак сувора упорядкованість і ідентичність макромолекул приводять до ряду кооперативних ефектів, які можна трактувати на молекулярному рівні.

Зіставлення даних діелектрометричного аналізу процесу адсорбції найпростіших адсорбентів з даними структурних методів дозволяє виділити в їхньому гідратному оточенні воду, за характеристичним значенням дійсної й мнимой частин діелектричної проникності, певним чином вбудовану в структуру об'єкта або в певну його зону, або хоча б з опосередкованою фізичною характеристикою потенційного місця зв'язування. Це можна зробити по змінах ходу діелектричних ізотерм в особливих сингулярних точках. Ці точки відповідають відхиленням ε' або ε'' , що перевищують експериментальну похибку при вираженій тенденції зміни ходу кривої. Можливість їхнього виділення обумовлена досягнутою точністю виміру цих залежностей у міліметровому діапазоні довжин хвиль. Фізичний зміст цих особливостей полягає в тім, що вони характеризують зміну типів адсорбції в структурі адсорбенту [34]. У таблиці 1.1 представлені їхні діелектричні параметри, отримані на модельних адсорбентах, і запропонована класифікація по них типів зв'язаної води в структурі об'єкта, а також вільної води.

Виділені типи води належать до типів, зв'язаних у структурі й у порах, і спостерігаються по діелектричних характеристиках для досліджених глобулярних, фібрилярних білків і нуклеїнових кислот. Вільна вода у зволжених зразках відрізняється дуже великими значеннями ε^* й великими

втратами. У водяних розчинах біополімерів (концентрацією 5%) значення досягають: $\varepsilon^* \cong 20$, $\varepsilon^* \cong 30$ на довжині хвилі 7,6 мм. Ця інтерпретація повністю відповідає реальній локалізації молекул води в структурі макромолекул, що підтверджує проведенне зіставлення даних КВЧ-діелектрометрії й рентгеноструктурного аналізу на прикладі міоглобіну. З докладного аналізу конкретних даних для глобулярних білків з розшифрованою структурою отримані більш точні характеристики цієї зв'язаної води, які й відбиті в назвах таблиці 1.1.

Таблиця 1.1 – Діелектричні характеристики зв'язаної й вільної води в міліметровому діапазоні довжин хвиль

Адсорбент	Тип адсорбції	Вода	Характеристика
Кристалогідрат $\text{CuSO}_4 \cdot n\text{H}_2\text{O}$	Зв'язування в кристалічній ґратці	Структурна міцнозв'язана – ω_1	$\frac{\partial \varepsilon'}{\partial C} = A_1$, $A_1 = \text{const}$, $\varepsilon'' = 0$
Силікагель ШСД з діаметром пор $< 10 \text{ \AA}$	Зв'язування в порах малого діаметра	Зв'язана в опущці макромолекули – ω_2	$\frac{\partial \varepsilon'}{\partial C} = A_1$, $\varepsilon'' \neq 0$
Порошки довільної макроструктури (розмір часток $< 10 \text{ мкм}$)	Зв'язування на центрах некристалографічної симетрії	Квазізв'язана – ω_4	$\frac{\partial \varepsilon'}{\partial C} \neq 0$, $\frac{\partial \varepsilon''}{\partial C} \neq 0$
Полікристалічні порошки (NaCl)	Об'ємна конденсація	Вільна – ω_5	$\frac{\partial \varepsilon'}{\partial C} = A_2$, $A_2 = \text{const}$, $\varepsilon'' \gg 0$, $A_2 \gg A_1$

Необхідно відзначити, що на діелектричних ізотермах біополімерів, як правило, не спостерігається синфазність залежностей ε' , ε'' . Це ще раз підтверджує той факт, що в перших ділянках адсорбції має місце зв'язування порцій води, що якісно відрізняються. У режимі сорбції й десорбції спостерігається гістерезис як для зразків глобулярних білків, так і ДНК [30, 31]. З аналізу гравіметричних ізотерм адсорбції білків і зіставлення з даними рентгеноструктурного аналізу відомо, що при досягненні граничних зволожений відбувається розрив іонних пар на поверхні макромолекул. Нові гідратні центри, що утворилися, здатні при десорбції втримувати додаткову кількість води. Хоча гістерезис характерний для адсорбції, що відбувається в порах зразка, навряд чи цей процес має місце в цьому випадку судячи із прямої кореляції його з кількістю іонних пар і амідних груп на поверхні глобули для різних глобулярних білків. Десорбційний процес по діелектричних ізотермах характеризується великими значеннями ε' й ε'' і приблизно такою ж формою кривої. Це є ще одним прикладом того, що діелектричні ізотерми адсорбції описують процеси, що залежать від мікроструктури об'єкта, а не усереднені характеристики зразка [30].

Діелектричні властивості біополімерів в області дисперсії вільної води значною мірою визначаються станом водних включень. Внаслідок цього діелектричні характеристики є інформативним матеріалом для одержання даних, у першу чергу, про стан води в досліджуваній системі. Однак, у цілому ряді процесів є можливість спостерігати зміни цих характеристик у зволожених зразках і розчинах біополімерів, а також у клітинних суспензіях зіставити з перерозподілом зв'язаної води при конформаційних перебудовах компонентів. Цей підхід ближче до реальної ситуації, чим розрахунок гетерогенних сумішей з модельною апроксимацією макромолекул еліпсоїдами обертання, покритими оболонками зв'язаної води.

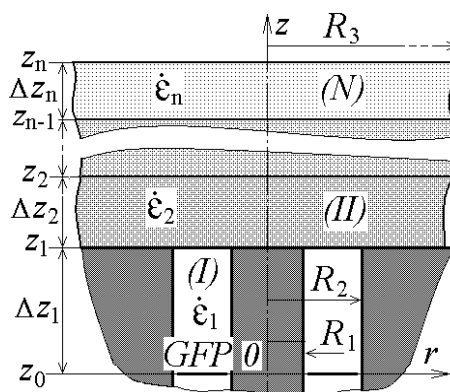
У такий спосіб метод НВЧ-діелектрометрії, при досягненні деякого рівня точності, дає можливість отримувати ефективні способи кількісних і якісних оцінок змін стану зв'язаної води в системі, які відповідають

структурним змінам її компонентів. Для дослідження діелектричних характеристик біологічних об'єктів існує метод виміру комплексної діелектричної проникності широкого класу біополімерів: розчинів і суспензій, гелів, плівок і порошків, тканин і клітинних культур у різних умовах зовнішніх впливів.

2 МОЖЛИВОСТІ І ПЕРСПЕКТИВИ БЛИЖНЬОПОЛЬОВОГО НВЧ-КОНТРОЛЮ СТАНУ БІОЛОГІЧНИХ ОБ'ЄКТІВ

2.1 Сучасний стан ближньопольової НВЧ діагностики біологічних об'єктів

Для приладів оперативного контролю параметрів матеріалів в НВЧ діапазоні як сенсор вельми привабливим є відкритий кінець коаксіальної лінії (рис. 2.1). Він відрізняється простотою, технологічністю, можливістю працювати в широкому діапазоні частот, високою локальністю поля, простою підготовкою зразків до вимірювань. Нескладно здійснити зміни конструкції відкритого коаксіального сенсора (ВКС), які відкривають можливості варіювання вимірюваних зразків і областей застосування.



R_1 – внутрішній радіус коаксіальної лінії; R_2 – зовнішній

Рисунок 2.1 – Геометрична схема вимірювань за допомогою ВКС

Для реалізації переваг ВКС потрібна строга оцінка його метрологічних властивостей. Для цього потрібен максимально точний розрахунок розподілу електромагнітного поля. Сучасне ПЗ дає можливість його точного

розрахунку. Але для визначення взаємозв'язків і розуміння його властивостей необхідно розвивати аналітичні методи.

Спочатку розглядалися питання випромінювання апертури, і при описі далекого поля обмежувалися сферичними функціями нульового порядку [35, 36]. У разі ближнього поля спочатку використовувалося статичне наближення [37]. Надалі, при електродинамічному підході використовувалося наближення заданого поля (НЗП), яке задають в площині апертури (Given Field Method – GFM) на рис. 2.1 при $\Delta z_1 = 0$) для TEM хвилі: $E_r \sim r^{-1}$, $E_z = E_\phi = 0$ [15, 38, 39]. Але, як показано ще в [40], поле в апертурі буде значно відрізнятися від поля TEM хвилі. Для врахування впливу вищих гармонік в роботі [41], на відміну від традиційних відомих підходів, GFP розташоване в глибині коаксіалу, але рішення отримано не аналітичним, а чисельним методом. Аналіз метрологічних властивостей ВКС часто мав на увазі роботу в лабораторних умовах [42-44], в тому числі з використанням спарених ВКС [43, 44]. Іноді чисельний розрахунок супроводжувався експериментом [45-48], що вказує на прикладну мету таких робіт.

Крім коаксіальних розглядалися й інші види апертур [49, 50]. Так само потрібно відзначити, що на даний час в ряді робіт як для задач далекого, так і ближнього поля ВКС розглянуті вельми специфічні аспекти [51-53]. Зокрема, вплив випромінювання ВКС при вимірах шаруватих об'єктів розглядалися в роботі [54].

В якості найбільш повних прикладів опису ближнього поля ВКС можна привести різні підходи вирішення питань вимірювання параметрів шаруватих зразків [41, 55]. У роботах [56, 57] задача опису ближнього поля сформульована в найбільш строгій постановці і представлений загальний шлях її вирішення для поля в апертурі ВКС.

Є багато літературних даних, що стосуються методів вимірювання діелектричної проникності біологічних речовин або речовин, близьких до них за властивостями [58-60]. Це дозволило проаналізувати застосовані

апаратурні рішення і простежити найбільш перспективні шляхи їх розвитку [61, 62].

Найбільш повним аналогом використання ВКС для досліджень біооб'єктів є дослідження, що проведені в Інституті радіофізики та електроніки ім. А. Я. Усикова НАН України [63]. Метою цієї роботи був вибір і обґрунтування шляхів створення ефективної, зручної в клінічній практиці апаратури для поточних оперативних досліджень станів пацієнтів із серцево-судинними захворюваннями.

Для проведення автоматизованих вимірювань обраний метод, в якому застосовується багатозондова вимірювальна лінія (БВЛ). БВЛ фактично є заміною традиційної вимірювальної лінії з рухомим зондом і добре оптимізується для вимірювань на одній фіксованій частоті [64]. До того ж, відсутність блоків ФАПЧ і частотних перетворень значно спрощує реалізацію електронної частини пристрою.

В ході цих досліджень в ІРЕ був розроблений і створений автоматизований НВЧ рефлектометр. У НВЧ генераторі використаний діод Ганна. Генератор стабілізовано по напрузі і по частоті за допомогою об'ємного резонатора [65]. Робоча частота фіксована і складає 39.5 ГГц. У чотирьохзондовій вимірювальній лінії через малу довжину хвилі (λ) зонди зміщені на 2λ відносно один одного, передбачена індивідуальна настройка перехідного ослаблення. Як детектори використані діоди з бар'єром Шотткі. Для зменшення перешкод використаний метод синхронного детектування, попередня обробка сигналів зондів проводиться мікроконтролером. Далі інформація надходить на персональний комп'ютер.

До цього апаратно-програмного комплексу були розроблені методики тестування керуючих систем клітин крові в умовах спокою і психофізичного навантаження, які моделюють стан стресу організму на клітинному рівні, оцінки дії лікарських засобів на хворих з патологією серця і індивідуального підбору лікарських засобів на клітинному матеріалі пацієнтів. Розроблені методики спрямовані на впровадження експрес-тестів за оцінкою

функціональної чутливості клітин крові адреналіну і фармацевтичних лікарських препаратів, що застосовуються в медичній практиці при терапії серцево-судинних захворювань різної етіології, і можуть бути новим напрямком в діагностиці серцево-судинних захворювань на ранніх стадіях їх розвитку. Методика оцінки дії кардіопрепаратів дозволяє врахувати чутливість пацієнтів до лікарських засобів при їх індивідуальному призначенні в медичній практиці, вона дає можливість лікарю покращити якість лікування кардіологічних патологій та скоротити час для прийняття оперативного рішення, а також зменшити ризик виникнення побічних дій запропонованих лікарських засобів.

До недоліків апаратного комплексу можна віднести значний об'єм біологічної рідини, що обумовлює велике стресове навантаження пацієнтів. Крім того, фіксована частота вимірів не дозволяє вилучити всю інформацію, що міститься в зміні діелектричної проникності біооб'єкту.

2.2 Вибір і обґрунтування вимог до перспективних засобів НВЧ діагностики біооб'єктів

З вищесказаного, очевидно, що НВЧ контроль може бути ефективним доповненням до традиційних методів контролю стану біооб'єктів, зокрема, при клінічному обстеженні пацієнтів. Для цього необхідно створення спеціалізованої діагностичної апаратури, розробка нових і розвиток відомих методів досліджень. При створенні специфічної, дрібносерійної апаратури суттєву роль грає зниження вартості розробки. Таким чином, виникла необхідність провести ряд досліджень, щоб відповісти на ряд конкретних питань. Серед них особливо важливо відзначити наступні:

1. Обґрунтування та вибір типу і конструкції НВЧ вимірювача, що дозволяє підвищити інформативність вимірювань і зменшити об'єм біологічної проби.

2. Забезпечення вимірів в широкому діапазоні частот, який лежить в області частот релаксації вільної та зв'язаної води.

3. Розробка методики, що забезпечує виключення основних похибок теоретичного градування, зокрема, керуючись критеріями апаратних похибок і необхідної точності вимірювань в клінічних умовах.

4. Проведення аналізу процедури отримання кінцевих результатів і їх самих для створення моделі, що дозволяє реалізувати обчислення властивостей НВЧ вимірювача зі складною структурою. Створення досконалої моделі, яка забезпечує подальшу модернізацію сенсорів.

5. Розробка процедури і алгоритму чисельного рішення задачі розрахунку параметрів НВЧ вимірювача.

Найбільш інформативні методи визначення співвідношення зв'язаної і вільної води передбачають проведення вимірювань в частотному діапазоні релаксації молекул води, тобто поблизу частоти 10 ГГц [58-60]. Однак для проведення НВЧ вимірювань необхідно строго витримати розміри зразка, його положення в вимірювальному пристрої.

Для вимірювань в цьому частотному діапазоні використовуються хвильові методи, резонаторні методи і методи вільного простору [66, 67]. Методи вільного простору застосовуються для вимірювання параметрів об'єктів великих розмірів. Хвилеводні методи також вимагають зразків, розміри яких порівнянні з довжиною хвилі. Резонаторні методи найбільш чутливі до зміни параметрів зразків малих розмірів при збереженні необхідної точності вимірювань. Об'ємні резонатори забезпечують високу точність, але вимагають внутрішнього розміщення зразка, що незручно для поточних вимірювань. Чвертьхвильові коаксіальні резонаторні вимірювальні перетворювачі (РВП) через коаксіальну вимірювальну апертуру (КВА) сполучаються з навколишнім простором. При цьому вони також забезпечують достатню точність вимірювань [68, 69]. Крім того можливе теоретичне градування сенсорів на основі РВП з КВА, оцінка їх параметрів [70-73]. Вони мають можливість локальної концентрації поля в заданому

обсязі зразка, широким частотним діапазоном. Це, зокрема, сприяє зменшенню стресового навантаження пацієнтів при заборі їх клінічних проб для досліджень. Такі дослідження застосовуються, наприклад, для оцінки роботи системи регуляції еритроцитів крові по функціональній активності їх мембранно-рецепторного комплексу [74, 75]. Стан рецепторних структур клітини відповідає функціональній активності гормон-рецепторних взаємодій, змінює активність аденілатціклазної системи (АЦС) – універсальної для всіх типів клітин системи передачі сигналу від гормонів, медіаторів, великої кількості фармакологічних агентів, та інше [76, 77].

Розміри КВА можна зменшувати до мікронного рівня. Зовнішнє розміщення зразка найзручніше при проведенні поточних досліджень. Зміною індуктивної частини резонатора можна змінювати робочу частоту в широкому діапазоні. Також на даний час добре розвинені методи і засоби отримання інформації за допомогою таких резонаторних сенсорів [80].

2.3 Обґрунтування шляхів розвитку НВЧ діагностики біооб'єктів

Незважаючи на простоту конструкції відкритий коаксіальний сенсор на базі РВП з КВА володіє значною варіативністю параметрів і можливостей аналізу. Тому була необхідна значна підготовка для його опису [81-88]. Описаний вище апаратно-програмний комплекс дозволяє провести вимірювання комплексної діелектричної проникності зразків – ϵ . Однак, оскільки використовується хвильоводний метод, то, незважаючи на високу робочу частоту (39,5 ГГц), при діагностиці та оперативному визначенні стану біооб'єкту потрібна відносно велика кількість біологічного матеріалу – близько 5 мл [89].

Вимозі забезпечення високої чутливості найбільшою мірою відповідають резонансні системи. Чвертьхвильові РВП є перехідною ланкою між відкритими і закритими типами резонаторних вимірювачів. Вони найбільшою мірою відповідають вимогам мінімізації об'ємів проб при

збереженні високої чутливості. Виконання відкритого кінця РВП у вигляді коаксіальної вимірювальної апертури малого розміру дозволяє сконцентрувати електричне поле резонатора в малому об'ємі. Це забезпечує максимальну зміну резонансної частоти РВП в залежності від діелектричних властивостей об'єкта. При цьому розміри такої робочої області визначаються не довжиною хвилі, а розмірами КВА. Крім того, напіввідкрита система зручна і для проведення поточних вимірювань.

Виконання всіх елементів РВП і КВА в вигляді правильних круглих циліндрів забезпечує технологічність конструкції. Крім того, це дозволяє для побудови аналітичної моделі використовувати відомі математичні методи. В їх основі лежить строге подання функцій Гріна в круглих циліндричних областях [90, 91] і метод часткових областей [92]. Для вирішення задач мікрозондових структур зручним виявився метод заданого поля [15]. Цей метод дозволяє інтегральні параметри РВП (резонансну частоту f і добротність Q) замінити комплексним значенням еквівалентної зосередженої ємності КВА – $\dot{C}$. При цьому електродинамічна, хвильова основа рішення зберігається. Метод заданого поля суттєво спрощує аналітичні викладки, але дає наближене рішення. Тим не менш, він має принципову можливість у всіх практично важливих випадках забезпечити необхідну точність.

Ще однією перевагою РВП з малою КВА є можливість оперативної зміни робочої частоти. Даний тип РВП є перехідною ланкою між пристроями на елементах з зосередженими параметрами і з розподіленими. Тому при збудженні основного типу коливань резонансна частота визначається з одного боку еквівалентною ємністю апертури, з іншого – довжиною закороченою, індуктивною частиною РВП. Технологічно можна виконати закорочену частину з рухомим поршнем, а, вибираючи процедуру вимірювань, зберегти високу чутливість до зміни діелектричної проникності робочої області. Вимірювання в діапазоні частот дозволить суттєво збільшити інформативність методу.

Якщо врахувати, що релаксаційні властивості вільної води найбільш сильно проявляються на частотах поблизу 10 ГГц, а для зв'язаної в макромолекулах ця частота буде нижче, то конструкція такого РВП матиме прийнятні розміри, і необхідний об'єм проб буде визначатися тільки біологічними критеріями.

Таким чином, вибір чвертьхвильових резонаторних вимірювальних перетворювачів з коаксіальною вимірювальною апертурою відповідає вимогам, а саме:

- 1) зниження об'ємів проб;
- 2) відносна простота поточних вимірювань;
- 3) можливість побудови строгої моделі;
- 4) технологічність виконання сенсора;
- 5) діапазонність вимірювань по частоті.

Адекватна математична модель і створення ефективного розрахункового алгоритму відкривають можливість подання розподілів електричного поля всередині зразка, що необхідно для врахування особливостей неоднорідних біологічних проб. Отриманий результат може бути елементом наступних етапів подальшого розвитку методу.

3 ПОБУДОВА АНАЛІТИЧНОЇ МОДЕЛІ КОАКСІАЛЬНОГО СЕНСОРА

3.1 Опис геометричної схеми РВП з КВА

Геометричні схеми деяких варіантів виконання КВА та розміщення кювети зі зразком (Δz_2 , ϵ_2) представлені на рис. 3.1, а-г. Показано тільки зразок (шар Δz_2). Вплив можливих зазорів і кювети для розміщення проби можна врахувати при подальшому уточненні моделі.

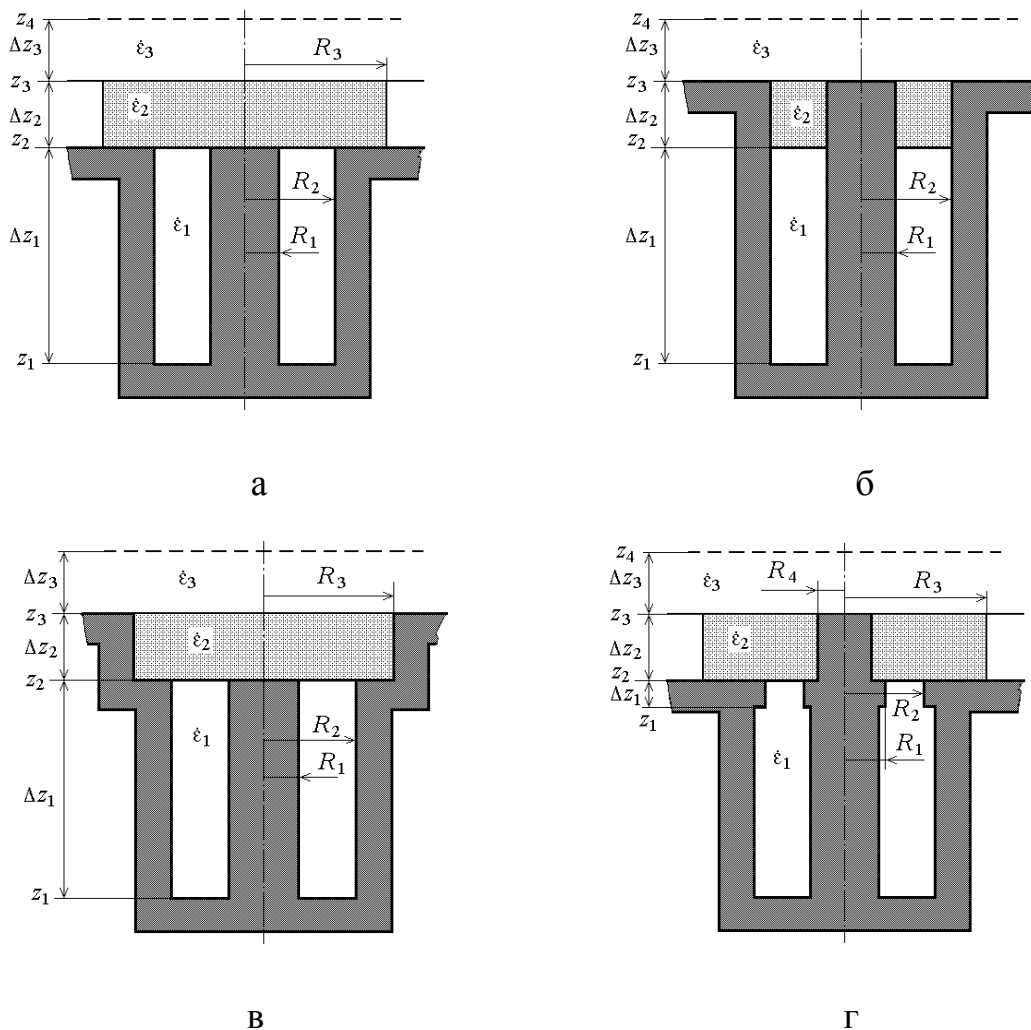


Рисунок 3.1 Приклади геометричних схем РВП з КВА та варіанти розміщення кювети з біоматеріалом в робочу область

У всіх випадках досліджуваний матеріал розташований в пучності електричного поля, тому вплив його діелектричних властивостей на вихідні сигнали РВП буде максимальним. Як видно з представлених схем є достатня різноманітність варіантів, які будуть відрізнятися чутливістю, робочим діапазоном частот, діапазоном вимірювання резонансної частоти (f) і добротності (Q), точністю, внеском різних ділянок зразка в результат вимірювань та іншими параметрами.

Тут і далі розглядалися тільки КВА, що утворені круглими циліндрами. Вони зручні з боку технології виготовлення, і з боку створення математичної моделі. Конічні й інші, більш складні форми, не розглядалися.

3.2 Загальна оцінка аналітичних методів при розробці НВЧ датчиків

Суттєвою перевагою НВЧ датчиків є принципова можливість проведення їх строгого математичного моделювання. При цьому можливо охопити широкий діапазон умов і задач [93-96]. Принципова можливість аналітичного опису дуже складних конструкцій НВЧ забезпечена високим ступенем відповідності математичних виразів параметрам реальних конструкцій, якщо їх межі відповідають координатам геометричних систем. Це відкриває шляхи значного спрощення процесу розробки, що особливо важливо при конструюванні пристроїв, що призначені для випуску порівняно дрібними серіями, при яких ціна проектування вносить суттєвий внесок в загальну ціну готових виробів. Однак створення строгої математичної моделі, особливо на основі аналітичних уявлень є дуже складним процесом, а результуючі вирази виходять вкрай громіздкими, що суттєво ускладнює їх використання для створення розрахункових алгоритмів і програм. Тому актуальними задачами, що стоять перед дослідниками, є пошук шляхів вдосконалення методів складання програм і розробки алгоритмів, що забезпечують спрощення та уточнення розрахунків конкретних груп НВЧ пристроїв.

3.3 Аналіз теоретичної моделі круглих циліндричних резонаторних вимірювальних перетворювачів

Як відомо, перші математичні моделі коаксіальних чвертьхвильових РВП створювалися на основі електростатичного наближення [97-100]. Але далі неодноразово було показано, що значна систематична помилка такого наближення, яка виникає як внаслідок помилок при обчисленні розподілу поля в зразку, так і внаслідок випромінювання поля в зовнішній простір, призводить до суттєвих погрішностей моделі [17, 101-104].

Хвильова теорія коаксіальних РВП основана на використанні тензорних функцій Гріна рівнянь Максвелла для круглих циліндричних областей [90, 91]. На даний час вона достатньо добре розвинена [104-105]. При правильних геометричних формах часткових областей, що складають конструкцію резонатора, такий РВП дозволяє побудувати достатньо точну математичну модель реальних пристроїв.

Альтернативне чисельне інтегрування за допомогою математичних пакетів, що засновані на методі кінцевих елементів, на сучасних комп'ютерах вимагає значних витрат машинного часу. Аналітичні моделі дозволяють вже на етапі отримання математичних співвідношень визначити взаємозв'язки і величину вкладу тих чи інших факторів. Але для такого резонатора аналітична модель вкрай громіздка, що також вимагає значного часу для розрахунку. Тому отримання кінцевого результату навіть при спрощенні умов задачі стає неможливим. Це практично виключає проведення теоретичного градування. Тому визначення оптимальних шляхів створення методики теоретичного градування включає детальний аналіз усіх етапів побудови аналітичної моделі.

Незважаючи на порівняльну простоту конструкції, загальне число параметрів такого РВП і взаємозв'язків між ними досить велике. На даний час побудовані досить повні теоретичні моделі і досліджений ряд

характеристик таких РВП [17, 98, 103, 105]. Тому в даному випадку необхідно орієнтуватися на специфічні особливості поставленої задачі.

3.4 Представлення компонент електромагнітного поля в циліндричній області

У чвертьхвильових коаксіальних РВП на основному типі коливань є тільки азимутальна компонента магнітного поля (H_ϕ). Оскільки самі РВП складаються з геометрично правильних областей, то H_ϕ в кожній області можна виразити через функцію Гріна [90, 91]. Наприклад, для часткової циліндричної області, обмеженою зверху і знизу площинами, перпендикулярними осі, поперечна функція Гріна для магнітної компоненти електромагнітного поля (ЕМП) має вигляд:

$$\tilde{H}(r, z) = \int_V \tilde{A}_{22}(\vec{r}, \vec{r}') \vec{j}^1(\vec{r}') dv, \quad (3.1)$$

де $\tilde{A}_{22}(\vec{r}, \vec{r}')$ – функція Гріна, яка пов'язує магнітне поле з магнітними струмами.

Функція $\tilde{A}_{22}(\vec{r}, \vec{r}')$ зв'язує кожен складову вектора $\vec{j}^M$ з кожною складовою вектора $\vec{H}$. Тому вона містить 9 складових і являє собою тензор. Щоб її представити в [90] використана наступна послідовність перетворень. Спочатку тензорна функція Гріна представлена своєю поперечною складовою – $G_t^1(\vec{r}, \vec{r}')$:

$$\tilde{A}_{22}(\vec{r}, \vec{r}') = -i\omega G_t^1(\vec{r}, \vec{r}') . \quad (3.2)$$

Поперечні функції задовольняють наступним рівнянням:

$$\nabla^2 G_t^1(\vec{r}, \vec{r}') + k^2 G_t^1(\vec{r}, \vec{r}') = -\delta(\vec{r} - \vec{r}') \in , \quad (3.3)$$

де ϵ – одиничний тензор.

Як і $\Gamma_{22}(\vec{r}, \vec{r}')$, функція $G_t^M(\vec{r}, \vec{r}')$ є тензором, тобто вона містить 9 складових. Але, так як відповідно до геометрії задачі є тільки одна складова поля H_ϕ , яку ми пов'язуємо з однією складовою джерела $\vec{j}_\phi^M$, то з усіх складових тензора $G_t^M(\vec{r}, \vec{r}')$ вибираємо одну, яка дорівнює [90]:

$$G_{t\phi\phi}^i(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{\lambda_{mn}^i (k_{mn}^i)^2} \frac{\partial}{h_r \partial r} \chi_{mn}(r) \frac{\partial}{h_r \partial r'} \chi_{mn}(r') g_{mn}(z, z') \quad (3.4)$$

де λ_{mn}^M – норми власних функцій;

k_{mn}^M – власні числа;

h_r – коефіцієнт Ляме, зокрема для циліндричної системи $h_r = 1$.

У загальному випадку власні функції χ є добутком лінійних комбінацій функцій Неймана на азимутальні компоненти $(\sin m\phi, \cos m\phi)$, які визначають варіації поля по колу. Але для основної моди коаксіального чвертьхвильового РВП такі варіації відсутні, тому тут і надалі $m \equiv 0$. Тепер можна вказати, що χ – функція тільки від радіуса, і тому тут r без стрілки, що позначає вектор, аналогічно g – функція тільки від z , а G функція всіх трьох координат простору.

3.5 Представлення джерел електромагнітного поля в циліндричній області

Відповідно до принципів еквівалентності і дуальної симетрії рівнянь Максвелла [106], джерелом $\vec{j}^M(\vec{r}')$ магнітного поля H_ϕ може бути радіальна компонента електричного поля E_r .

Якщо в круглій циліндричній області відсутні реальні джерела, наприклад, всі робочі області Δz_2 (рис. 3.1), енергія ЕМП проникає через верхні і нижні межі таких областей. Тоді розташування джерел можна пояснити схемою на рис. 3.2.

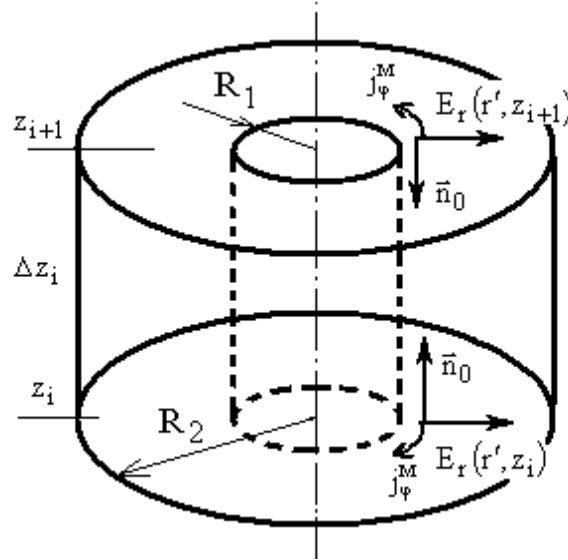


Рисунок 3.2 – Розташування джерел ЕМП в елементарній області, що утворена круглими циліндрами

Як відомо вираз для поверхневого магнітного струму має вигляд:

$$j_s^M = -[\vec{n}_0 \vec{E}] , \quad (3.5)$$

де $\vec{n}_0$ – орт внутрішньої нормалі до поверхні.

Тоді джерело поля j_φ^M на нижній площині дорівнює $+E_r$, на верхній відповідно $-E_r$. В цьому випадку система джерел також спрощується:

$$E_r(\vec{r}') = \begin{cases} -E_r(r, z = z_{i+1}) \\ E_r(r, z = z_i) \end{cases} . \quad (3.6)$$

З урахуванням того, що за умовами проведення вимірювань РВП повинен мати високу добротність, представлення (3.6) буде корисно і при описі полів в областях, в яких присутні реальні джерела ЕМП – наприклад,

петлі або штирі, що зв'язують об'єм резонатора з підведеною коаксіальною лінією.

3.6 Вирази для складових функції Гріна

Найбільш складна частина задачі – виразити складові функції Гріна. Їх представлення засновано на властивостях лінійності хвильових процесів ЕМП і адитивності самих полів.

Часткові області, що складають конструкції РВП (рис. 3.1), можна розділити на чотири види: відкриті (Δz_2 на рис. 3.1 а), закриті циліндричні (Δz_2 на рис. 3.1 в), коаксіальні (Δz_2 на рис. 3.1 б) і відкриті з центральним стержнем (Δz_2 на рис. 3.1 г).

Найбільш загальними для всіх областей будуть вирази для осьових складових функцій Гріна [90]. Функція g_{mn} в загальному вигляді представляє наступне:

$$g_{mn}(z, z') = \frac{1}{\gamma_i \operatorname{sh} \gamma_i \Delta z_i} \begin{cases} \operatorname{ch} \gamma_i (z - z_i) \operatorname{ch} \gamma_i (z_{i+1} - z'), & z < z' \\ \operatorname{ch} \gamma_i (z' - z_i) \operatorname{ch} \gamma_i (z_{i+1} - z), & z > z' \end{cases} \quad (3.7)$$

Тут і далі позначення змінних і розстановка індексів згідно рис. 3.2. Оскільки цей вираз для функції g справедливий і в обмежених і в необмежених по r областях, а $m = 0$, то далі індекси при ній відсутні.

Спільним є й таке: оскільки зміна поля по куту φ відсутня, то результат інтегрування по φ в (3.1) обмежиться появою співмножника $2\pi r'$.

Функція χ у відкритій циліндричній області з центральним стержнем і нескінченним зовнішнім радіусом ($R_2 \rightarrow \infty$) для задоволення граничної умови стержня $r = R_1$ дорівнює

$$\chi_{m,\infty 1}(\vec{r}, R_1) = [N_m(\kappa r)J_m(\kappa R_1) - J_m(\kappa r)N_m(\kappa R_1)] \begin{cases} \cos m\varphi \\ \sin m\varphi \end{cases}, \quad (3.8)$$

де κ – власні числа області;

J_m і N_m – функції Бесселя і Неймана m -го порядку.

Другий індекс $\infty 1$ при χ вказує на існування центрального стрижня радіуса R_1 і нескінченний зовнішній радіус.

При нескінченному зовнішньому радіусі області власні числа κ являють собою континуум з діапазоном змін від 0 до ∞ , тому тут індекс n замінений символом ∞ . Оскільки $m=0$, то надалі при визначенні χ_m використовуються тільки J_0 і N_0 , а з тригонометричних функцій ($\cos m\varphi$ і $\sin m\varphi$) залишається тільки косинус, який тотожно дорівнює 1. Індекс m при χ , а також при нормах λ і хвильових числах k теж буде опущений. Тоді похідна $\chi(\vec{r}, R_1)$ в нескінченній по радіусу області дорівнює:

$$\frac{\partial}{\partial r} \chi_{\infty 1}(r, R_1) = -\kappa [N_1(\kappa r)J_0(\kappa R_1) - J_1(\kappa r)N_0(\kappa R_1)] . \quad (3.9)$$

Норма даної функції визначається як

$$\lambda_{\infty 1}^M = \frac{2\pi}{\kappa} [J_0^2(\kappa R_1) + N_0^2(\kappa R_1)] . \quad (3.10)$$

Поздовжні постійні поширення γ_i визначаються в цьому випадку як

$$\gamma_{i,\infty 1} = \sqrt{\kappa^2 - \tilde{\epsilon}_i k_0^2} , \quad (3.11)$$

де $\tilde{\epsilon}_i$ – комплексна діелектрична проникність матеріалу, що заповнює, i -ї області;

k_0 – хвильове число у вільному просторі.

Для опису поля в вільних нескінченних областях (області Δz_3 на рис. 3.1) можна використовувати будь-яку систему координат, наприклад, декартову, але, щоб складові поля стикувалися зі складовими на нижніх ділянках, необхідно так само вибрати циліндричну систему. Для вільних областей (індекс « ∞ ») $\chi_c(r) = J_0(kr)$, і відповідно:

$$\frac{\partial}{\partial r} \chi_\infty(r) = -k J_1(kr) , \quad (3.12)$$

і

$$\lambda_\infty^m = \frac{2\pi}{k} . \quad (3.13)$$

Функції $\gamma_{i,\infty}$ і g виражаються так само, як і в попередньому випадку.

При кінцевому зовнішньому радіусі циліндричної області ($R_1 = 0$, $R_2 = \text{const}$, індекс «с» – циліндр) функція $\chi(r)$ дорівнює:

$$\chi_c(r) = J_0(k_n^c r) . \quad (3.14)$$

Власні числа k_n^c являють собою ряди, в яких $n = 1, 2, \dots, \infty$, а k_n^c визначаються як корені рівнянь:

$$J_0(k_n^c R_2) = 0 . \quad (3.15)$$

Норма дорівнює

$$\lambda_n^c = \frac{1}{2} \cdot R_2^2 \cdot J_1^2(k_n^c R_2) . \quad (3.16)$$

Функція g виражається так само, як і раніше, а в виразі для γ_i безперервна змінна k замінюється дискретним рядом k_n^c , тому в закритих областях для постійних розповсюдження використовується подвійний індекс $\gamma_{i,n}$.

Найбільш складні вирази виходять для функцій коаксіальної області ($R_2 > R_1 \neq 0$). Функції такої області будуть використовуватися найбільш часто, і щоб не захаращувати подальші викладки, другий індекс в цьому випадку опускаємо.

При $n=0$ для радіальної функції χ має місце [91]:

$$\frac{\partial}{\partial r} \chi_0(r) = \frac{1}{r} . \quad (3.17)$$

І її норма дорівнює

$$\lambda_0 = \ln \frac{R_1}{R_2} . \quad (3.18)$$

При $n = 1, 2, \dots, \infty$, функція $\chi(r)$ дорівнює:

$$\chi(r) = Y_0(k_n R_1) \cdot J_0(k_n r) - Y_0(k_n r) \cdot J_0(k_n R_1) . \quad (3.19)$$

Власні значення k_n визначаються як корені рівнянь [90]:

$$N_0(k_n R_2) J_0(k_n R_1) - J_0(k_n R_2) N_0(k_n R_1) = 0 . \quad (3.20)$$

Норма в цьому випадку дорівнює:

$$\lambda_n^i = \frac{R_2^2}{2} [N_0(k_n R_1) J_1(k_n R_2) - J_1(k_n R_1) N_0(k_n R_2)]^2 -$$

$$-\frac{R_1^2}{2} [N_0(k_n R_1) J_1(k_n R_1) - J_0(k_n R_1) N_1(k_n R_1)]^2. \quad (3.21)$$

Функції $\gamma_{i,n}$ і g визначаються так само, як і в попередньому випадку.

3.7 Представлення полів в часткових областях

Відповідно до принципу адитивності полів, покладеного в основу методу функцій Гріна, спочатку визначається оклик системи по кожній моді коливань на дію одиничного джерела, результати підсумовуються з усіх мод. У нашому випадку мода коливань визначається хвильовим числом по радіусу. Надалі поле інтегрується по всьому об'єму зайнятого джерелами. Наприклад, у відкритій робочій області сенсора (рис.3.1 а) і при $R_3 \rightarrow \infty$ зв'язок між електричним полем, що представляє джерела, і магнітним полем виражається згідно [90], таким співвідношенням:

$$H_\phi(r, z) = -j\omega\epsilon_0\epsilon_2 \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{\frac{\partial}{\partial r}(\chi_\infty(r)) \frac{\partial}{\partial r'}(\chi_\infty(r'))}{\lambda_\infty k_\infty^2} g(z, z') E_r(r', z') r' dk dr' d\phi' dz'. \quad (3.22)$$

Як сказано вище, інтегрування по ϕ' призведе до появи співмножника 2π . У часткових областях РВП поле в i -ю область проникає через верхні і нижні границі, тому інтегрування джерел по об'єму замінюється сумою двох доданків по верхній і нижній гранях, які у відсутності варіацій по ϕ' , являють собою інтеграли по r' . Це з високим ступенем точності можна віднести і до області, в якій знаходиться реальне джерело, так як від РВП потрібно високе значення добротності і внесок резонуючого коливання суттєво більше вимушеного. Тоді, відповідно до (3.7), вирази для $g(z, z')$ спрощуються до

$$\frac{\text{ch}[\gamma_{i,\infty}(z-z_i)]}{\gamma_{i,\infty}\text{sh}(\gamma_{i,\infty}\Delta z_i)} \text{ для нижньої грані і до } \frac{\text{ch}[\gamma_{i,\infty}(z_{i+1}-z)]}{\gamma_{i,\infty}\text{sh}(\gamma_{i,\infty}\Delta z_i)} - \text{ для верхньої.}$$

В результаті інтегрування в (3.22) зводиться до інтегрування по радіусу і хвильовим числам:

$$H_{\varphi}(r, z) = -j\omega\varepsilon_0\dot{\varepsilon}_i \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{\frac{\partial}{\partial r}(\chi_c(r)) \frac{\partial}{\partial r'}(\chi_c(r'))}{\lambda_c \kappa^2 \gamma_{i,\infty}} \left[\frac{\text{ch}[\gamma_{i,\infty}(z - z_i)]}{\text{sh}(\gamma_{i,\infty}\Delta z_i)} E_r(r', z_i) - \right. \\ \left. - \frac{\text{ch}[\gamma_{i,\infty}(z_{i+1} - z)]}{\gamma_{i,\infty} \text{sh}(\gamma_{i,\infty}\Delta z_i)} E_r(r', z_{i+1}) \right] dk dr'. \quad (3.23)$$

Але поле всередині області становить інтерес тільки в окремих випадках, наприклад, в робочій області, всередині зразка. В інших випадках інтерес представляють поля на верхніх і нижніх межах.

При складанні виразів для поля на границях функція $g(z, z')$ стає ще простіша:

$$H_{\varphi}(r, z_{i+1}-0) = -j\omega\varepsilon_0\dot{\varepsilon}_i \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{\frac{\partial}{\partial r}(\chi_{\infty}(r)) \frac{\partial}{\partial r'}(\chi_{\infty}(r'))}{\lambda_{\infty} \kappa^2 \gamma_{i,\infty}} \left[\text{csh}(\gamma_{i,\infty}\Delta z_i) E_r(r', z_i) - \right. \\ \left. - \text{cth}(\gamma_{i,\infty}\Delta z_i) E_r(r', z_{i+1}) \right] dk dr'. \quad (3.24)$$

Для поля безпосередньо над нижньою гранню ($z = z_i + 0$): $\gamma_{i,\infty}^{-1} \text{csh}(\gamma_{i,\infty}\Delta z_i)$ для джерела на верхній грані і в $\gamma_{i,\infty}^{-1} \text{cth}(\gamma_{i,\infty}\Delta z_i)$ – для джерела на нижній:

$$H_{\varphi}(r, z_i + 0) = -j\omega\varepsilon_0\dot{\varepsilon}_i \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{\frac{\partial}{\partial r}(\chi_{\infty}(r)) \frac{\partial}{\partial r'}(\chi_{\infty}(r'))}{\lambda_c \kappa^2 \gamma_{i,\infty}} \left[\text{cth}(\gamma_{i,\infty} \Delta z_i) E_r(r', z_{i+1}) - \right. \\ \left. - \text{csh}(\gamma_{i,\infty} \Delta z_i) E_r(r', z_i) \right] dk dr'. \quad (3.25)$$

Аналогічний вигляд матиме і вираз для відкритих областей з центральним стержнем, тільки інтегрування по радіусу йде від R_1 до ∞ (рис.3.2), і зміняться вирази $\chi(r)$ і значення λ і κ у відповідність з (3.9), (3.10).

Для обмежених по зовнішньому радіусу областей інтегрування по хвильовим числам замінюється сумою, а інтегрування по радіусу обмежується інтервалом $r = [R_1, R_2]$ для коаксіальної і $r = [0, R_2]$ – для циліндричної. Тоді, наприклад, для верхньої межі коаксіальної області:

$$H_{\varphi}(r, z_{i+1} - 0) = -j\omega\varepsilon_0\dot{\varepsilon}_i \int_{R_1}^{R_2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2\pi}{\lambda_n (k_n)^2} \frac{\partial}{\partial r}(\chi_n(r)) \frac{\partial}{\partial r'}(\chi_n(r')) \frac{r'}{\gamma_{i,n}} \times \\ \times \left[E_r(r', z_i) \text{cth}(\gamma_{i,n} \Delta z_i) - E_r(r', z_{i+1}) \text{csh}(\gamma_{i,n} \Delta z_i) \right] dr'. \quad (3.26)$$

Для нижньої:

$$H_{\varphi}(r, z_i + 0) = -j\omega\varepsilon_0\dot{\varepsilon}_i \int_{R_1}^{R_2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2\pi}{\lambda_n (k_n)^2} \frac{\partial}{\partial r}(\chi_n(r)) \frac{\partial}{\partial r'}(\chi_n(r')) \frac{r'}{\gamma_{i,n}} \times \\ \times \left[E_r(r', z_i) \text{csh}(\gamma_{i,n} \Delta z_i) - E_r(r', z_{i+1}) \text{cth}(\gamma_{i,n} \Delta z_i) \right] dr'. \quad (3.27)$$

Аналогічний вигляд матиме і вираз для циліндричної закритою області, тільки інтегрування по радіусу йде від 0 до R_3 (рис.3.2 в), підсумовування по n від $n = 1$, зміняться вирази $\chi_n^c(r)$ і значення λ_n^c і k_n^c у відповідно з (3.12), (3.13).

Можна помітити, що вже на цьому етапі складання рівнянь видно, як часто у виразах для полів будуть повторювані обчислення.

3.8 Параметричне рівняння резонаторного вимірювального перетворювача

Параметричне рівняння РВП складається на підставі граничних умов для електричних і магнітних компонент ЕМП – $E_{1\tau} = E_{2\tau}$, $H_{1\tau} = H_{2\tau}$ і $E_\tau = 0$ для границі з металевою поверхнею. Загальна схема рішення задачі включає складання рівнянь поля на границях кожної з областей і «зшивання» отриманих виразів.

Процедура починається з крайніх областей РВП, наприклад, з нижніх (рис.3.1), для яких джерело $E_r = 0$. На верхній границі РВП поле може закінчуватися на металевому екрані, а може у вільному просторі. В обох випадках $E_r(r, z_{\max}) = 0$, але в разі екрана джерело на нижній границі верхньої області множиться на $\text{cth}(\gamma_{\max} \Delta z_{\max})$, у другому $\Delta z_{\max} \rightarrow \infty$ і $\text{cth}(\gamma_{\max} \Delta z_{\max}) \rightarrow 1$. Обидві умови виконуються незалежно від того, чи закрита або відкрита верхня область. Оскільки при наявності екрану маємо більш загальний запис, далі в цьому розділі будемо вважати, що екран в площині $z = z_4$ існує.

Найбільш просто результат «зшивання» виражається для регулярних ділянок, в яких не відбувається змін радіусів бічних границь [106]. Наприклад, для РВП, зображеного на рис. 3.1 а, при $R_3 \rightarrow \infty$ зверху над $z = z_3$ маємо:

$$H_{\varphi}(r, z_3 + 0) = -j\omega\varepsilon_0\dot{\varepsilon}_3 \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{J_1(\kappa r)J_1(\kappa r')r'}{\gamma_{3,\infty}} \operatorname{cth}(\gamma_{3,\infty}\Delta z_3) E_r(r', z_3) d\kappa dr' . \quad (3.28)$$

Тут λ_{∞} і χ_{∞} представлені своїми значеннями згідно (3.12) і (3.13), і, як сказано вище, для визначеності будемо записувати вирази при наявності екрану. В області Δz_2 діють два джерела, $E_r(r', z_2)$ на границі $z = z_2$ і $E_r(r', z_3)$ на границі $z = z_3$, тоді поле під $z = z_3$ дорівнює:

$$H_{\varphi}(r, z_3 - 0) = -j\omega\varepsilon_0\dot{\varepsilon}_2 \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{J_1(\kappa r)J_1(\kappa r')r'}{\gamma_{2,\infty}} \left[\operatorname{cth}(\gamma_{2,\infty}\Delta z_2) E_r(r', z_2) - \right. \\ \left. - \operatorname{csh}(\gamma_{2,\infty}\Delta z_2) E_r(r', z_3) \right] d\kappa dr' . \quad (3.29)$$

Прирівнюючи ці вирази, і враховуючи, що інтеграли рівні, тоді, коли рівні підінтегральні функції, звідси отримуємо:

$$\frac{\dot{\varepsilon}_3}{\gamma_{3,\infty}} E_r(r', z_3) \operatorname{cth}(\gamma_{3,\infty}\Delta z_3) = \frac{\dot{\varepsilon}_2}{\gamma_{2,\infty}} \left[E_r(r', z_2) \operatorname{csh}(\gamma_{2,\infty}\Delta z_2) - E_r(r', z_3) \operatorname{cth}(\gamma_{2,\infty}\Delta z_2) \right] . \quad (3.30)$$

Звідси можна виразити $E_r(r', z_3)$.

$$E_r(r', z_3) = E_r(r', z_2) \frac{\frac{\dot{\varepsilon}_2}{\gamma_{2,\infty}} \operatorname{csh}(\gamma_{2,\infty}\Delta z_2)}{\frac{\dot{\varepsilon}_2}{\gamma_{2,\infty}} \operatorname{cth}(\gamma_{2,\infty}\Delta z_2) + \frac{\dot{\varepsilon}_3}{\gamma_{3,\infty}} \operatorname{cth}(\gamma_{3,\infty}\Delta z_3)} . \quad (3.31)$$

Якби регулярність тривала і на подальшу область ($\Delta z_1, R_1 = 0, R_2 = \infty$), то в результаті виходив би вираз «сходової» структури:

$$\begin{aligned} & \frac{\dot{\epsilon}_2}{\gamma_{2,\infty}} \left[E_r(r', z_2) \text{cth}(\gamma_{2,\infty} \Delta z_2) - E_r(r', z_3) \text{csh}(\gamma_{2,\infty} \Delta z_2) \right] = \\ & = \frac{\dot{\epsilon}_1}{\gamma_{1,\infty}} \left[E_r(r', z_1) \text{csh}(\gamma_{1,\infty} \Delta z_1) - E_r(r', z_2) \text{cth}(\gamma_{1,\infty} \Delta z_1) \right]. \quad (3.32) \end{aligned}$$

І далі

$$\begin{aligned} & E_r(r', z_2) \text{cth}(\gamma_{2,\infty} \Delta z_2) - E_r(r', z_2) \frac{[\text{csh}(\gamma_{2,\infty} \Delta z_2)]^2}{\text{cth}(\gamma_{2,\infty} \Delta z_2) + \frac{\dot{\epsilon}_3 \gamma_{2,\infty}}{\dot{\epsilon}_2 \gamma_{3,\infty}} \text{cth}(\gamma_{3,\infty} \Delta z_3)} = \\ & = \frac{\dot{\epsilon}_1 \gamma_{2,\infty}}{\dot{\epsilon}_2 \gamma_{1,\infty}} \left[E_r(r', z_1) \text{csh}(\gamma_{1,\infty} \Delta z_1) - E_r(r', z_2) \text{cth}(\gamma_{1,\infty} \Delta z_1) \right]. \quad (3.33) \end{aligned}$$

Остаточно:

$$\begin{aligned} & E_r(r', z_2) = E_r(r', z_1) \text{csh}(\gamma_{1,\infty} \Delta z_1) \text{cth}(\gamma_{1,\infty} \Delta z_1) + \\ & + \frac{\dot{\epsilon}_2 \gamma_{1,\infty}}{\dot{\epsilon}_1 \gamma_{2,\infty}} \left[\text{cth}(\gamma_{2,\infty} \Delta z_2) - \frac{[\text{csh}(\gamma_{2,\infty} \Delta z_2)]^2}{\text{cth}(\gamma_{2,\infty} \Delta z_2) + \frac{\dot{\epsilon}_3 \gamma_{2,\infty}}{\dot{\epsilon}_2 \gamma_{3,\infty}} \text{cth}(\gamma_{3,\infty} \Delta z_3)} \right]^{-1}. \quad (3.34) \end{aligned}$$

Для нескінченного по r шаруватого діелектрика можна було б отримати подальше продовження цих «сходів»:

$$E_r(r', z_{i+1}) = E_r(r', z_i) \cosh(\gamma_i \Delta z_i) \left\{ \cosh(\gamma_i \Delta z_i) + \frac{\dot{\epsilon}_{i+1} \gamma_i}{\dot{\epsilon}_i \gamma_{i+1}} \left[\cosh(\gamma_{i+1} \Delta z_{i+1}) - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{\cosh^2(\gamma_{i+1} \Delta z_{i+1})}{\cosh(\gamma_{i+1} \Delta z_{i+1}) + \frac{\dot{\epsilon}_{i+2} \gamma_{i+1}}{\dot{\epsilon}_{i+1} \gamma_{i+2}} \left[\cosh(\gamma_{i+2} \Delta z_{i+2}) - \frac{\cosh^2(\gamma_{i+2} \Delta z_{i+2})}{\cosh(\gamma_{i+2} \Delta z_{i+2}) + \frac{\dot{\epsilon}_{i+3} \gamma_{i+2}}{\dot{\epsilon}_{i+2} \gamma_{i+3}} [\dots] \right]} \right] \right\}^{-1}. \quad (3.35)$$

Тут опущено другий індекс при γ , тому що вираз справедливий для будь-якої регулярної структури.

Як видно, в сходовій структурі другого доданка знаменника не менше двох разів повторюються однакові елементи. У реальних РВП при зміні бічних границь аналогічна процедура призведе до більш складного результату.

На нерегулярних ділянках процедура буде значно складніша. Прирівнювання полів на границях при зміні радіальних розмірів областей не призведе до рівняння виду (3.30). Наприклад, для структури РВП, що зображена на рис. 3.1 в, прирівнюємо поле над і під границею $z = z_3$, маємо:

$$-j\omega\epsilon_0\dot{\epsilon}_3 \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{J_1(kr)J_1(kr')r'}{\gamma_{3,\infty}} \cosh(\gamma_{3,\infty}\Delta z_3) E_r(r', z_3) dk dr' = \\ = -j\omega\epsilon_0\dot{\epsilon}_2 \int_0^{R_3} \sum_{n=1}^\infty \frac{2\pi}{\lambda_n^c(kc)^2} \frac{\partial}{\partial r} (\chi_n^c(r)) \frac{\partial}{\partial r'} (\chi_n^c(r')) \frac{r'}{\gamma_{2,n}} \times \\ \times [E_r(r', z_3) \cosh(\gamma_{2,n}\Delta z_2) - E_r(r', z_2) \cosh(\gamma_{2,n}\Delta z_2)] dr'. \quad (3.36)$$

Очевидно, що інтегрування по радіусу в лівій частині можна обмежити інтервалом $[0, R_3]$, оскільки на металі $E_\tau = 0$. Це дозволить виключити одне інтегрування, але прирівнювання полів на границях при зміні їх геометрії не приведе до простого тригонометричного рівняння виду (3.30). Враховуємо (3.36) для підінтегральних виражень одержуємо:

$$\begin{aligned}
 E_r(r', z_3) \dot{\epsilon}_3 \int_0^\infty \frac{\frac{\partial}{\partial r}(\chi^{\text{III}}(r)) \frac{\partial}{\partial r'}(\chi^{\text{III}}(r'))}{\lambda_\infty^{\text{III}} (k_\infty^{\text{III}})^2 \gamma_\infty^{\text{III}}} \text{cth}(\gamma_\infty^{\text{III}} \Delta z_3) r' dk^{\text{III}} = \\
 = E_r(r', z_2) \dot{\epsilon}_2 \sum_{n=1}^\infty \frac{\frac{\partial}{\partial r}(\chi^{\text{II}}(r)) \frac{\partial}{\partial r'}(\chi^{\text{II}}(r'))}{\lambda_n^{\text{II}} (k_n^{\text{II}})^2 \gamma_n^{\text{II}}} \text{csh}(\gamma_n^{\text{II}} \Delta z_2) - \\
 - E_r(r', z_3) \dot{\epsilon}_2 \sum_{n=1}^\infty \frac{\frac{\partial}{\partial r}(\chi^{\text{II}}(r)) \frac{\partial}{\partial r'}(\chi^{\text{II}}(r'))}{\lambda_n^{\text{II}} (k_n^{\text{II}})^2 \gamma_n^{\text{II}}} \text{cth}(\gamma_n^{\text{II}} \Delta z_2). \quad (3.37)
 \end{aligned}$$

У цьому рівнянні змінені верхні індекси, тут і надалі вони вказують на приналежність до області, номер рахунку яких йде від низу до верху в відповідно до порядкового номера області Δz_i .

Позначимо інтеграл в лівій частині як $S_3(r, r')$, суми в правій – як $S_1(r, r')$ і $S_2(r, r')$, і отримаємо:

$$E_r(r', z_3) [\dot{\epsilon}_2 S_2(r, r') + \dot{\epsilon}_3 S_3(r, r')] = E_r(r', z_2) \dot{\epsilon}_2 S_1(r, r'). \quad (3.38)$$

Змінна r' , тут збережена, так як по ній йде інтегрування при обчислення розподілу поля, на відміну від змінної z' , яка з'являється лише в кінцевому вираженні, наприклад, в (3.23). Далі можливе продовження

строного рішення. В цьому випадку необхідно відновити (3.38) до інтегрального рівняння. Другий, спрощений варіант використовує процедуру, аналогічну описаній вище.

Спрощена процедура дозволяє отримати наближене рішення в разі слабких нерегулярностей – в тих випадках, при яких перші, найбільш значущі власні функції, змінюються незначно.

Переходимо до границі $z = z_2$ (рис. 3.1 в), одержуємо рівняння у вигляді:

$$\begin{aligned}
 E_r(r', z_2) \dot{\epsilon}_2 & \left[\sum_{n=1}^{\infty} \frac{\frac{\partial}{\partial r}(\chi^{\text{II}}(r)) \frac{\partial}{\partial r'}(\chi^{\text{II}}(r'))}{\lambda_n^{\text{II}} (k_n^{\text{II}})^2 \gamma_n^{\text{II}}} \text{cth}(\gamma_n^{\text{II}} \Delta z_2) - \frac{\dot{\epsilon}_2 S_2^2(r, r')}{\dot{\epsilon}_2 S_1(r, r') + \dot{\epsilon}_3 S_3(r, r')} \right] = \\
 & = E_r(r', z_1) \dot{\epsilon}_1 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\frac{\partial}{\partial r}(\chi^{\text{I}}(r)) \frac{\partial}{\partial r'}(\chi^{\text{I}}(r'))}{\lambda_n^{\text{I}} (k_n^{\text{I}})^2 \gamma_n^{\text{I}}} \text{csh}(\gamma_n^{\text{I}} \Delta z_1) - \\
 & - E_r(r', z_2) \dot{\epsilon}_1 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\frac{\partial}{\partial r}(\chi^{\text{I}}(r)) \frac{\partial}{\partial r'}(\chi^{\text{I}}(r'))}{\lambda_n^{\text{I}} (k_n^{\text{I}})^2 \gamma_n^{\text{I}}} \text{cth}(\gamma_n^{\text{I}} \Delta z_1). \quad (3.39)
 \end{aligned}$$

В цьому випадку вираз для $E_r(r, z_{i+1})$, на відміну від (3.35), буде містити суми виду аналогічного, як у виразі (3.38). При отриманні цього виразу також як і при переході від (3.36) до (3.37) використовувалося те, що перетин поля $E_r(r', z_2)$, що визначаємо, перекриває перетин поля, через яке воно визначається $E_r(r', z_1)$. Обґрунтованість цього переходу, а також зворотний випадок збільшення радіусів розглядається нижче, при аналізі математичної моделі РВП. А тут зауважимо, що всередині цих сум будуть

повторюватися обчислення для радіальних і осьових компонент функцій Гріна.

Явне вираження $E_r(r', z_2)$ через $E_r(r', z_1)$ на підставі (3.39) через його громіздкість тут наводити не будемо. Остаточне уявлення про структуру сходового вираження для цього випадку буде також дано нижче, при аналізі моделі РВП із застосуванням спрощеної системи запису змінних і їх індексації.

Методика цього підпункту дозволяє дійти до низу РВП, і, прирівнявши на підставі граничної умови $E_r = 0$ джерело в останньому рівнянні, отримати рівняння в цілому. Наприклад, для всіх РВП рис. 3.1 $E_r(r, z_1) = 0$. При цьому в якості проміжного результату буде розподіл поля $E_r(r, z_2) \neq 0$, яке в цьому випадку виражається своїми гармоніками по хвильовим числам k_n^I .

Однак в загальному випадку необхідно користуватися строгим рішенням інтегрального рівняння.

3.9 Інтегральне рівняння віртуальних джерел

Відновлюючи опущені викладки для (3.38), отримаємо інтегральний вираз для розподілу радіальної компоненти електричного поля – $E_r(z_1, r)$ в перетині відкритого коаксіального сенсора (ВКС) у вигляді апертури на плоскому екрані:

$$\int_{R_1}^{R_2} E_r(z_1, r') [\dot{\epsilon}_2 \dot{S}_3(r, r') + \dot{\epsilon}_1 \dot{S}_2(r, r')] r' dr' = \dot{\epsilon}_1 \int_{R_1}^{R_2} E_r(z_0, r') \dot{S}_1(r, r') r' dr' . \quad (3.40)$$

При використанні цього виразу ступінь наближення кінцевих результатів буде визначатися тільки точністю евристичного вибору розподілу в площині заданого поля. Для отримання точного рішення необхідно

продовжити процедуру «зшивання» полів на границях зміни перетинів резонатора нижче площини заданого поля аж до закорочувальної стінки індуктивної частини.

Розглянемо найпростіший випадок. Вважаємо зразок однорідним і нескінченним, а нижче z_0 буде розташована індуктивна частина резонатора довжиною Δz_L , у якій перетин і заповнення буде таке ж, як і на ділянці Δz_1 , і яка закінчується плоскою стінкою, що проводить (рис. 3.3).

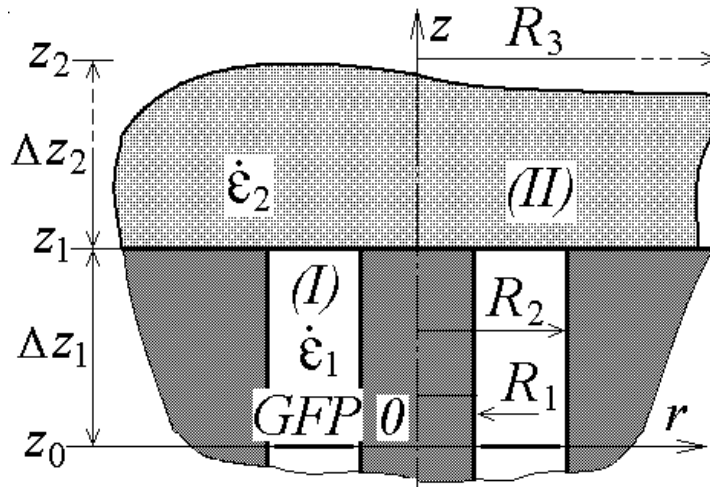


Рисунок 3.3 – Геометрична схема ВКС при вимірюванні багатошарових зразків

Записуючи магнітне поле над і під перетином $z = z_0$ - $H_\varphi(z_0 + 0, r)$, $H_\varphi(z_0 - 0, r)$, і прирівнюючи ці вирази, отримаємо строге рівняння для $E_r(z_1, r')$:

$$\int_{R_1}^{R_2} E_r(z_1, r') [\dot{\epsilon}_2 \dot{S}_3(r, r') + \dot{\epsilon}_1 \dot{S}_2(r, r') - \dot{\epsilon}_1 \dot{S}_4(r, r')] r' dr' = 0, \quad (3.41)$$

$$\text{де } \dot{S}_4 = 2\pi \sum_n \frac{\cosh^2(\gamma_n^c \Delta z_1)}{\eta_n^c (k_n^c)^2 \gamma_n^c [\text{cth}(\gamma_n^c \Delta z_1) + \text{cth}(\gamma_n^c \Delta z_L)]} \frac{\partial}{\partial r} (\chi_n^c(r)) \frac{\partial}{\partial r'} (\chi_n^c(r')).$$

Нетривіальне рішення дає розподіл $E_r(z_1, r')$ для заданої частоти ω .

При зміні розмірів перетинів в індуктивній частини резонатора дана процедура зберігається, але суми, аналогічні $\dot{S}_4$, стають суттєво більш громіздкими.

3.10 Загальне рішення інтегрального рівняння

Алгебраїзацію (3.40) можна провести шляхом подання $E_r(z_1, r')$ у вигляді розкладання по ортонормованому базису функцій $\frac{\partial}{\partial r}(\chi_n^c(r))(\eta_n^c)^{-\frac{1}{2}}$ з коефіцієнтами e_n . У цій же системі необхідно представити і $\dot{S}_3(r, r')$, де кожен з її аргументів r і r' змінюються в інтервалах $[R_1, R_2]$. Результат обчислень представлений матрицею коефіцієнтів $a_{m,n}$. В даному випадку нумерація коефіцієнтів $a_{m,n}$ відповідає нумерації функцій базису. На фізичному рівні цей процес відповідає трансформації гармонік поля в коаксіальній лінії в хвилі вільного простору. Суми $\dot{S}_1(r, r')$ і $\dot{S}_2(r, r')$ в (2.40) спочатку представлені функціями базису. Тому визначення коефіцієнтів для них додаткових обчислень не потребує. Сума $\dot{S}_1(r, r')$ в системі алгебраїчних рівнянь трансформується в матрицю-стовпець d_m . Сума $\dot{S}_2(r, r')$ – в діагональну матрицю $b_{m,n}$. У ній в разі $n \neq m$ коефіцієнти дорівнюють нулю із-за ортогональності функцій базису.

Таким чином, після підстановок і інтегрування в (3.40) отримуємо систему алгебраїчних рівнянь щодо e_n виду:

$$e_n(a_{m,n} + b_{m,n}) = u_m d_m, \quad (3.42)$$

де u_m – коефіцієнти розкладання $E_r(z_0, r')$ по базису циліндричних функцій.

Так як вище було прийнято, що $E_r(z_0, r) = U_0 r^{-1}$, то у вільному стовпці матиме нульове значення тільки перший елемент.

Розрахунок значень e_n в (3.42) дасть розподіл складових джерела $E_r(z_1, r')$ в площині апертури.

3.11 Обґрунтування спрощень задачі і нормування рішення

При розрахунку реальних вимірювачів строгий підхід буде надлишковий, так як практичний інтерес представляє зсув резонансної частоти і зміна добротності при внесенні зразка. Тому для розрахунку їх параметрів при $R_2 \ll \lambda$, в широкому діапазоні частот можна обмежитися розрахунком зв'язку змін еквівалентної ємності апертури $\Delta \dot{C}_a$ з параметрами зразка. Для цього достатньо скористатися наближенням заданого поля (НЗП) і виразом (3.41).

При роботі на TEM моді критерієм допустимості НЗП є співвідношення просторових гармонік в розподілі $E_r(z_1, r')$. Оцінка їх вкладів при обраному положенні площині заданого поля (Given Field Plane - GFP) і при суттєвому збільшенні довжини коаксіальної ділянки (Δz_1 на рис. 3.3), дозволить оцінити похибку розрахунку і уточнити параметри конструкції. Початковий розподіл – $E_r(z_0, r)$ в GFP можна задати у вигляді:

$$E_r(z_0, r) = U_0 r^{-1}, \quad (3.43)$$

де U_0 – довільна напруга.

Ця напруга пов'язана з реальною напругою між утворюючими коаксіальної лінії U_K як:

$$U_0 = \ln^{-1}(R_2 / R_1) U_K.$$

Обґрунтуванням використання наближення буде порівняння результатів розрахунку розподілу $E_r^{(a)}(z_1, r)$ з евристичним його завданням у вигляді $E_r^{(e)}(z_1, r) = U_0 r^{-1}$. При такому завданні довільну напругу U_0 доцільно пов'язати з напругою між провідниками коаксіальної лінії – U_a співвідношенням, аналогічним зазначеному вище:

$$U_a = U_0 \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right).$$

При подальших розрахунках використовуємо наступні значення параметрів: частота зондувального поля – $f_0 = 10^{10}$ Гц, відносна діелектрична проникність матеріалу заповнення лінії підведення – $\epsilon_c = 1 - i0,0001$, зовнішній радіус апертури – $R_2 = 2$ мм, внутрішній радіус (R_1) буде присутній в якості параметра. Для розрахунку тут $\epsilon_1 = 5 - i0,0005$. Результат розрахунку представлено на рис. 3.4.

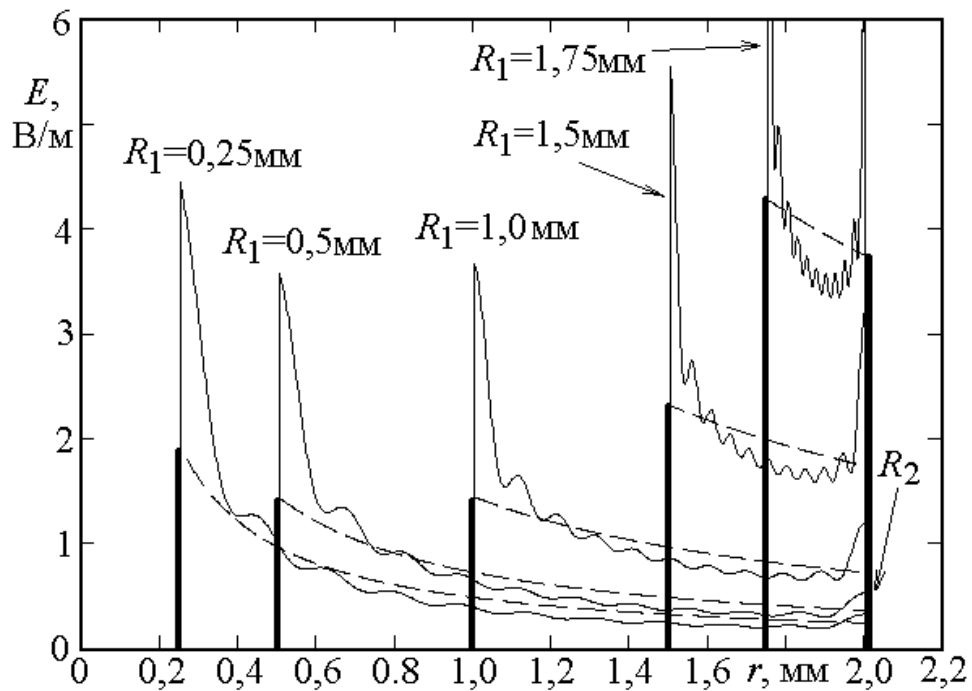


Рисунок 3.4 – Порівняння розподілів $E_r(z_1, r)$

Не зупиняючись на особливостях аналітичного уявлення і обчислювальних аспектах задачі, представимо результати порівняння розрахунку розподілу поля $E_r^{(a)}(z_1, r)$ і $E_r^{(e)}$ за умови, що напруга між провідниками лінії є $U_a = 1$ мВ.

Поведінка $E_r^{(e)}$ показано на рисунку штриховими лініями. Вертикальні жирні лінії відповідають положенню границь апертури для кожного значення R_1 і значення R_2 . Відносна діелектрична проникність зразка – $\epsilon_1 = 5 - i0,0005$.

Число власних функцій розкладання $E_r^{(a)}$ (суцільні лінії) вибрано так, щоб можна було оцінити особливості біля границь, процес формування і підсумкове положення. Потрібно відзначити, що при строгому розрахунку на границях апертури поле йде в нескінченність, тому що присутній злам твірних в перерізі z_{0r} (рис. 3.3). Обмеження пов'язане з обмеженням числа базисних функцій. В цілому це не обмежує точність тому, що в даному випадку ми маємо справу з розривом першого роду.

Спільність результатам може надати їх нормування. У подібних задачах нормують всі розміри до довжини хвилі у вільному просторі λ_0 . У даному випадку ще можна нормувати діелектричну проникність зразків до проникності діелектрика на виході коаксіальної лінії і, відповідно, в ньому ж вибрати нормувальну довжину хвилі. Але при поширенні рішення на всю область резонатора, включаючи області введення/виведення енергії, поршень і інші, це створить незручності.

Нормування розмірів до λ_0 потребує незначних змін у виразах $H_\varphi(z, r)$. Необхідно ввести співмножник λ_0 , постійна поширення у вільному просторі дорівнює $k_0 = 2\pi$, а значення коренів рівняння (3.40) приймуть універсальний характер. При заданому R_1/R_2 значення коренів k_n^c обернено пропорційні R_2 , і в першому наближенні обернено пропорційно

нормованій величині різниці радіусів апертури – $\Delta R = (R_2 - R_1)/\lambda_0$. При $R_1/R_2 \rightarrow 1$ і $\Delta R \rightarrow 0$ функції Бесселя прагнуть до своїх асимптот, і, відповідно, в асимптотичному випадку $\tilde{k}_n^c \approx n\pi/\Delta R$. На рис.3.5 представлені залежності $\Delta k_n^c = k_n^c / \tilde{k}_n^c$ для перших $n=1...3$ при зміні відношення R_1/R_2 .

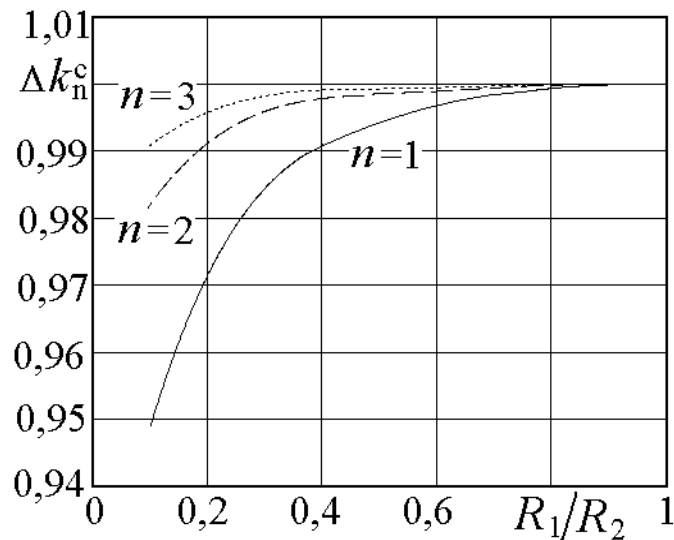


Рисунок 3.5 – Асимптотичне наближення коренів власних функцій коаксіальної лінії

Подальші розрахунки показали, що з точністю до масштабу при $R_1/R_2 > 0,1$ форма кривих (рис. 3.5) для довільних значень n досить добре співпадає.

Строге рішення задачі визначення поля в апертурі є основою для подальшого визначення функції перетворення відкритого коаксіального сенсора, і далі зв'язку зміни резонансної частоти і добротності вимірювального резонатора з параметрами досліджуваного зразка. Представлену методику можна поширити для вирішення широкого класу вісесиметричних сенсорів.

Відомості про нормування узагальнюють результати і корисні для аналізу на якісному рівні при виборі конструкцій сенсорів.

3.12 Використання наближення заданого поля та представлення коаксіальної вимірювальної апертури зосередженими елементами

Відповідно до результатів попереднього підрозділу, розподіл радіальної компоненти електричного поля E_r в площині малої апертури ($R_2 \ll \lambda$) суттєво відрізняється від поля в підвідній лінії $E_r^{(e)}$ тільки біля границь апертури. Висока концентрація радіальної і осьової (E_z) компонент електричного поля на ребрі впливає на розрахункове значення еквівалентної ємності апертури $\dot{C}_a$, але якісну картину розподілу компонент поля змінить не суттєво. Тоді при однорідному зразку зі значенням комплексної діелектричної проникності $\dot{\epsilon}_1$ і $E_r(z_1, r) = U_0 r^{-1}$ В/м вираження для E_z , E_r і H_ϕ спрощуються до інтегралів по хвильовим числам $0 < \kappa < \infty$:

$$H_\phi(r, z) = -j\omega\epsilon_0\dot{\epsilon}_1 U_0 \int_0^\infty \frac{[J_1(\kappa R_1) - J_1(\kappa R_2)]J_1(\kappa r)\exp[-\gamma_1(z - z_1)]}{\gamma_1} d\kappa, \quad (3.44)$$

$$E_r(r, z) = -U_0 \int_0^\infty [J_1(\kappa R_1) - J_1(\kappa R_2)]J_1(\kappa r)\exp[-\gamma_1(z - z_1)] d\kappa, \quad (3.45)$$

$$E_z(r, z) = U_0 \int_0^\infty \frac{[J_1(\kappa R_1) - J_0(\kappa R_2)]J_1(\kappa r)\exp[\gamma_1(z_1 - z)]}{\gamma_1} \kappa d\kappa, \quad (3.46)$$

де J_0 і J_1 – функції Бесселя;

ω – кругова частота зондуючого поля;

$\gamma_1 = \sqrt{\kappa^2 - \dot{\epsilon}_1 k_0^2}$ – стала поширення;

ϵ_0 – діелектрична стала;

k_0 – стала поширення у вакуумі.

Подальші спрощення стосуються представлення результатів функціонування даного виду сенсорів.

Обґрунтуванням представлення властивостей ВКС в РВП як властивостей зосередженого елемента є наступне. На практиці, в реальних ВКС ділянки Δz_1 (рис. 3.3) представляють собою тонкі коаксіальні лінії ($\lambda/4 > R_2$) [68, 72]. Це дозволяє не тільки використовувати (3.44) - (3.46), а й представити властивості електродинамічних пристроїв вище і нижче z_1 як властивості зосереджених елементів. Зокрема ВКС зручно представити у вигляді зосередженої ємності C_p . Для цього за допомогою (3.44) визначається $H_\varphi(r, z_1)$ і обчислюється імпеданс в цьому перерізі [40]. Потім на підставі співвідношень для довгих ліній можна обчислити значення еквівалентної ємності апертури $\dot{C}_a$.

Очевидно, що найбільш близьким за параметрами до малої КВА є конденсатор. Визначення еквівалентної ємності апертури можна провести на підставі методу вектора Пойнтінга [73]. В основі методу лежить представлення про величину комплексного значення середньої за період потужності, що проходить крізь деякий перетин лінії передачі $\dot{P}_{пр}(z_0)$ або області РВП ($z = z_0$ рис.3.3). Для РВП, що працює на основний моді, маємо:

$$\dot{P}_{пр}(z_0) = 2\pi \int_{R_1}^{R_2} \dot{E}_r(z_0, r') \dot{H}_\varphi(z_0, r') r' dr'. \quad (3.47)$$

В окремому випадку положення площини z_0 може співпадати з площиною z_1 . Значення $\dot{H}_\varphi(z_0, r')$ у всіх випадках можна обчислити відповідно до методики попереднього підпункту, а в якості початкового розподілу джерела може бути взята компонента $\dot{E}_r(z_0, r') = U_0 \cdot r^{-1}$.

Еквівалентне значення потужності обчислюється як середня потужність, що спожита елементом електричного кола з зосередженими параметрами. При комплексних значеннях амплітуд напруги в деякому

перетині коаксіалу $\dot{U}_k$, струму $\dot{I}$ і опору елемента $\dot{X}$, для окремого випадку, коли елементом є комплексна ємність $\dot{C}_0$, маємо:

$$\dot{P}_c = 0,5 \cdot \dot{U} \cdot \dot{I} = \frac{\dot{U}_k^2}{2 \cdot \dot{X}} = i \cdot 0,5 \omega \dot{C}_0 \dot{U}_k^2 = i \cdot 0,5 \omega \dot{C}_0 \cdot \left[\int_{R_1}^{R_2} \dot{E}_r(z_0, r') dr' \right]^2. \quad (3.48)$$

Тут індекс «0» при C позначає, що її значення обчислюється в перетині $z = z_0$ (рис.3.3)

Прирівнюючи (3.47) і (3.44) можна отримати значення $\dot{C}_0$ для загального випадку розподілу $\dot{E}_r(r', z_0)$:

$$\dot{C}_0 = \frac{-i4\pi}{\omega} \left[\int_{R_1}^{R_2} \dot{E}_r(z_0, r') dr' \right]^{-2} \times \int_{R_1}^{R_2} \dot{E}_r(z_0, r') \dot{H}_\varphi(z_0, r') r' dr'. \quad (3.49)$$

Якщо обмежитися випадком $\dot{E}_r(z_0, r) = U_0 \cdot r^{-1}$ – ТЕМ модою коаксіалу (або $m = 0$ в областях РВП), і визначити U_k як дійсну величину через U_0 , то вираз для $\dot{C}_0$ суттєво спроститься. Опускаючи нескладні викладки для ємності в площині заданого поля $\dot{C}_1$, в цьому випадку отримуємо:

$$\dot{C}_1 = \frac{-i4\pi}{\omega U_0 \ln^2(R_2/R_1)} \int_{R_1}^{R_2} \dot{H}_\varphi(z_0, r') r' dr'. \quad (3.50)$$

Але далі необхідно буде визначити і забезпечити умови отримання необхідної точності рішення при такому спрощенні. Таким чином, формулюється ще одна проміжна задача даного дослідження.

Ще одним результатом є те, що до набору елементів рішення параметричного рівняння додається інтегрування відповідно до (3.50). Це ускладнює структуру виразів і відповідно обчислювальну процедуру. Скорочення обчислювальної процедури тут можливо тільки в конкретних окремих випадках за допомогою аналітичних перетворень, а для зменшення часу розрахунків потрібно більше уваги приділяти ефективності програм.

4 АНАЛІЗ МОДЕЛІ КОАКСІАЛЬНОГО СЕНСОРА

4.1 Аналіз процедури обчислення компонент електромагнітного поля

Для оцінки поведінки компонент ЕМП в робочій області РВП спочатку розглянемо найбільш простий варіант КВА (рис. 3.1а).

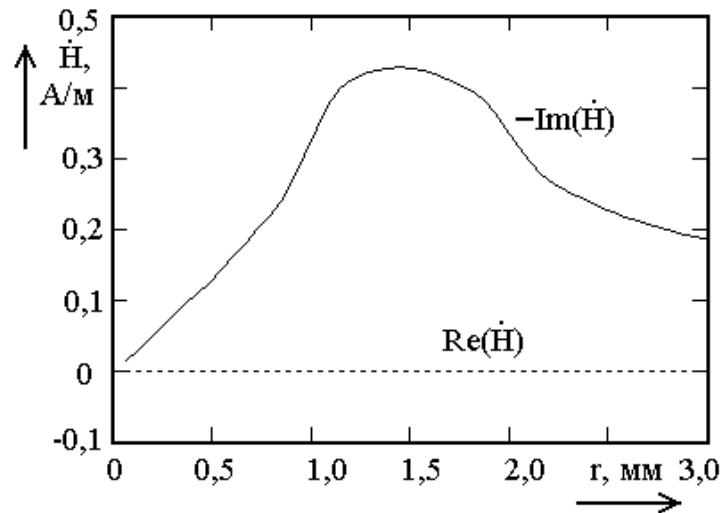


Рисунок 4.1 Розподіл поля H_ϕ на виході коаксіалу

Оскільки імпеданс КВА носить ємнісний характер, то магнітна компонента зсунута по фазі на кут близький до -90° щодо електричної. Відразу можна відзначити плавність зміни $\text{Im}(H_\phi(r))$ при $r = R_1$ і $r = R_2$. Це є наслідком безперервності електричного струму на краях апертури. Напруженість поля задана як $\vec{E} = \vec{r}_0 U_0 \cdot r^{-1}$, і її відновлення згідно (3.45) підтверджує це (рис. 4.2).

Вплив кількості членів ряду очевидний. Відмінність від ідеальності полягає в збільшенні поля в другому випадку при $r \approx 5$ мм (рис. 4.2 б).

Електричний струм і електрична напруга не можуть змінитися стрибком. Тому виникає осьова компонента $\vec{E}$, яка обумовлює плавність зміни $\text{Im}(H_\phi(r))$. Це підтверджують розрахунки розподілу осьової компоненти електричного поля в площині екрану (рис. 4.3).

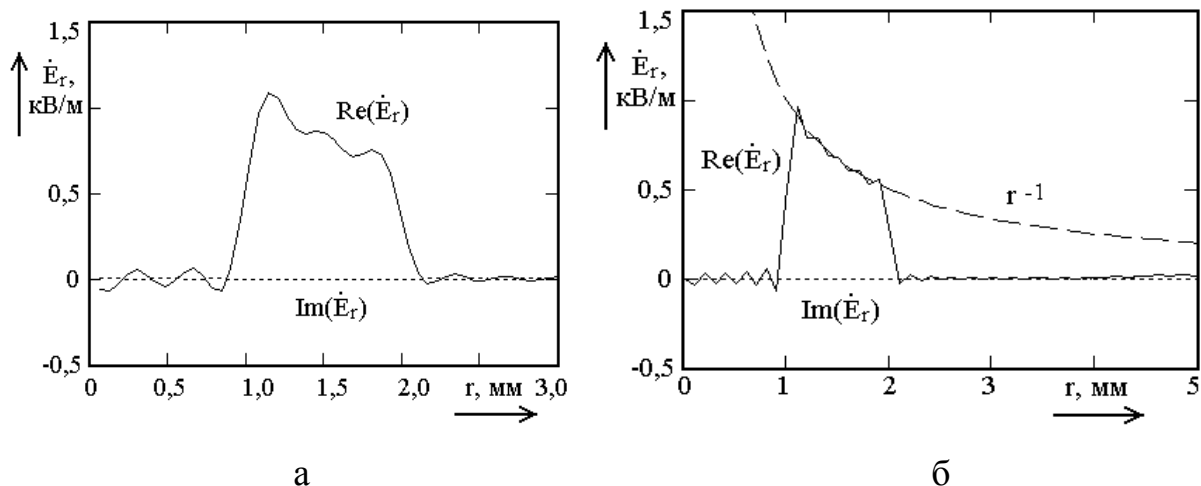


Рисунок 4.2 – Розрахункові значення E_r при кількості членів ряду розкладання $N = 7$ (а) і $N = 17$ (б)

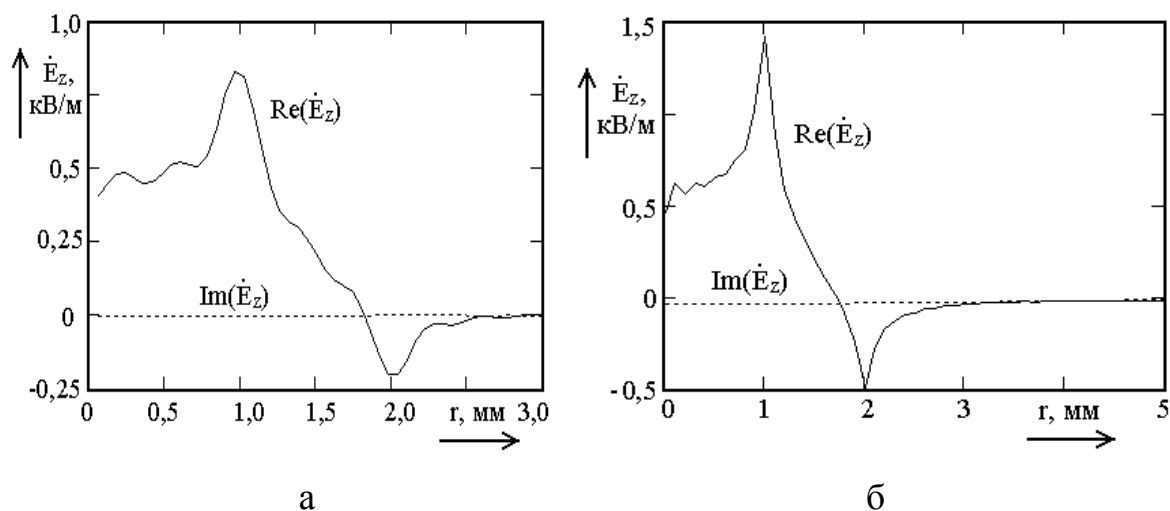
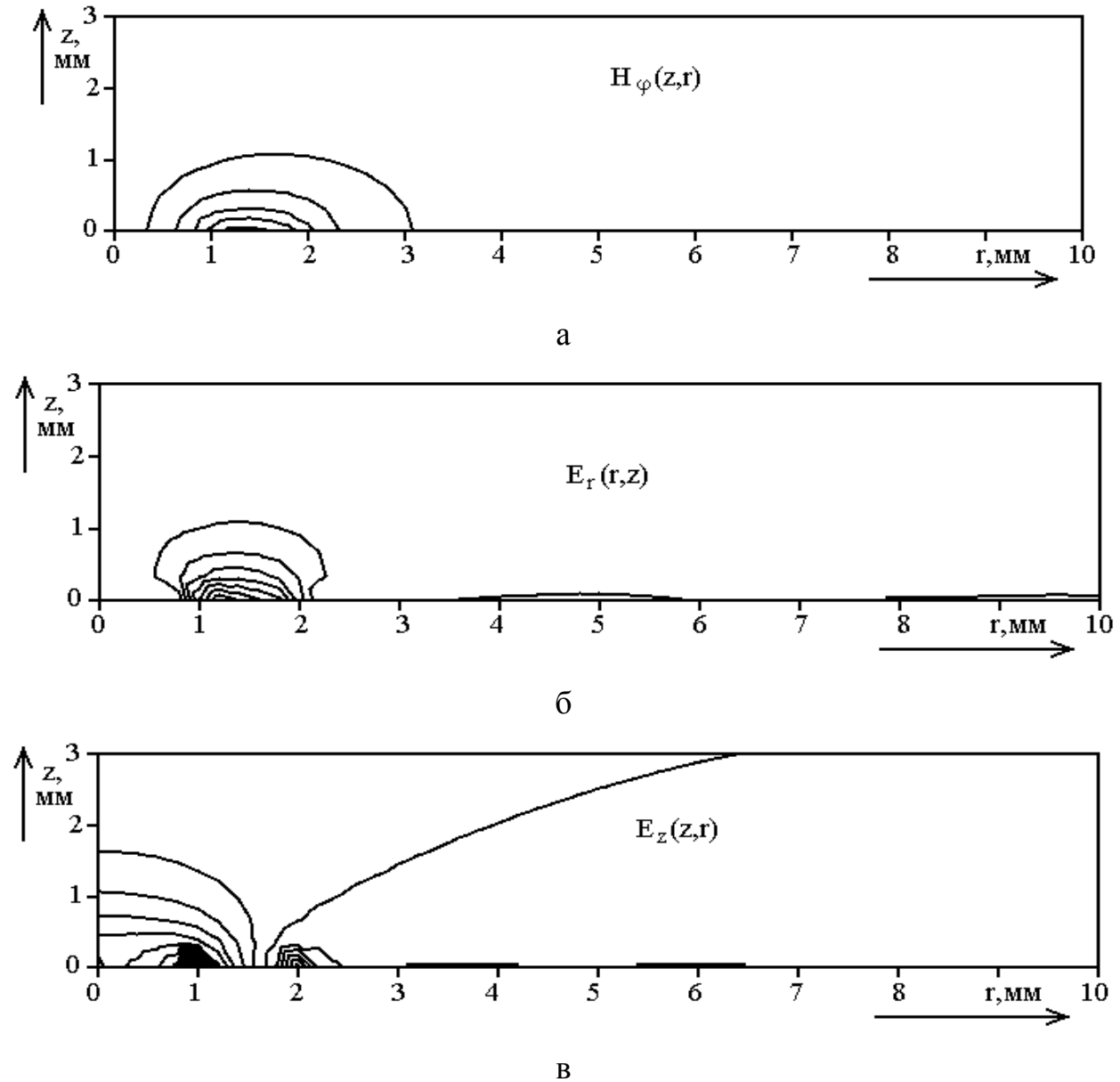


Рисунок 4.3 – Розрахункові значення E_z при кількості членів ряду розкладання $N = 7$ (а) і $N = 17$ (б)

Рис. 4.3 показує сильну концентрацію поля на краях апертури. При дослідженнях біологічних об'єктів така нерівномірність поля може привести до появи похибки, що обумовлена властивостями біоматеріалу. Тому необхідна наявність деякого зазору, яким може бути дещо діелектричної кювети.

Причину відмінності від нуля E_r при $r_{\max} \approx 5$ мм розглянемо докладніше. На рис.4.4 представлено розташування рівнів рівної інтенсивності.



(а) – $H_\varphi(z,r)$; (б) – $E_r(z,r)$; (в) – $E_z(z,r)$

Рисунок 4.4 – Інтенсивність компонент ЕМП над екраном

Таким чином, дані розрахунки показали дві якісні відмінності отриманих розподілів від «ідеальних». По-перше, згідно з рис.4.2-4.3, інтенсивність осьової і радіальної компонент електричного поля має

однаковий порядок. Оскільки електрична ємність пристрою визначається загальним електричним полем, а в розрахунках ємності КВА, згідно (3.49), (3.50) враховується тільки радіальна компонента, то розрахунок еквівалентної ємності в площині КВА при положенні площині заданого поля в площині екрану не може бути коректним. І при будь-якій зміні радіусів окремих областей РВП, при якій виникає осьова компонента $\vec{E}$, в методиці теоретичного градування необхідно враховувати цю обставину.

По-друге, відмінність інтенсивності $\vec{E}$ при $r > R_2$ показує наявність хвильового процесу на відстанях значно більше розмірів КВА. Це також обумовлює похибку теоретичного градування. Нижче це явище і його вплив буде розглянуто більш докладно.

4.2 Розрахунок просторового розподілу компонент електромагнітного поля

Подальші розрахунки показали, що розподіли полів E і H над плоским екраном і в кюветі (рис.3.1 в) при $R_3 > 2R_2$ слабо відрізняється. Тому при якісному аналізі будемо користуватися обома конфігураціями.

Просторовий розподіл компонент ЕМП в робочій області КВА дає наочне уявлення про взаємодію поля зі зразком.

Розподіл H_φ у відкритому зразку (рис. 3.3) показано на рис.4.5.

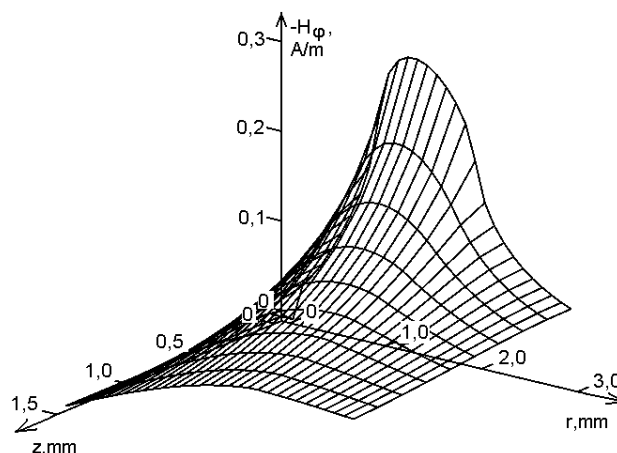


Рисунок 4.5 – Розподіл H_φ у відкритому зразку

Далі покажемо $E_r(z, r)$ і $E_z(z, r)$ (рис.4.6 а, б).

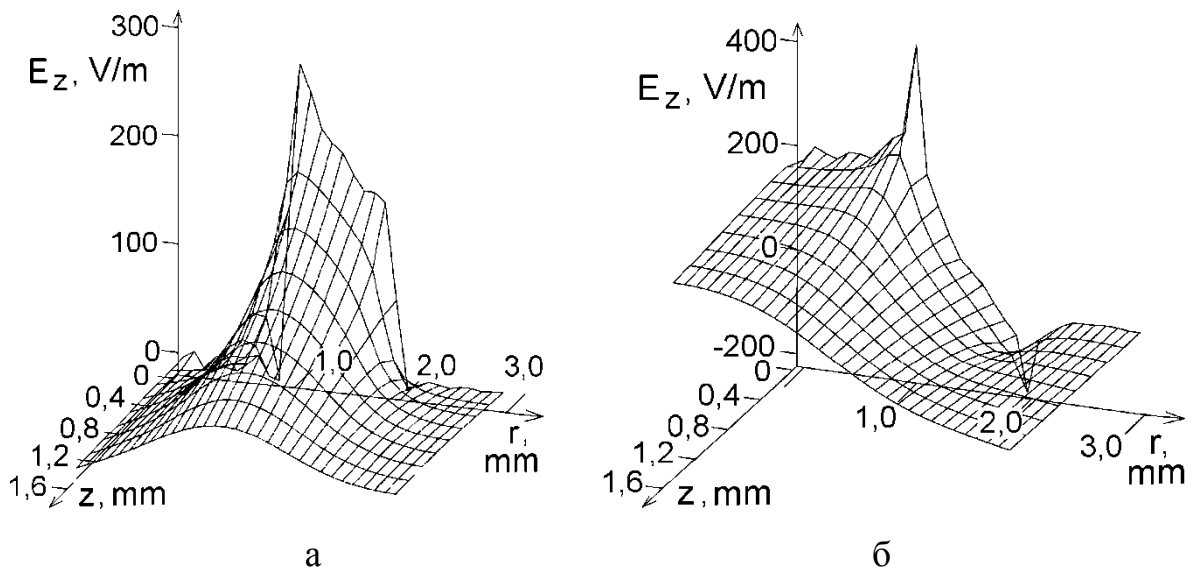


Рисунок 4.6 – Розподіл компонент електричного поля

На рис.4.7 представлені розподіли компонент ЕМП при $R_2 = 2$ мм і $R_1 = 1,75$ мм і $\epsilon_1 = 1 - i0,0001$.

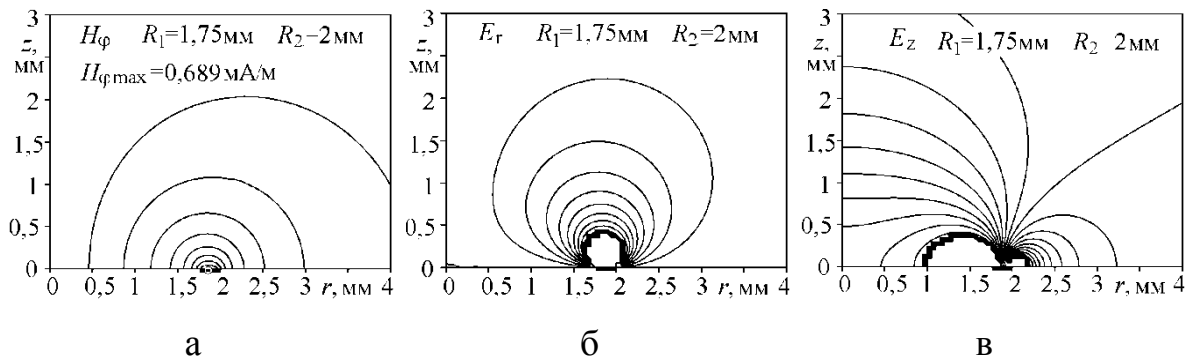


Рисунок 4.7 – Інтенсивність компонент ЕМП над площиною екрану при $R_1 = 1,75$ мм: а – $H_\phi(z, r)$; б – $E_r(z, r)$; в – $E_z(z, r)$

На осі абсцис показано положення апертури. При заданому значенні U_a інтенсивність поля в цих випадках буде різною. Тому для порівняння показані максимальні значення напруженості магнітного поля в площині апертури.

На рис.4.8 представлені екіпотенціальні лінії розподілу компонент ЕМП при $R_2 = 2 \text{ мм}$ і $R_1 = 1,0 \text{ мм}$ і $\epsilon_1 = 1 - i0,0001$.

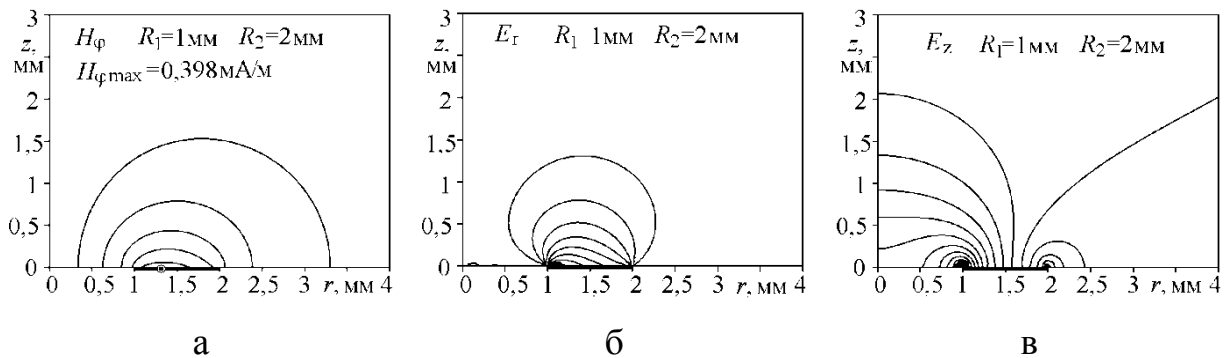


Рисунок 4.8 – Інтенсивність компонент ЕМП над площиною екрану при $R_1 = 1,0 \text{ мм}$: а – $H_\phi(z, r)$; б – $E_r(z, r)$; в – $E_z(z, r)$

На рис.4.9 представлені екіпотенціальна лінії розподілу компонент ЕМП при $R_2 = 2 \text{ мм}$ і $R_1 = 0,25 \text{ мм}$, і $\epsilon_1 = 1 - i0,0001$.

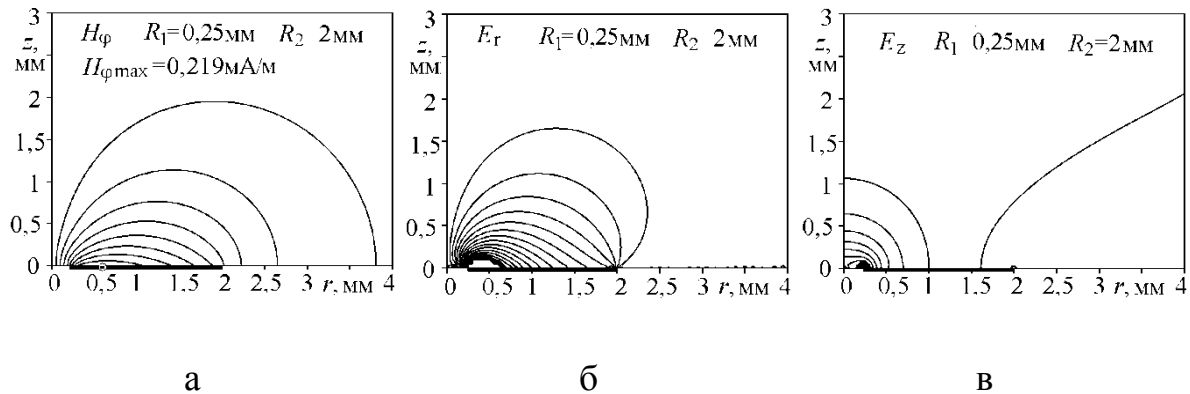


Рисунок 4.9 – Інтенсивність компонент ЕМП над площиною екрану при $R_1 = 0,25 \text{ мм}$: а – $H_\phi(z, r)$; б – $E_r(z, r)$; в – $E_z(z, r)$

Тут необхідно врахувати, що зроблене наближення не дозволяє оцінити поведінку E_r поблизу границь апертури. Але в центральній частині апертури вплив граничних умов на ребрі слабшає. У ній екіпотенціальні поверхні опускаються під площину апертури, що особливо наочно на рис.4.9.б. Це вказує на те, що силові лінії електричного поля, що беруть початок на торці

центрального провідника, замикаються на бічну поверхню зовнішнього провідника коаксіальної лінії. При цьому зв'язок зі зразком зменшується. Тому зменшення радіуса центрального стрижня пропорційно збільшує роздільну здатність в радіальному напрямку. Але в цьому випадку поле менш глибоко проникає в досліджуваний зразок. Проникнення вглиб зразка порівняно з розміром торця центрального провідника. У ряді випадків це може сприяти збільшенню отриманої інформації при дослідженні поверхні зразків. Крім того, переміщення поля під площину апертури сприяє зменшенню втрат на випромінювання. Це та інші питання, пов'язані з інтегральними параметрами сенсорів, будуть розглянуті далі.

4.3 Аналіз компонент поля в коаксіальній ділянці

Строге рішення інтегрального рівняння (3.40) передбачає врахування поля в коаксіальній лінії підведення. Не менш важливою ця інформація є і для обґрунтування показаних вище наближень.

В якості вихідних значень для чисельного прикладу обрано такі: $R_1 = 1$ мм, $R_2 = 2$ мм, $f_0 = 6$ ГГц, $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 1 - 0.0001i$, $\lambda_{\epsilon 2} = \lambda_{\epsilon 3} = 5$ см, $E_r(r, z_0) = U_0 r^{-1}$, $U_0 = 1$ В. Розрахунку підлягають параметри схеми ВКС, зображеної на рис.3.3.

Розподіл магнітної компоненти поблизу кінця коаксіальної лінії $H_\varphi(r, z_0 < z < z_1)$ при $\Delta z_0 = 2$ мм представлено на рис.4.10.

Ці розподіли показують, наскільки швидко поле всередині лінії «очищається» від вищих гармонік. Уже при $z = 1$ мм воно добре співпадає з r^{-1} . У подальших розрахунках буде використано значення $\Delta z_0 = 1$ мм. Практично лінійне зростання поля уздовж осі z вказує на високий опір апертури, а його величина відповідає величині заданого поля і хвильовому

опору лінії ($\rho = 41,5 \text{ Ом}$). Це підтверджує правильність вибору $\dot{C}_a(z_1)$, як основного метрологічного параметра.

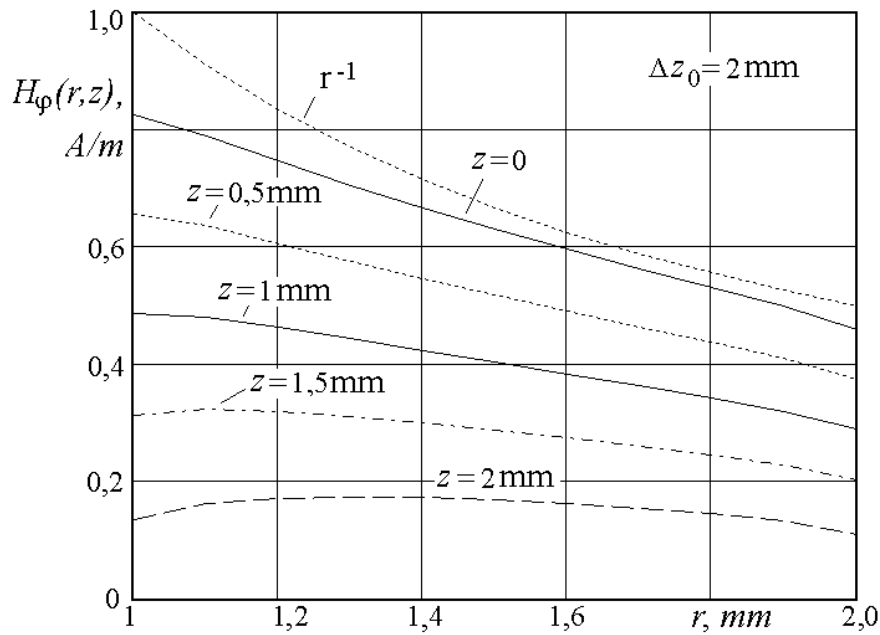
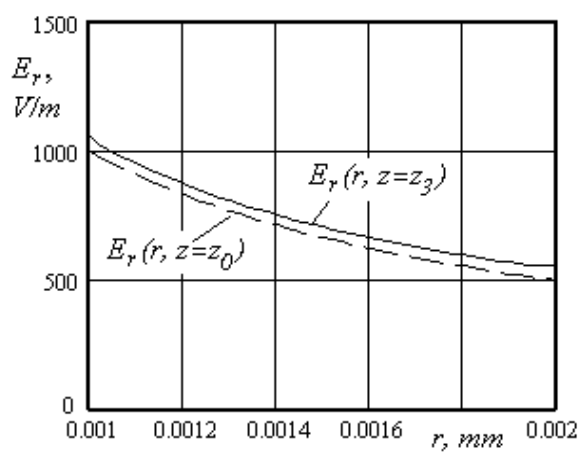


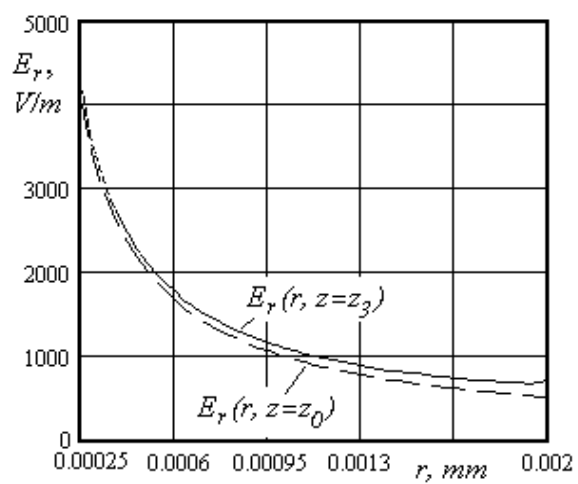
Рисунок 4.10 – Розподіл магнітного поля на виході коаксіальної лінії

Зміна розподілу радіальної компоненти електричного поля $E_r(r, z)$ в коаксіальній ділянці представлена для двох значень радіусів внутрішнього провідника коаксіальної лінії: 1 мм і 0,25 мм при $\Delta z_0 = 1 \text{ мм}$ (рис.4.11 а, б).

Незначне збільшення $E_r(r, z)$ біля відкритого кінця відповідає режиму холостого ходу коаксіальної лінії. Як видно, форма розподілів в обох випадках суттєвих змін не зазнала. Таким чином, для оцінки границь робочого діапазону сенсора і якісної оцінки структури поля в зразку можна використовувати НЗП в площині апертури. Це суттєво полегшує подальші розрахунки.



а



б

Рисунок 4.11 – Порівняння змін $E_r(r, z)$ від площини заданого поля до площини апертури: а – $R_1 = 1$ мм; б – $R_1 = 0.25$ мм

5 ОЦІНКА ПАРАМЕТРІВ КОАКСІАЛЬНИХ СЕНСОРІВ

5.1 Оцінка роздільної здатності вимірювальних коаксіальних сенсорів

Оцінку просторової роздільної здатності проведемо на простому прикладі плоскої діафрагми та двошарового зразка (рис.2.1). Дану оцінку можна дати на підставі аналізу розподілу радіальної компоненти електричного поля в площині ВКС – $E_r(z_1, r)$ [107]. Оскільки розміри ефективної області взаємодії відповідають розмірам апертур, то розмір проби буде обмежуватися тільки властивостями самого біологічного матеріалу.

Для оцінки змін ємності апертури $\tilde{C}$ виберемо $\tilde{\epsilon}_s$ зразків при зв'язаній воді $\tilde{\epsilon}_s = 3(1 - i0,01)$, при вільній – $\tilde{\epsilon}_u = 10(1 - i0,03)$. Будемо вважати, що зовнішній вплив може, як пов'язувати воду, так і звільняти її. Тому ближча до апертури ділянка може мати $\tilde{\epsilon}_n$ більшу, ніж далекий $\tilde{\epsilon}_f$, але може і навпаки. У процесі впливу положення границі між ділянками z_2 буде змінюватися. Оскільки розподіли компонент ЕМП (рис.3.4) незначно відрізняються від розподілів над відкритою апертурою в плоскому екрані, то розрахунок $\tilde{C}$ проведемо для випадку $R_3 \rightarrow \infty$. Це дозволить поширити результати на сенсор для вимірювання зразків *in vivo*, спростити процес обчислень і без додаткових обґрунтувань вибрати довільну відстань від апертури до границі розділу z_2 . Результати розрахунку дійсної і уявної частин $\tilde{C}$ для тих же значень R_1 , R_2 і ω при зміні положення z_2 і обох варіантів $|\tilde{\epsilon}_n| > |\tilde{\epsilon}_f|$ і $|\tilde{\epsilon}_n| < |\tilde{\epsilon}_f|$ представлені на рис.5.1 а, б.

На рис.5.1 при $|\tilde{\epsilon}_n| > |\tilde{\epsilon}_f|$ і відповідно коротшою λ_n в шарі, що прилягає до апертури, спостерігаються резонансні явища, що обумовлені відбиттям від границі. Як видно з рис.5.1,б крутизна передавальної функції сенсора буде різною при зміні співвідношення між величинами $|\tilde{\epsilon}_n|$ і $|\tilde{\epsilon}_f|$.

Більш наочно дану зміну можна простежити, якщо вибрати в якості параметра відносну зміну ємності апертури.

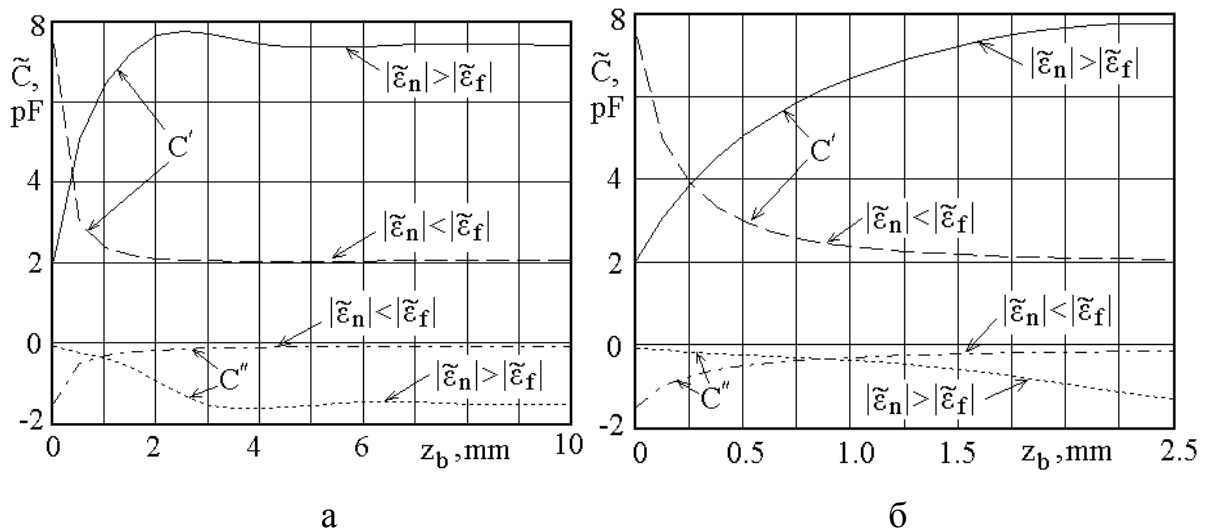


Рисунок 5.1 – Значення дійсної і уявної частин ємності апертури

Поведінка $\dot{C}_a$ при зміні властивостей зразка і розмірів ВКС показана на рис.5.2 і рис.5.3. Для розрахунків обрано такі параметри системи. Початкові значення $R_1 = 1$ мм, $R_2 = 2$ мм. Зміни діелектричної проникності біологічних речовин як і вище, визначаються співвідношенням вільної і зв'язаної води в них. Для оцінки змін ємності апертури $\dot{C}_a$ виберемо $\dot{\epsilon}_2$ і $\dot{\epsilon}_3$ зразків при зв'язаній воді $\dot{\epsilon}_c = 3(1 - i0,01)$, при вільній – $\dot{\epsilon}_u = 10(1 - i0,03)$. Будемо розглядати обидва варіанти структури зразка: $|\dot{\epsilon}_3| > |\dot{\epsilon}_2|$ і $|\dot{\epsilon}_2| > |\dot{\epsilon}_3|$.

На рис.5.2 а, б показано відносну зміну ємності як функції товщини першого шару: $\dot{C}_a(\Delta z_2) / |\dot{C}_a(\Delta z_2 = \infty)|$, при зміні співвідношення R_1/R_2 і двох варіантів структури зразка.

Як показують ці розрахунки, при обох варіантах структури зразка осьова роздільна здатність слабо залежить від співвідношення R_1/R_2 . Той же висновок можна зробити і на підставі аналізу розподілу інтенсивності $|E_r(r', z_1 + z)|$ (рис.5.2). На рис.5.3 а, б показано відносну зміну ємності

$\dot{C}_a(\Delta z_2)/|\dot{C}_a(\Delta z_2 = \infty)|$, при зміні розміру R_2 , при співвідношенні $R_1/R_2 = 0,5$ і при двох варіантах структури зразка.

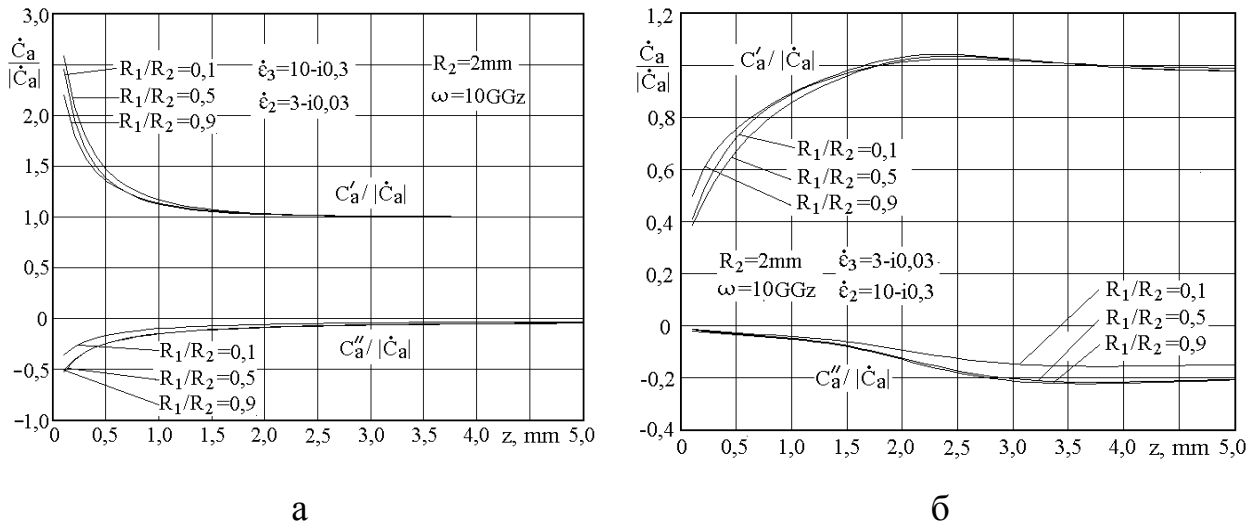


Рисунок 5.2 – Відносна зміна ємності апертури при а) $|\dot{\epsilon}_3| > |\dot{\epsilon}_2|$; б) $|\dot{\epsilon}_2| > |\dot{\epsilon}_3|$

Чисельні оцінки впливу структури зразка на результати вимірювань і похибки потрібно робити в кожному конкретному випадку. Тут можна тільки вказати, що вплив другого шару починає позначатися на відстані 0,8...1,2 зовнішнього радіуса апертури, при обох варіантах структури зразка.

Тут потрібно відзначити, що збільшення втрат при $|\dot{\epsilon}_3| < |\dot{\epsilon}_2|$ пов'язане з поширенням хвилі, що випромінюється, в першому шарі. У цьому випадку другий шар з меншим значенням діелектричної проникності утворює структуру, що аналогічна діелектричному хвилеводу. Цей факт вказує на необхідність використання електродинамічних методів для аналізу властивостей даного сенсора. Це також дозволяє теоретично отримати передавальну характеристику такого сенсора. Електростатичні методи такого результату отримати не дозволяють. Також вони не дозволяють отримати оцінки резонансних властивостей двошарової структури зразка, які призводять до збільшення C'_a на величину до 10% (рис.5.3 б).

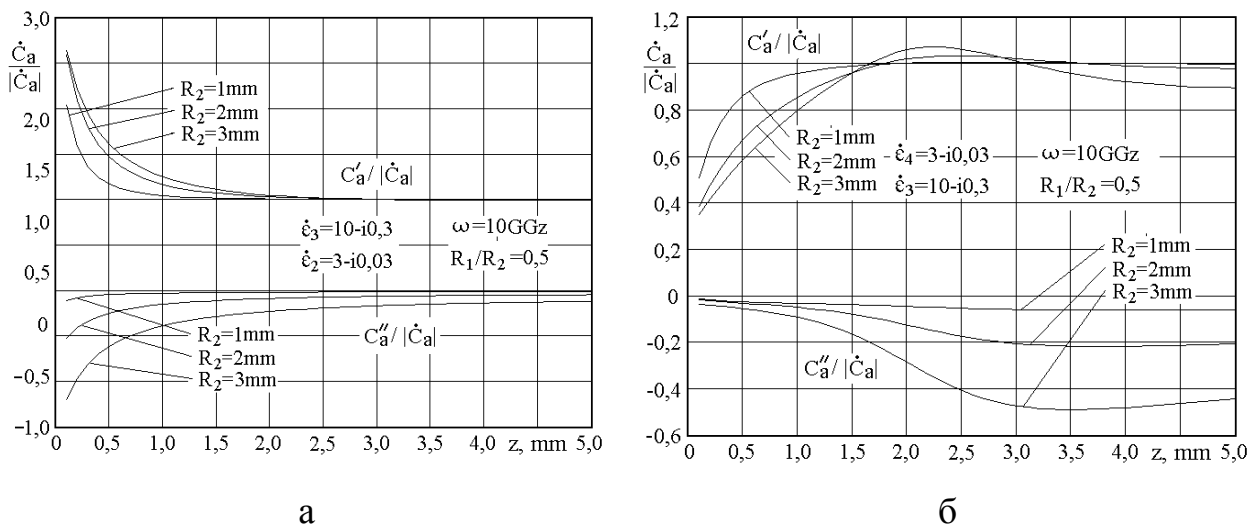


Рисунок 5.3 – Відносна зміна ємності апертури при а) $|\dot{\epsilon}_3| > |\dot{\epsilon}_2|$; б) $|\dot{\epsilon}_2| > |\dot{\epsilon}_3|$

Подальші розрахунки показали, що зменшення робочої частоти призведе до зменшення випромінювальної здатності діафрагми та хвильоводних властивостей першого шару.

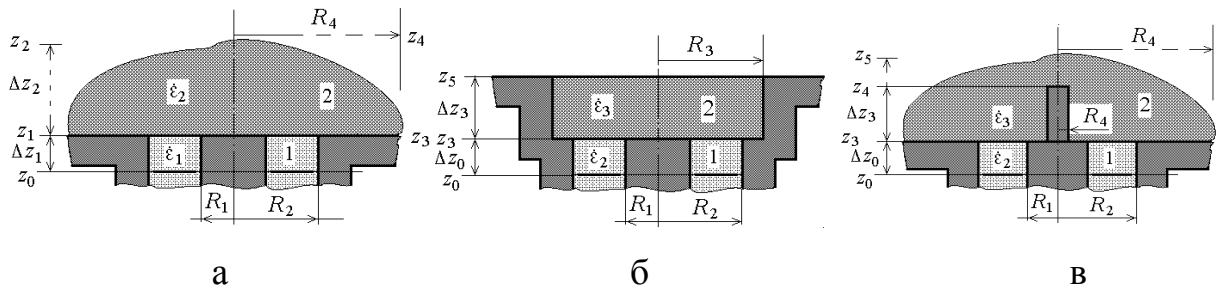
Даний аналіз дозволяє зробити висновок, що вибрана схема сенсора не вимагає проб великого обсягу, дозволяє впливати на випробуваний об'єкт в процесі вимірювань, забезпечує при цьому повторюваність і визначеність їх умов, допускає принципову можливість поведінки всіх етапів теоретичного градування. Представлений теоретичний опис актуальний для випадку дослідження біологічних рідин та для дослідження біооб'єктів *in vivo*.

5.2 Аналітична оцінка випромінювальної здатності вимірювальних коаксіальних сенсорів

Можна виділити три суттєво різні варіанти формування робочої області, які мають відмінність по випромінювальній здатності (рис.5.4, а, б, в).

Відмінності відносяться до області переходу електромагнітного поля з коаксіальної лінії в зразок. У цій області формується поле вільного простору хвилею, що приходить з коаксіальної лінії. Для систематизації зв'язків між

параметрами на якісному рівні детально розглянемо властивості найбільш простого з них (рис.5.4 а).



1 – захисний діелектрик; 2 – досліджуваний зразок

Рисунок 5.4 – Геометричні схеми робочої області коаксіального НВЧ сенсора

Для того, щоб визначити потужність, що випромінюється апертурою, потрібно проаналізувати поведінку ЕМП в зразку. Потужність випромінювання визначається співвідношеннями R_1/R_2 і R_2/λ_{ϵ_3} і рівнем відображення від кінця коаксіальної лінії, що навантажена зразком. У цьому підпункті обмежимося аналізом перших двох.

Наскільки сильно зростає випромінювальна компонента поля при наближенні R_2/λ_{ϵ_3} до 1 можна судити по розподілам $H_{\varphi}(r, z_3 < z)$, що представлені на рис.5.5 а, б.

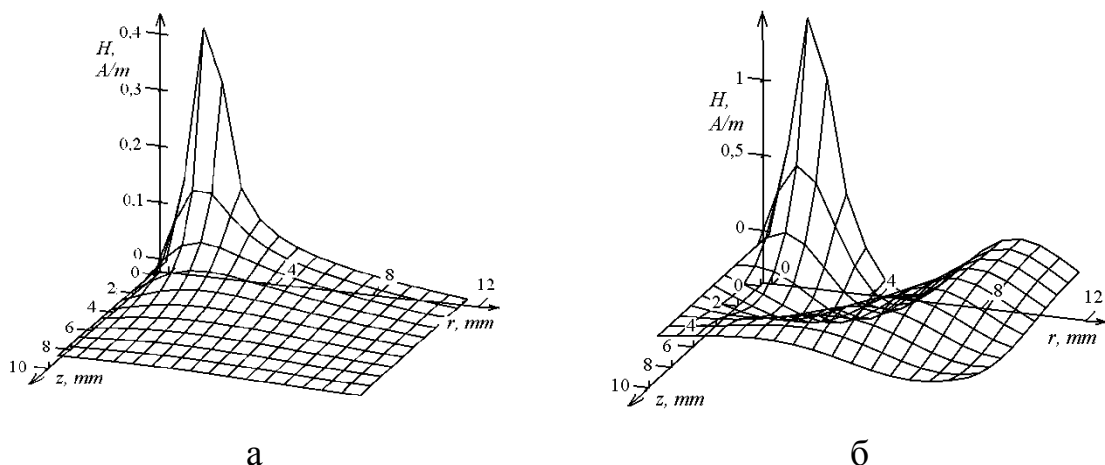


Рисунок 5.5 – Просторовий розподіл $H_{\varphi}(r, z > z_3)$ при $R_1 = 1$ мм, $R_2 = 2$

мм, $\epsilon_0 = \epsilon_3 = 1 - i \cdot 0,0001$; а – $R_2 / \lambda_{\epsilon_3} = 0,1$; б – $R_2 / \lambda_{\epsilon_3} = 0,3$

Діаграма направленості коаксіальної апертури в далекій зоні описується функцією $\sin(\theta)$ (рис.1 а). На рис.5.6 а, б представлені залежності нормованої інтенсивності $R_0 |\dot{H}_\varphi(r, z > z_3)|$ для двох значень $R_2 / \lambda_{\epsilon 3}$.

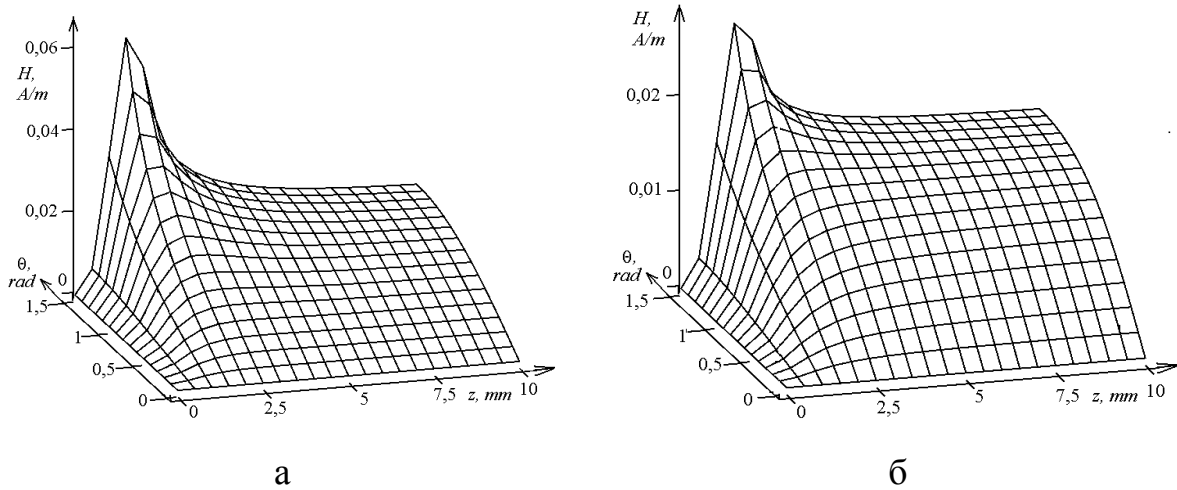


Рисунок 5.6 Структура відносної інтенсивності поля коаксіальної апертури – $R_0 |\dot{H}_\varphi(r, z > z_3)|$ при: (а) – $R_2 / \lambda_{\epsilon 3} = 0,1$; (б) – $R_2 / \lambda_{\epsilon 3} = 0,3$

Найбільш сильна інтенсивність поля в площині екрану. Дальнє поле формується практично на відстані $R_0 \approx R_2$. Зображення на рис.5.5 і рис.5.6 показують, що при зменшенні випромінювальних втрат границя, за якою поле, що випромінює, перевершує ближнє, віддаляється від апертури. Але область ближнього поля, в якому відбуваються основні теплові втрати, в першому наближенні залишається пропорційною $R_2^2 \times R_2$.

Детально розглянемо оцінку нижньої границі вимірювань $\tan \delta$. Загальний рівень випромінювання, як показали подальші розрахунки, пропорційний $\sim (R_2 / \lambda_{\epsilon 3})^2$. Це фізично обґрунтовано. Протилежні ділянки апертури діють як диполь, поздовжній електричний розмір якого і ефективні довжини синфазно випромінюючих ділянок пропорційні $R_2 / \lambda_{\epsilon 3}$.

При значному збільшенні розмірів апертури структура ближнього поля ускладнюється, що суттєво ускладнить використання відкритого кінця

коаксіальної лінії як вимірювального пристрою. Зміна відносної інтенсивності поля в площині екрану в залежності від співвідношень R_1/R_2 і $R_2/\lambda_{\epsilon 3}$ показана на рис.5.7 а,б.

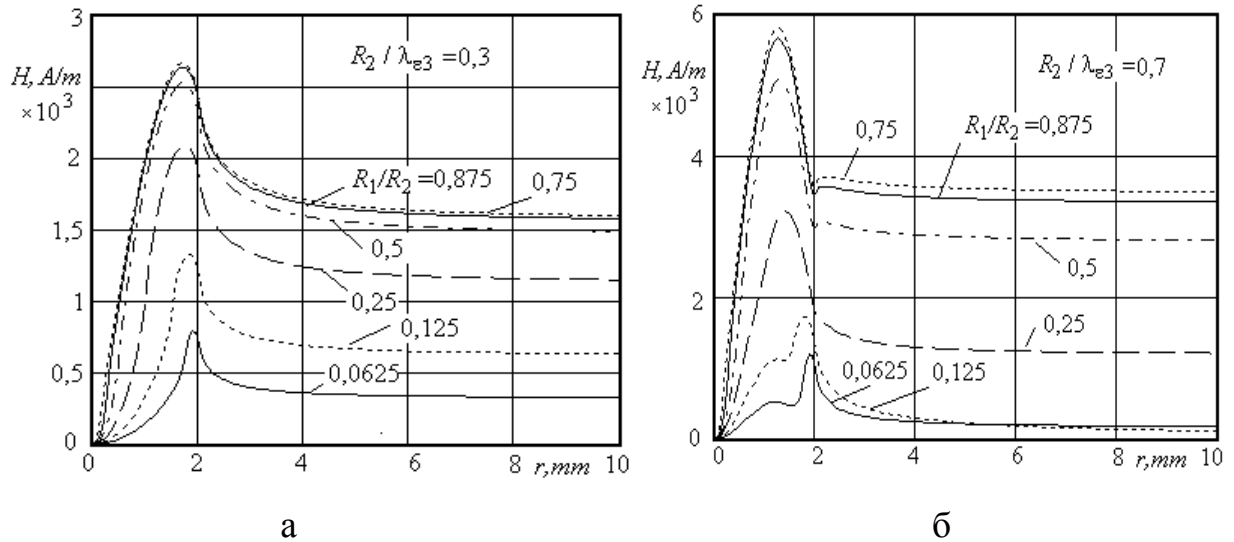


Рисунок 5.7 – Зміна структури поля при критичному збільшенні радіуса апертури

Величину співвідношення $R_2/\lambda_{\epsilon 3} \approx 0.3 \dots 0.4$ можна вважати граничною для апертури, використовуваної в вимірювальних перетворювачах. Причому для великих значень $R_2/\lambda_{\epsilon 3}$ потрібно враховувати нелінійність функції перетворення.

Як показано раніше, обчислений згідно (3.45) розподіл $E_r(r, z = z_3)$ повністю збігається з заданим – $E_r(r, z_3) = U_0 r^{-1}$. Але для більш точних розрахунків, з похибкою менше 1 ... 5%, необхідно поглиблювати площину заданого поля в коаксіальну лінію. Це саме можна сказати і до точного розрахунку ємності апертури.

Найбільше втрати енергії характеризує відношення C_a''/C_a' . Для оцінки вкладу випромінювальних і теплових втрат в величину ємності апертури на рис.5.8 представлені результати оціночних розрахунків цього відношення для

апертури з $R_1 = 1$ мм, $R_2 = 2$ мм, ряду значень $R_2 / \lambda_{\epsilon 2}$ і двох значень ϵ'_3 при зміні величини теплових втрат в матеріалі зразка ($\text{tg } \delta_3$).

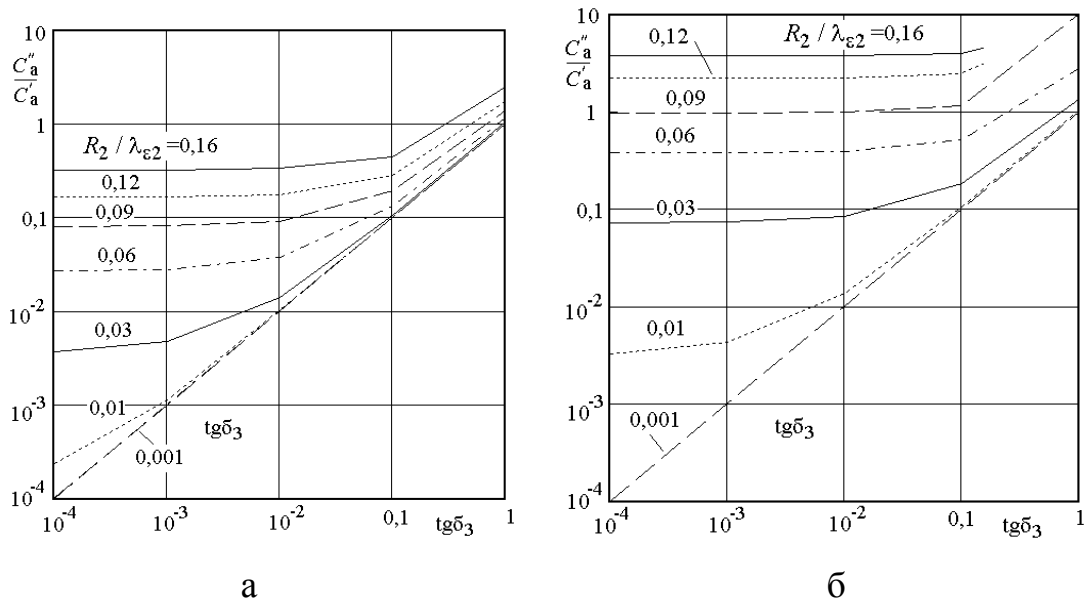


Рисунок 5.8 – Відношення активної і реактивної складових ємності апертури: а) $\epsilon'_3 = 3$; б) $\epsilon'_3 = 25$

Щоб показати вплив збільшення електричних розмірів апертури, початкова довжина хвилі взята в коаксіальній лінії ($\lambda_{\epsilon 2}$). Рівень кривих при малих втратах підтверджує вищесказане твердження, що величина випромінювання пропорційна відношенню $(R_2 / \lambda_{\epsilon 3})^2$. Таким чином, рівень нижньої границі можливого діапазону вимірювань по $\text{tg } \delta$ пропорційний $\sim (R_2 / \lambda_{\epsilon 2})^2 \epsilon'_3 / \epsilon'_2$. Ця ж пропорція показує і обмеження, що накладаються на відношення $\epsilon'_3 / \epsilon'_2$. Коефіцієнтом в цій пропорції буде деяка умовна величина рівня випромінювань C''_R , яка визначається відношенням R_1 / R_2 .

При значному збільшенні ϵ'_3 і великих апертурах відношення C''_a / C'_a перевершує 1 (рис.5.8 б). У цьому випадку інформацію про ϵ_3 буде нести

комплексний коефіцієнт відбиття від границі розділу діелектриків. Але це питання, так само як і оцінка C_R'' , вимагає окремого розгляду.

Проведений аналіз показав, що нижня границя вимірювань втрат в зразку $\operatorname{tg} \delta_3$ пропорційна $\sim (R_2 / \lambda_{\epsilon_2})^2 \epsilon'_3 / \epsilon'_2$. Тобто, для вимірювань матеріалів з малими втратами потрібні сенсори з малими апертурами. Аналіз структури поля в зразку дозволяє припустити, що при малих ϵ_3'' буде ефективна конструкція з розташуванням зразка в циліндричну область (рис.5.4 б), а при великих ϵ_3'' – штир (рис.5.4.в). Оцінка верхньої границі потребує додаткового аналізу, так як взаємодія теплових втрат, випромінювання і відображення являє собою складний процес.

6 ПОРІВНЯННЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ РІЗНИХ СТРУКТУР РЕЗОНАТОРНИХ ВИМІРЮВАЛЬНИХ ПЕРЕТВОРЮВАЧІВ

6.1 Основні чинники функціонування і аналізу резонаторних вимірювальних перетворювачів

Рішення задачі теоретичного градування РВП з КВА вимагає обліку і ефективного пригнічення впливу факторів, що заважають, різної природи.

Незалежно від конструкції самого РВП (рис.6.1), зовнішні елементи, що забезпечують фіксацію біоматеріалу в області КВА, беруть участь у формуванні розподілів ЕМП в робочій області. Принциповий інтерес представляють металеві конструкції, які можуть повністю або частково екранувати поле КВА. За цією ознакою структури РВП з КВА можна розділити на відкриті і закриті. Вони схематично представлені на рис.6.1 а, б.

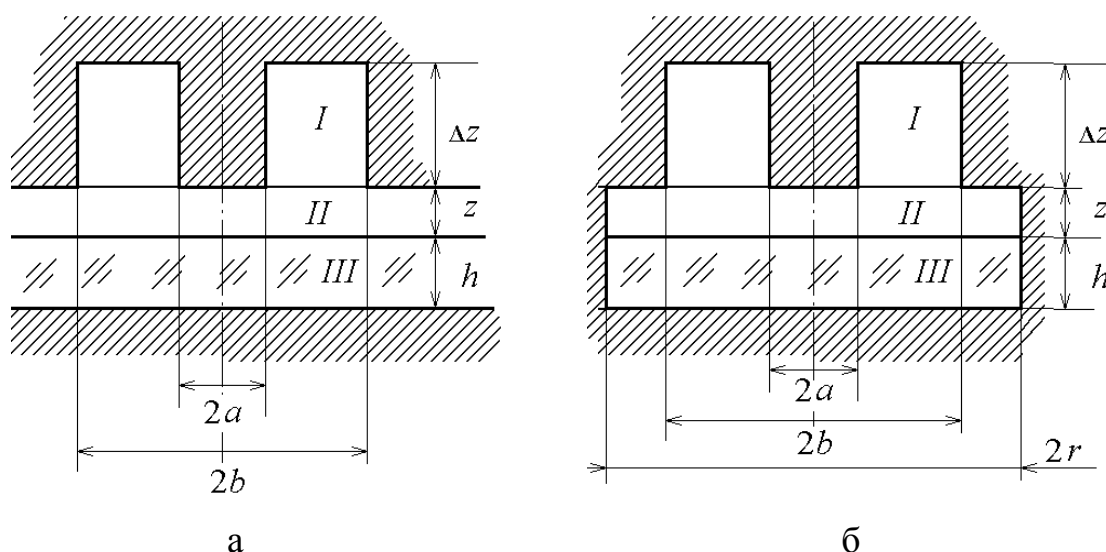


Рисунок 6.1 – Конструкції електродинамічної системи чвертьхвильовий резонатор-зразок: а) відкритого типу, б) закритого типу.

Тут I – область резонатора (може бути заповнена діелектриком з ϵ_a^I), II – повітряний зазор (не торкатися до зразка, може бути відсутнім), III – досліджуваний зразок з комплексною діелектричною проникністю

$\tilde{\varepsilon}^{\text{III}} = \varepsilon^{\text{III}} \varepsilon_0 (1 - i \operatorname{tg} \delta^{\text{III}})$, за зразком розташований екран. Для аналізу першого випадку (рис.6.1, а) можна скористатися наближенням заданого поля (в зарубіжних джерелах: Given Field Method – GFM). Зміни еквівалентної ємності КВА перераховувалися в зміни добротності і резонансної частоти. Тут і в наступних підрозділах використовується найпростіша методика GFM з розташуванням площині заданого поля в площині апертури. Цього достатньо для порівнянь на якісному рівні властивостей закритих і відкритих конструкцій датчиків, а її результати покажуть необхідність розвитку методики теоретичного градуювання.

Для аналізу другого випадку (рис.6.1 б) використовується чисельна модель і програмний пакет FEMLAB-6.0. Чисельне рішення отримано методом кінцевих елементів (Finite Elements Method – FEM), заданого на власні значення для рівнянь Гельмгольца в вісесиметричній області, границі якої вважалися ідеально провідними. Граничний радіус в цій моделі вибирався з умови відсутності паразитних типів коливань в зоні розташування зразка. За отриманими власними значеннями визначаються резонансна частота і добротність системи.

6.2 Чисельний аналіз впливу процесів випромінювання

Розподіли компонентів електричного поля, що показані на рис.5.5, вказують на наявність досить сильного випромінювального процесу, який внесе вклад в загальну похибка градуювання, і при зміні параметрів зразка найбільш складно піддається строгому опису. Цей ефект є наслідком хвильової природи процесів в системі резонатор-зразок. Тому при вирішенні задачі теоретичного градуювання РВП з КВА потрібно особливу увагу приділити випромінюванню з відкритого кінця резонаторного датчика. Зокрема, в роботах [69-72] було відзначено, що при розрахунках в квазістатичному наближенні параметрів КВА та РВП в цілому

спостерігається поява значної систематичної помилки внаслідок нехтування втрат на випромінювання.

В [104, 106] дана оцінка впливу втрат на випромінювання на інтегральні характеристики РВП з КВА для області значень електрофізичних параметрів об'єктів діагностики, в якій ці втрати найбільш суттєві, і визначена частка НВЧ енергії, що випромінюється в зазор.

Для подальшого уточнення частки втрат енергії НВЧ поля, що випромінюється в зазор, необхідно розглянути поведінку інтегральних характеристик РВП з КВА в двох випадках: коли випромінювання принципово неможливо (структура з замкнутими границями), і для структури, в якій є втрати на випромінювання.

Розглянемо спочатку результати розрахунків для конструкції без зазору. На рис. 6.2 наведені залежності відношення $\Delta Q/Q$ від електрофізичних параметрів зразка, розраховані методами заданого поля і кінцевих елементів.

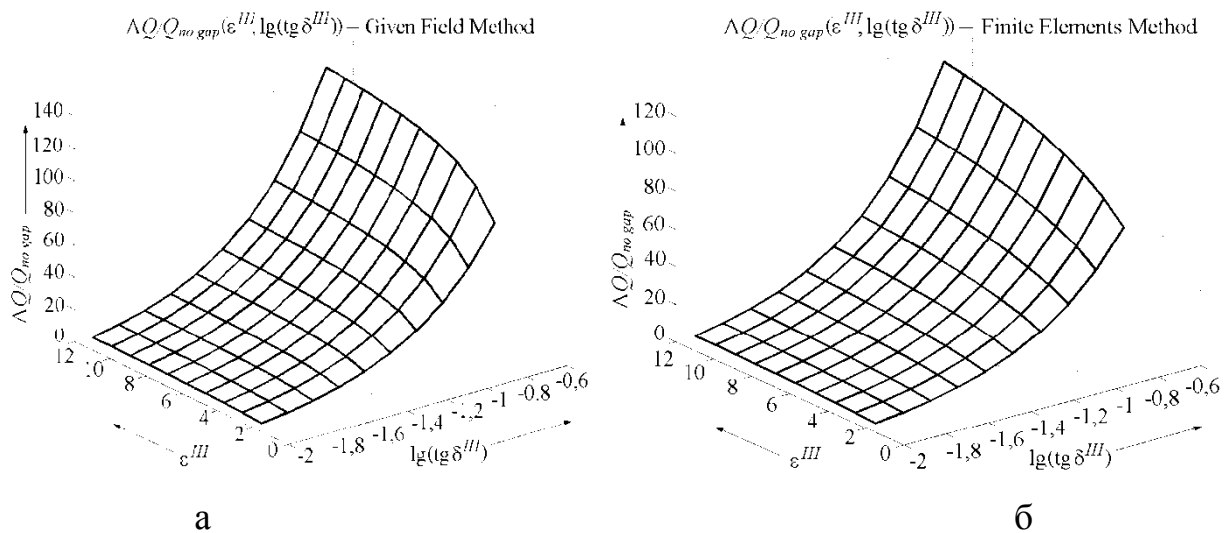


Рисунок 6.2 – Залежності $\Delta Q/Q$ від електрофізичних параметрів зразка при його безпосередньому приляганні до КВА

Індекс "no gap" означає, що розрахунки проводилися для структури без зазору ($z = 0$ рис.6.1 а, б). Для зручності по одній з осей відкладений логарифм тангенса кута діелектричних втрат в зразку. Розрахунки

проводилися при відносних значеннях геометричних параметрів РВП: $a/b=0,1$; $h/b=0,3$; $b/\lambda=0,3$. Більш високе значення $\Delta Q/Q$ при розрахунках для нескінченного зразка пояснюється тим, що до втрат, які внесені в електродинамічну систему зразком, подаються втрати на випромінювання в об'єм зразка.

Одночасно слід зазначити, що наявність хорошого збігу результатів оцінки відносних змін добротності системи $\Delta Q/Q$ при різних підходах свідчить про достатню достовірність обох варіантів.

На рис.6.3 наведені графіки $\Delta Q/Q$ при тих же розмірах, що розраховані для конструкції з зазором: $z/b=0,1$ (індекс "gap").

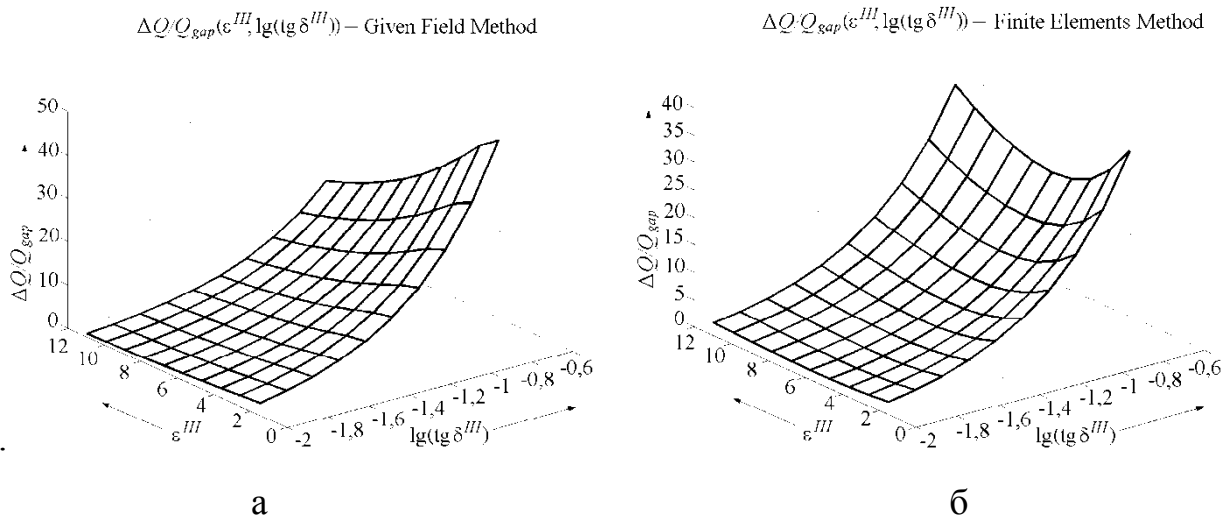


Рисунок 6.3 – Залежності $\Delta Q/Q$ від електрофізичних параметрів зразка для конструкції і зазором

На відміну від попередніх залежностей (рис. 5.2), тут очевидна як якісна, так і кількісна розбіжність результатів. В цьому випадку в області малих втрат також справедливо співвідношення $\Delta Q/Q_{GFM} > \Delta Q/Q_{FEM}$, що свідчить про значну роль втрат на випромінювання при формуванні відношення змін добротності системи. Однак при збільшенні діелектричної проникності і втрат відклик, що розрахований для закритої структури, значно більше, ніж відклик для відкритої структури. Суттєва якісна розбіжність отриманих залежностей в області великих значень діелектричної проникності

і тангенса кута втрат можна трактувати в загальних міркуваннях наявністю вкладу хвильових процесів, які враховують при розрахунках відкритих систем, в той час як в закритих системах розглядається тільки коливальний процес.

6.3 Елементи попередньої оптимізації резонаторних вимірювальних перетворювачів

У загальному випадку задача оптимізації РВП містить велику кількість окремих аспектів. Існує велика кількість робіт, як експериментального, так і теоретичного характеру, які присвячені дослідженню резонаторних вимірювальних перетворювачів для сканування об'єктів різної природи [38-45, 105]. Однак, в цих роботах не проводилася оптимізація чутливості датчика для проведення багатопараметричних досліджень. У свою чергу, теоретичні роботи базуються на спрощених моделях резонаторних перетворювачів, які дозволяють врахувати тільки коливальні втрати в резонаторній системі. Раніше в роботах [104, 106] і вище в пп. 5.2 показано, що випромінювання енергії за межі зразка суттєво впливає на інформаційні параметри (добротність Q і резонансну частоту f_p) РВП. Проведення теоретичного градування вимагає обліку даних параметрів. Але, оскільки, як сказано вище, енергія, що пройшла у вільний простір, попередньо проходить через зразок з невизначеними параметрами і, в разі дослідження біооб'єктів, можливо зі складною структурою, вона найбільш складно піддається обліку. Тому актуальною є задача вибору таких конструктивів РВП і КВА, щоб мінімізувати випромінювану енергію. Але, з іншого боку, електрично закритий робочий об'єм в приладі, що призначений для поточних вимірювань, призведе до суттєвих складнощів в експлуатації. Тому важливою умовою успішного використання чвертьхвильових РВП з КВА для сканування біооб'єктів, є інваріантність інформаційних параметрів від характеристик самого зразка.

Конструкція РВП у вигляді чвертьхвильового коаксіального резонатора з розміщенням об'єкта контролю на відкритому торці вибрана з урахуванням можливості перекриття робочого діапазону частот $5 \cdot 10^6 \dots 4 \cdot 10^{10}$ Гц, важливого для дослідження об'єктів з різними співвідношеннями вільної та зв'язаної води.

Якщо вплив дійсної частини діелектричної проникності зразка в широкому діапазоні інваріантно впливає на вимір резонансної частоти, то вплив втрат складніше (рис.6.3). Для проведення практичних вимірювань важливо, щоб електрофізичні параметри зразка мали б якомога більший вплив на навантажену добротність РВП. При цьому навантажена добротність має залишатися досить високою, щоб мати можливість точно визначити зсув резонансної частоти. Попередньо, з урахуванням сучасних технічних можливостей можна визначити нижню границю Q в районі 100. З теорії коаксіальних ліній передач відомо, що мінімальний коефіцієнт поглинання в коаксіальній лінії досягається при співвідношенні радіусів центрального і зовнішнього провідників: $R_{\text{ц}} / R_{\text{в}} = 0,28$. Очевидно, що максимальна добротність чвертьхвильового коаксіального РВП буде так само досягатися при такому співвідношенні або близькому до нього.

Співвідношення радіусів КВА R_1 / R_2 вибирається з умови оптимальної взаємодії ЕМП зі зразком, але воно може бути іншим. Тому конструкція КВА може бути більш складною, наприклад, що зображена на рис.3.1 г. Простіший варіант оптимізації РВП представлено на рис.6.4.

У даній структурі повітряний зазор є аналогією денця діелектричної кювети, в яку поміщають біологічний матеріал.

Проведений чисельний аналіз електродинамічної структури, що представлена на рис.6.4, результати якого досить об'ємні, і які частково представлені нижче, дозволяє визначити можливості оптимізації конструкцій РВП з КВА для вибору необхідних співвідношень конструктивних параметрів.

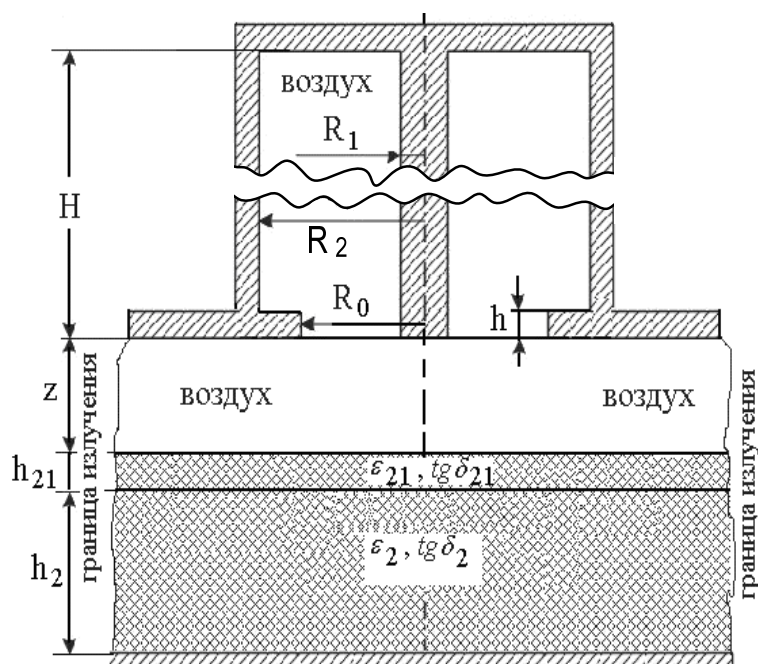


Рисунок 6.4 – Електродинамічна структура РВП з оптимізованою КВА

6.4 Вибір і обґрунтування фундаментальних сигналів вимірювальної інформації. Вплив процесів випромінювання

Крім оптимізації конструкції РВП необхідно узгоджена з нею оптимізація методики попередньої обробки вихідних інформаційних сигналів. В якості однієї з таких методик може бути вибір в якості фундаментальних сигналів вимірювальної інформації (ФСВІ) відношення змін резонансної частоти і добротності системи. Детальні розрахунки показали, що при невеликих зсувах резонансної частоти і зміни добротності ці співвідношення зменшують значну частину апаратних похибок, що пов'язані зі зміною температури, навколишнього середовища, вологості повітря, нещільним притиском зразка та інших. Загалом можна використовувати і інші комбінації, але вичерпне порівняння їх переваг і недоліків потребують окремого дослідження.

Очевидно, що найбільша відмінність відносних змін ФСВІ буде при використанні закритої (cls) і відкритою (opn) систем РВП (рис.6.1). Частково

вони розглянуті при аналізі впливу процесів випромінювання (пп.6.2). Далі продовжимо ці порівняння для інших параметрів.

Для відношення змін добротності виберемо наступні відношення:

$$\Delta Q_{\text{no-gap}} = \frac{\Delta Q}{Q} \Big|_{\text{no-gap}}^{\text{cls}} / \frac{\Delta Q}{Q} \Big|_{\text{no-gap}}^{\text{opn}}, \quad \Delta Q_{\text{gap}} = \frac{\Delta Q}{Q} \Big|_{\text{gap}}^{\text{cls}} / \frac{\Delta Q}{Q} \Big|_{\text{gap}}^{\text{opn}}. \quad (6.1)$$

На рис. 6.5 наведені графіки залежностей цих величин від електрофізичних параметрів зразка.

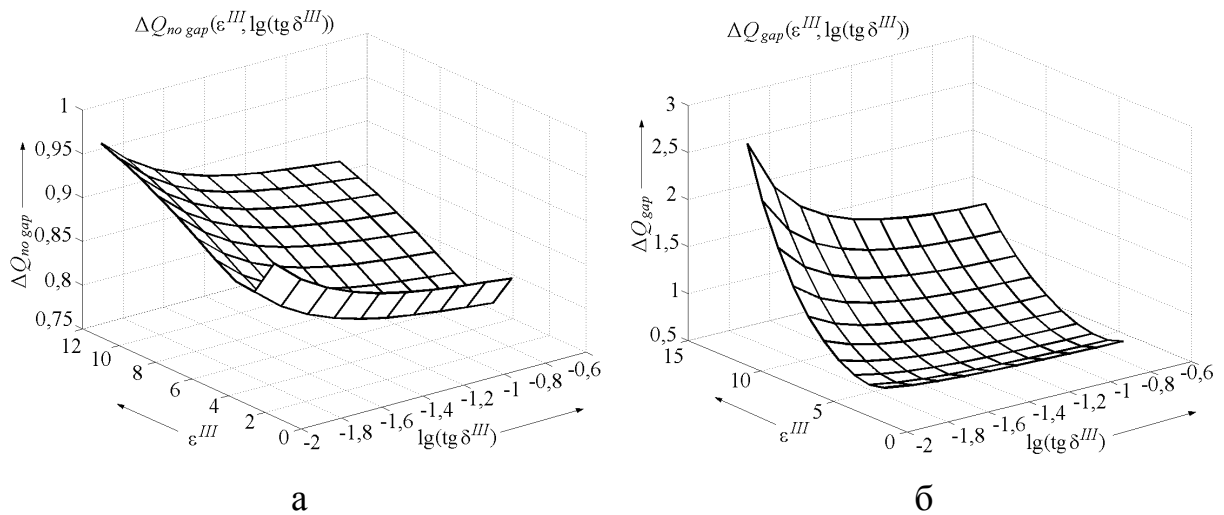


Рисунок 6.5 – До вибору ФСВІ

Потрібно звернути увагу, що в конструкціях без зазору, в закритій системі сигнал менше, ніж у відкритій. При цьому зростання втрат в зразку і зменшення його діелектричної проникності призводить до зростання розбіжності цих сигналів. У закритій конструкції з зазором результат розрахунку майже всюди більше, але є область значень електрофізичних параметрів, при яких $\frac{\Delta Q}{Q} \Big|_{\text{cls}} < \frac{\Delta Q}{Q} \Big|_{\text{opn}}$. Таким чином аналіз рис. 6.5 також свідчить про проблемність визначення впливу випромінювання в зазор на ФСВІ РВП.

Перевага закритої системи з зазором в цьому випадку однозначно свідчить про неадекватність моделювання РВП КВА в вигляді конструктивів, що зображені на рис. 6.1, б. Виявлений факт підвищення рівня сигналу заслуговує пильної уваги.

Вплив хвильової компоненти на ФСВІ систем з переважаючим коливальним процесом, можна якісно і кількісно оцінити, досліджуючи в першу чергу залежність чутливості від діелектричної проникності середовища. Саме ця залежність може суттєво відрізнятися для коливального і хвильового процесів взаємодії.

Більш повне обґрунтування методики оптимізації параметрів РВП з урахуванням діапазону змін параметрів зразків вимагає подальшого аналізу. Для оцінки чутливості РВП з КВА розглянемо в першу чергу залежність виду

$$\frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\frac{\Delta Q}{Q} \right) = F(\varepsilon, \operatorname{tg} \delta) \text{ для аналізованих моделей РВП КВА (рис. 6.6).}$$

На представлених графіках, перш за все, звертає на себе увагу той факт, що параметр чутливості має різний знак для конструкцій без зазору і з зазором. Причому це спостерігається як у відкритих, так і у закритих систем. Кількісна розбіжність результатів для цих моделей можна трактувати з позицій внеску хвильового процесу. Як і слід було очікувати, ця розбіжність більша для конструкцій з зазором.

В цілому можна відзначити, що дана методика може надати тільки якісні результати. Чисельні методи не враховують поширення хвиль у вільному просторі, метод заданого поля в такій інтерпретації не дозволить визначити вплив внутрішніх елементів коаксіальної частини РВП. Проте, попередні, фізично адекватні результати спрощеним способом отримати можна. Тому далі, не зупиняючись на особливостях розрахунку, уявімо ці результати, для отримання яких використані програми, що побудовані за загальним алгоритмом і по його спрощеним варіантам, і за спрощеними моделями.

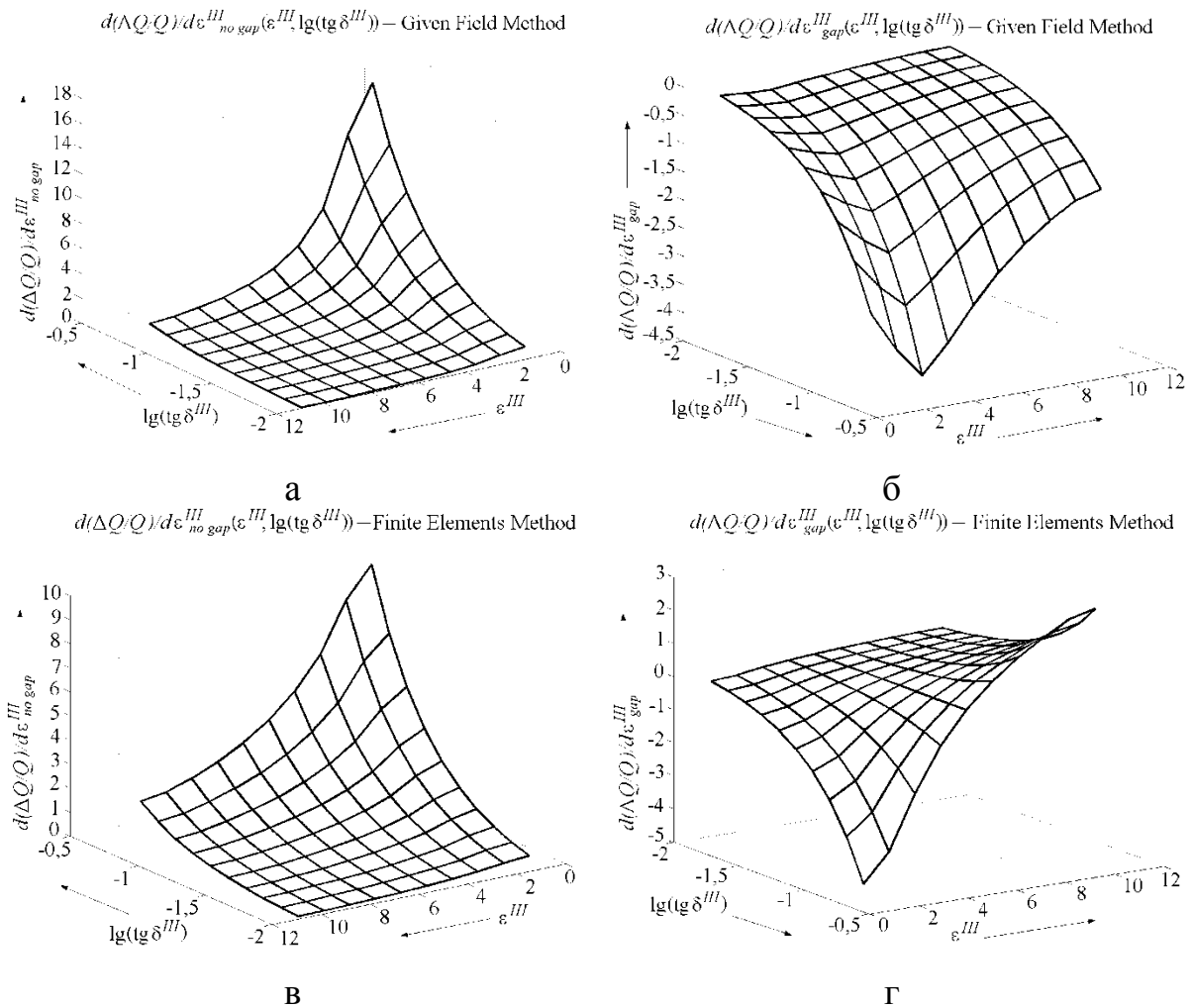


Рисунок 6.6 – Залежність параметра чутливості від електрофізичних параметрів зразків

6.5 Оцінка впливу коаксіальної вимірювальної апертури на добротність резонаторного вимірювального перетворювача

Параметри РВП і системи розміщення зразка мають забезпечити максимальний його вплив на добротність. При цьому, як зазначалося вище, навантажена добротність РВП не повинна бути менше 100.

Частота максимуму дисперсії вільної води близько 10 ГГц. Тому робоча довжина хвилі РВП становить $\lambda \geq 3$ см. Згідно [106] одномодовий режим коаксіальної лінії зберігається в діапазоні частот:

$$f < \frac{c}{\pi(R_2 - R_1)}, \quad (6.2)$$

де c – швидкість світла.

Резонансна частота ідеального чвертьхвильового резонатора знаходимо з умови:

$$f_0 = \frac{c(2n-1)}{4H}. \quad (6.3)$$

З урахуванням попередньої теоретичної оцінки [17, 101-103], було обрано такі геометричні розміри моделі (рис.6.4.): $H/\lambda = 1,25$; $R_2/\lambda = 0,17$; $h/H = 5,6 \cdot 10^{-3}$; $z = \infty$; $h = 0$ (простий чвертьхвильовий резонатор, що навантажений на вільний простір). Провідність стінок резонатора дорівнює $\sigma = 5,8 \cdot 10^6 \text{ Сим / м.}$

В результаті чисельного рішення рівнянь Максвелла з урахуванням втрат в стінках і на випромінювання, і рішення рівнянь Гельмгольца, що враховують тільки втрати в стінках, отримані наступні залежності добротності і резонансної частоти РВП від розмірів коаксialьної апертури (рис. 6.7).

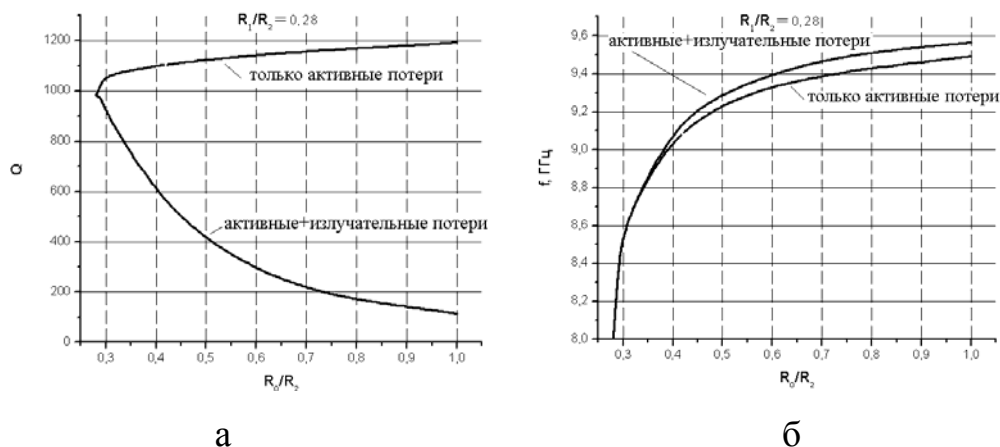


Рисунок 6.7 – Залежність добротності (а) і частоти (б) від розмірів апертури

Необхідність обліку втрат на випромінювання найбільш явно проявляється у впливі розмірів апертури на величину добротності (рис.6.7, а). Навіть при малих апертурах добротності, що обчислені з урахуванням втрат на випромінюванні і без нього, відрізняються майже в 2 рази. У той же час, облік випромінювання майже не впливає на обчислене значення резонансної

частоти (рис. 6.7, б). Як видно з цих графіків, зменшення розмірів апертури дозволяє знизити втрати на випромінювання у вільний простір.

На рис. 6.8 показані результати аналогічного розрахунку добротності і резонансної частоти РВП, але при співвідношенні радіусів коаксіалу $R_1/R_2 = 0,1$.

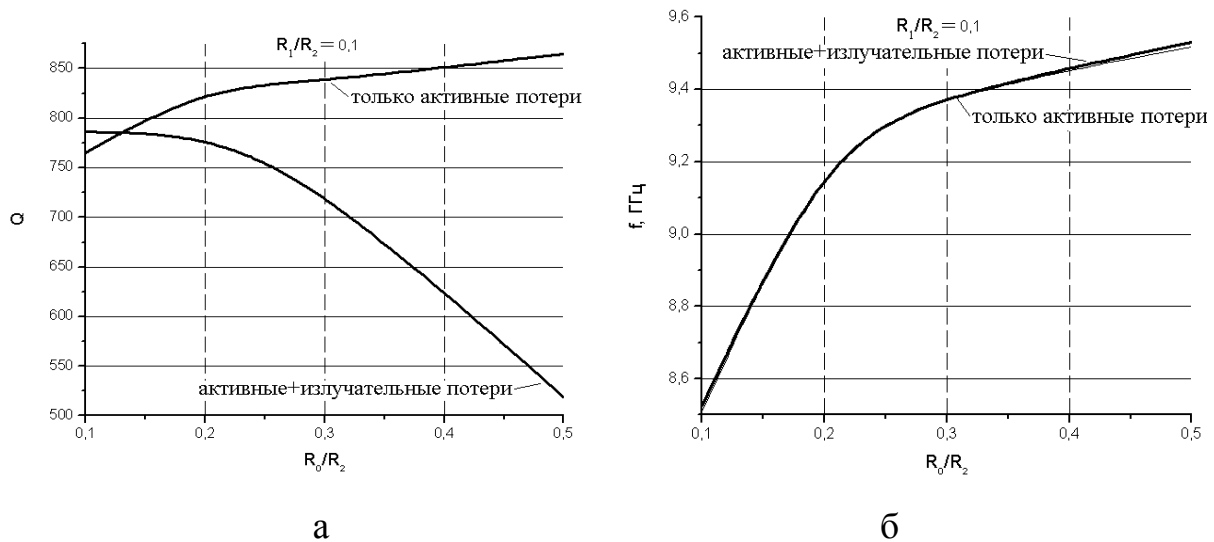


Рисунок 6.8 – Залежність добротності (а) і частоти (б) від величини апертури при неоптимальному співвідношенні радіусів резонансної камери

Як видно з графіка (рис. 6.8 а), відношення R_1/R_2 суттєво впливає на добротність РВП. В даному випадку вона зменшилася в 1,5 рази. Поведінка резонансної частоти РВП (рис. 6.8, б) аналогічна до наведеного на рис. 5.7, б.

Зменшення добротності змушене, якщо РВП призначений для дослідження об'єктів малих розмірів. Вихід з цієї ситуації може бути у використанні більш складної конструкції РВП, в якій $h \neq 0$ (рис.6.4).

6.6 Оцінка впливу конструкції коаксіальної вимірювальної апертури на режими роботи резонаторного вимірювального перетворювача

Фізичні процеси в РВП з КВА при $h \neq 0$ складніші, ніж в простому чвертьхвильовому резонаторі. Даний РВП (рис.6.4) може функціонувати в

декількох режимах. Режим роботи задається вибором геометрії коаксіальної апертури.

1. Коаксіальна апертура резонансно налаштована на робочу частоту і створює з основною резонансною камерою систему зв'язаних резонаторів. При дослідженні зразка змінюється резонансна частота і добротність КВА, що призводить до зміни резонансної частоти і добротності всієї системи.

2. Коаксіальна апертура узгоджена з резонатором в області їх з'єднання, але працює в режимі лінії передачі, що навантажена зразком. При скануванні змінюється узгодження такої лінії з резонатором, що викликає зміну добротності і резонансної частоти системи.

3. Коаксіальна апертура погоджена як з резонатором, так і з зразком. Неузгодженість з боку зразка при скануванні змінює добротність і резонансну частоту системи.

Реалізувати будь-який з даних режимів в чистому вигляді досить проблематично. Найбільш часто коаксіальна апертура функціонує в декількох режимах одночасно. При розрахунках впливу висоти апертури використовувалася чисельна модель, з обмеженням по радіусу робочої зони, як показано на рис.6.4. В інших випадках загальні закономірності зберігаються.

На рис. 6.9 наведені залежності добротності і резонансної частоти РВП від висоти апертури h , при різних значеннях розмірів апертур.

При дослідженні особливостей режимів роботи РВП з КВА врахуємо фізичні фактори. При співвідношеннях $h/\lambda \approx 0,5$ реалізується 1-й режим (рис.6.9, а, б.). При аналізі графіків потрібно врахувати, що вони побудовані для випадку $H/\lambda = 1,25$. Цей режим характеризується суттєвим зменшенням добротності, так як співвідношення радіусів резонансно налаштованої КВА не оптимальні.

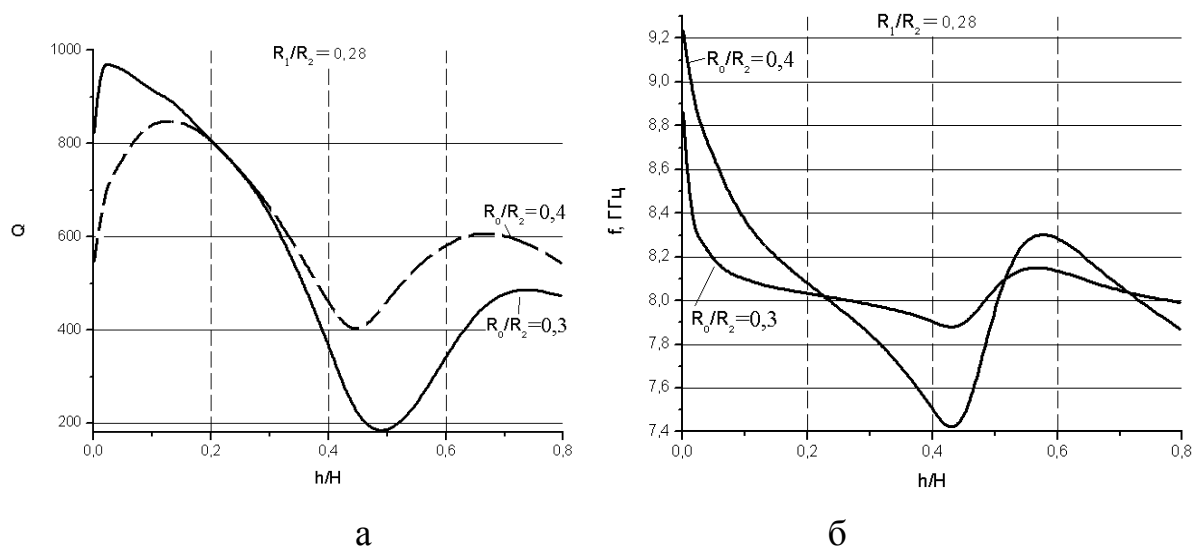


Рисунок 6.9 – Залежність добротності (а) і резонансної частоти (б) від параметрів апертур

Функціонування в другому режимі також передбачає збільшення відношення h/H , яке призводить до виродження конструкції, згладжування її характеристик. Тому використання РВП з КВА при таких конструктивних рішеннях недоцільно. По суті, при збільшенні h даний РВП перетворюється в коаксіальний чвертьхвильовий резонатор з неоптимальним співвідношенням радіусів R_1/R_2 .

Зміна добротності (рис. 6.9, а) носить резонансний характер. Більш гострий резонансний пік спостерігається при меншій апертурі, що відповідає зменшенню втрат на випромінювання. Зменшення резонансної частоти (рис. 6.9, б) обумовлено зростанням ємності апертури при збільшенні її висоти.

Очевидно, що найбільший вплив зразка на вихідні параметри РВП з КВА буде спостерігатися при малих радіусах апертури. При цьому відношення h/H має бути в межах 0,01 ... 0,05.

Чутливість РВП до зміни параметрів зразка дозволяють оцінити залежності добротності і відносної зміни добротності від висоти коаксіальної апертури h . Ці залежності наведені на рис. 6.10. Ці графіки також отримані за допомогою чисельного рішення рівнянь Максвелла для моделі з параметрами: $H/\lambda = 1,25$; $R_2/\lambda = 0,17$; $R_1/R_2 = 0,28$; $z = 0$; $h_{21} = 0$;

$h_2/\lambda = 0,14$; $\sigma = 5,8 \cdot 10^6$ Сим/м; $\lambda = 3$ см. Відносна зміна добротності розрахована виходячи з добротності системи, що навантажена на вільний простір і добротності системи, що навантажена на зразок з параметрами $\varepsilon_2 = 3$; $\text{tg}\delta_2 = 0,01$.

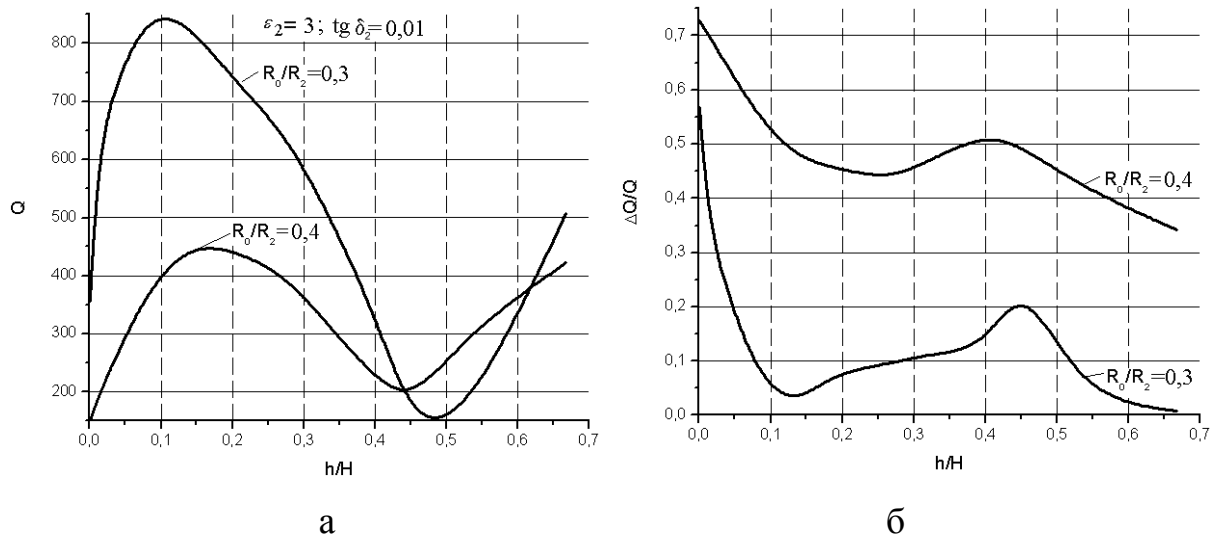


Рисунок 6.10 – Залежність Q (а) та $\Delta Q/Q$ (б) від параметрів апертури

Як видно з графіка (рис. 6.10, а) добротність РВП при дослідженні зразка з параметрами $\varepsilon_2 = 3$; $\text{tg}\delta_2 = 0,01$ залишається дуже високою навіть при радіусах апертури $R_0/R_2 > 0,3$. Є чітко помітний максимум чутливості датчика при висоті апертури $h/\lambda \approx 0,5$ (рис. 6.10, б). Тут так само треба враховувати, що $H/\lambda = 1,25$. Даний факт узгоджується з фізичними умовами і свідчить про адекватність чисельної моделі. Разом з цим, з графіків на рис.6.10, б видно, що навіть при висоті коаксіальної апертури $h/\lambda \approx 0,5$, чутливість РВП в 2...2,5 рази менше, ніж при висоті $h \rightarrow 0$. Цей факт обумовлений значним проникненням поля з апертури в досліджуваний зразок. Така поведінка залежності $\Delta Q/Q$ підтверджує зроблене вище припущення, що найбільша чутливість датчика забезпечується при малій висоті апертури – $h/H < 0,05$.

Як видно дана модель дозволила отримати значну кількість результатів, але врахувати в комплексі вплив розмірів КВА і хвильових процесів в робочій області та за її межами ця модель не може.

7 ОПТИМІЗАЦІЯ ПАРАМЕТРІВ І МЕТОДИК АНАЛІЗУ КОАКСІАЛЬНИХ СЕНСОРІВ

7.1 Оптимізація параметрів резонаторного вимірювального перетворювача

Вологовміст в біооб'єктах характеризується діапазоном змін ϵ в межах від 3 до 10 і $\text{tg}\delta$ в межах від 0,01 до 0,4. Таким чином, чисельне моделювання роботи РВП доцільно проводити в даному діапазоні. Вихідні параметри РВП з КВА виберемо такі ж, як у попередньому розділі. Детальні розрахунки показали, що обрані співвідношення розмірів близькі до тих, які забезпечують максимальну чутливість даної конструкції РВП з КВА.

Подальше уточнення розмірів РВП стосується визначення оптимальних радіусів його частин, то ж відноситься і до КВА. Для цього також як і в попередньому розділі буде використано чисельне рішення рівнянь Максвелла з урахуванням втрат в стінках і на випромінювання, і рішення рівнянь Гельмгольца, що враховують тільки втрати в стінках.

Спочатку розглянемо вплив КВА на добротність системи. Можливу зміну радіуса апертури R_0 / R_2 (рис.7.1) при розрахунках обрано в межах від 0,29 до 1. Відносна зміна добротності розраховувалася виходячи з добротності системи, що навантажена на зразок з параметрами $\epsilon_2 = 3$; $\text{tg}\delta_2 = 0,01$. При цьому вихідною вважалася система, що навантажена на вільний простір. Це дозволяє наочно показати весь діапазон змін інформаційних параметрів.

Залежності добротності і відносної зміни добротності наведені на рис.7.1 а-г.

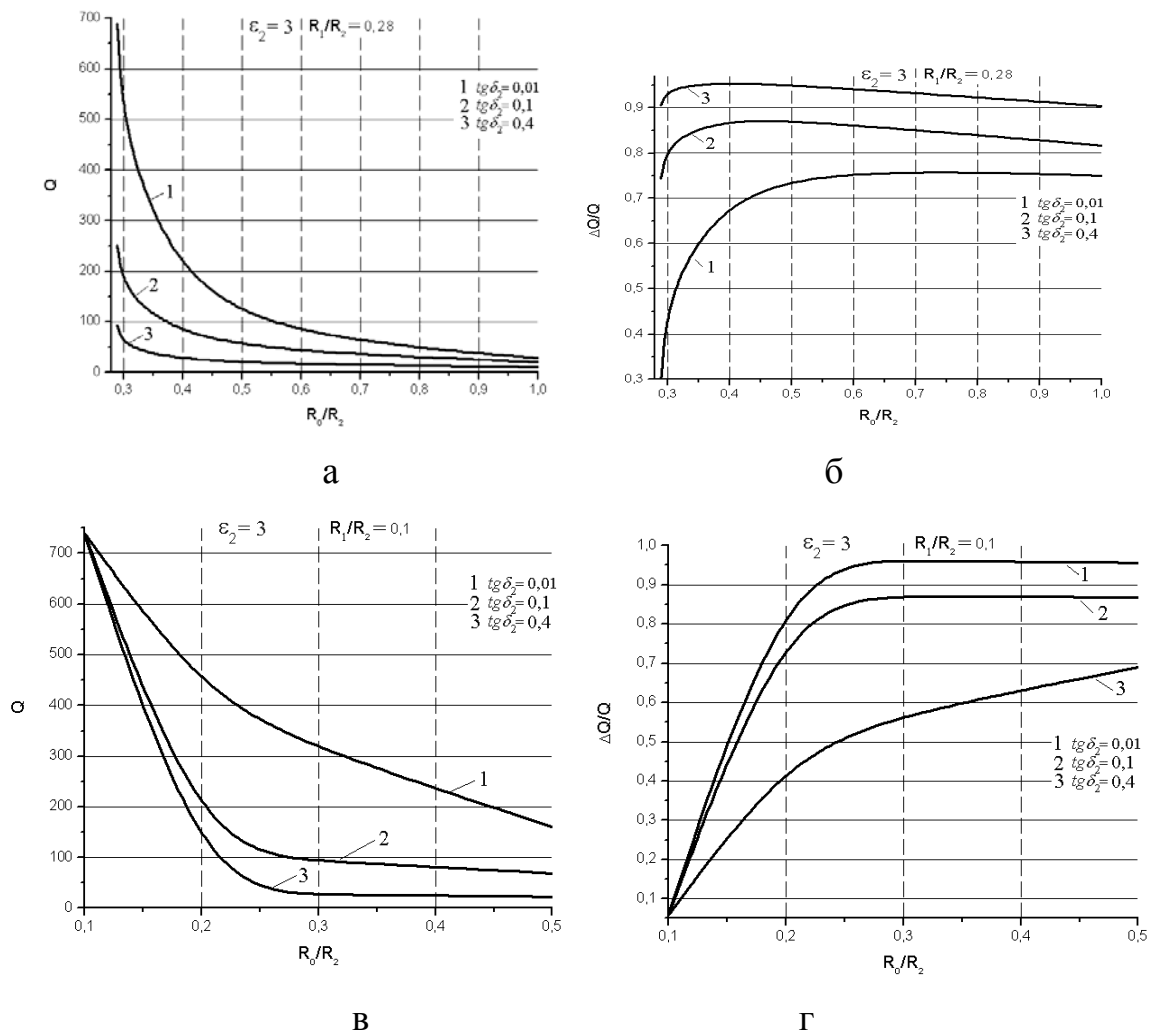


Рисунок 7.1 – Залежність Q (а) і $\Delta Q/Q$ (б) від величини діафрагми та параметрів зразка

Резонансна частота f більшою мірою визначається реальною частиною діелектричної проникності зразка. Результати розрахунку її поведінки і зміни Δf при аналогічних умовах в залежності від відношення радіусів апертури R_0 / R_2 представлені на рис. 7.2 а-г.

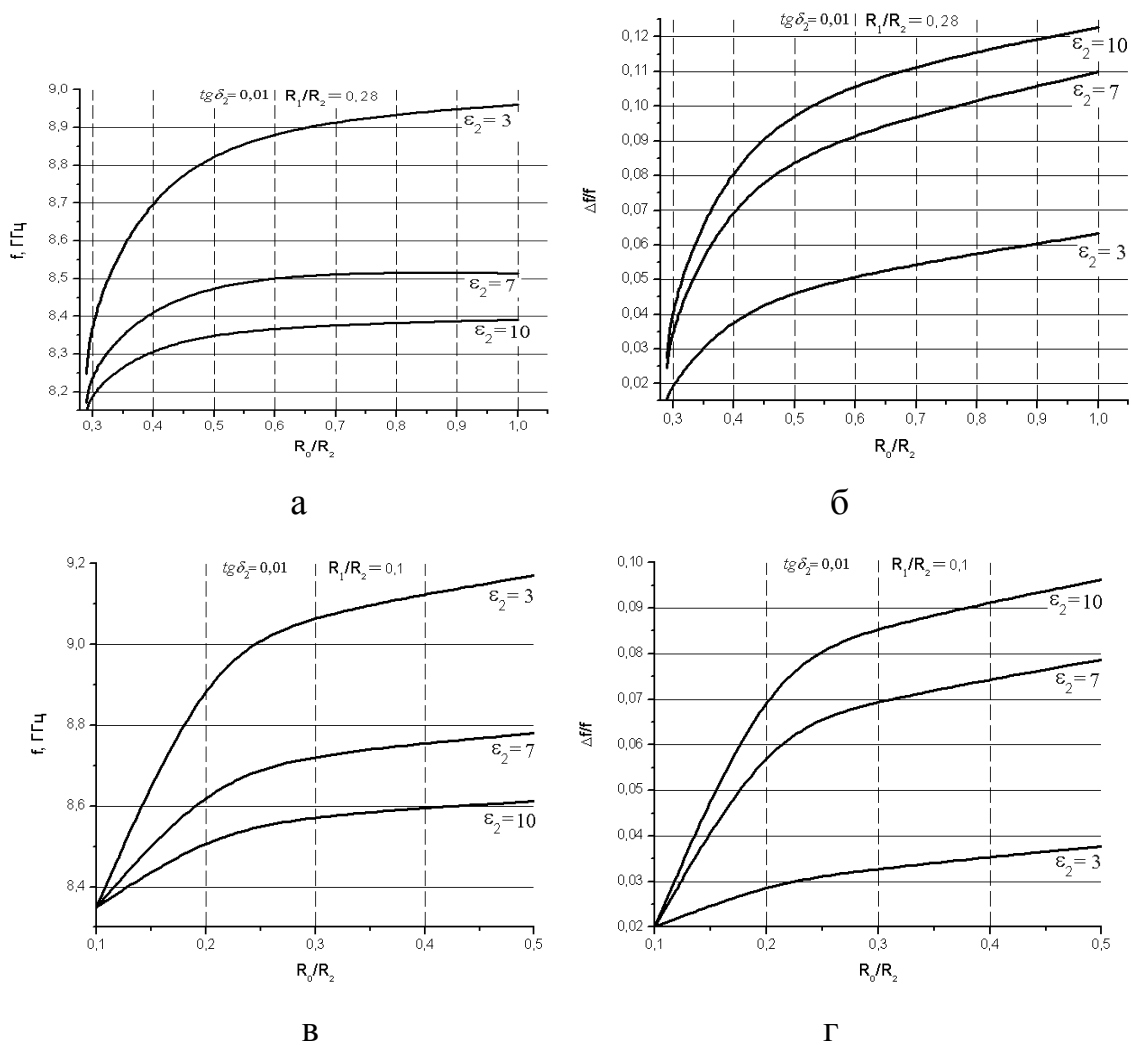


Рисунок 7.2 – Залежність f (а) і $\Delta f / f$ (б) від величини діафрагми та параметрів зразка

Як видно з графіків (рис. 7.1 і 7.2), розмір апертури суттєво впливає на інформаційні параметри РВП з КВА. Вибір оптимального розміру вимірювальної апертури проводився відповідно наступних принципів. Відомо, що для проведення достовірних вимірювань добротність навантаженого резонатора повинна бути якомога більше. Однак, для зменшення необхідних розмірів досліджуваного зразка, і, відповідно, зменшення об'єму біологічних проб пацієнта, найбільш важливо домогтися високого значення відношення $\Delta Q/Q$ РВП при вимірюванні $\text{tg} \delta$. При цьому необхідно зберегти високе значення відношення $\Delta f / f$ при зміні ϵ . Вище показано, що ці суперечливі вимоги можна мірою задовольнити, якщо

вибрати $R_1/R_2 = 0,28$, а величина h/H має бути мінімальною. Тому подальше моделювання буде проводитися для КВА з $R_0/R_2 = 0,3$, $h/H = 0.01$.

Залежності добротності і зміни добротності від електрофізичних параметрів зразка наведені на рис. 7.3 а, б.

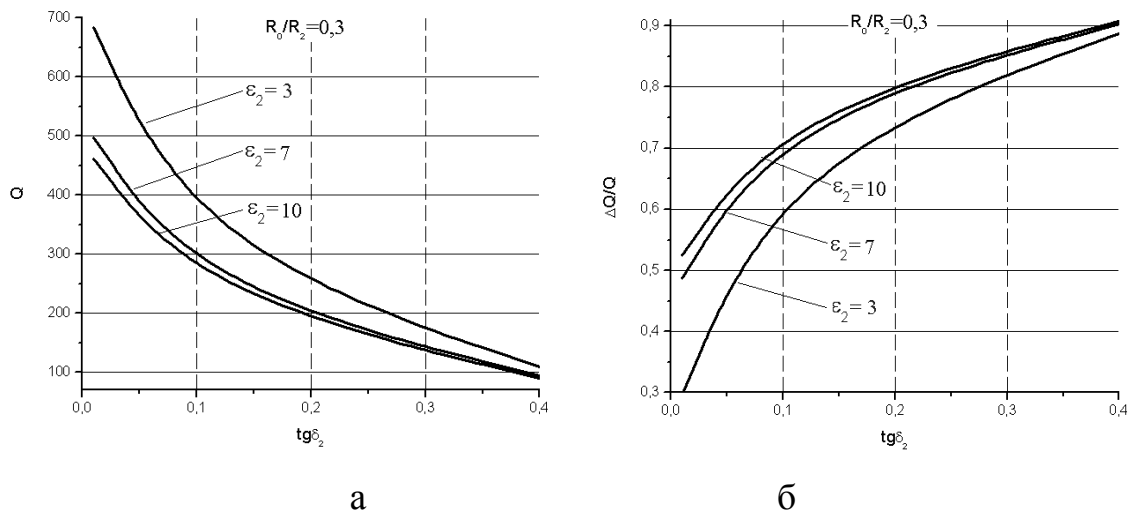


Рисунок 7.3 – Залежність Q (а) і $\Delta Q/Q$ (б) від параметрів зразка

Представлені на рис. 7.3 залежності показують, що при збільшенні значень відносної діелектричної проникності зразка збільшується добротність системи. Це є наслідком екранування відкритого кінця апертури діелектричним матеріалом. Проте, збільшення втрат, незважаючи на зменшення глибини проникнення поля в зразок, призводить до суттєвого зменшення добротності і відповідно чутливості датчика. Але співвідношення приросту параметрів до їх первісної величини як і раніше залишається високим, що вказує на можливість підтримки інформативних властивостей сенсора на високому рівні.

На рис. 7.4 представлені залежності резонансної частоти і зміни резонансної частоти РВП КВА від електрофізичних параметрів зразка.

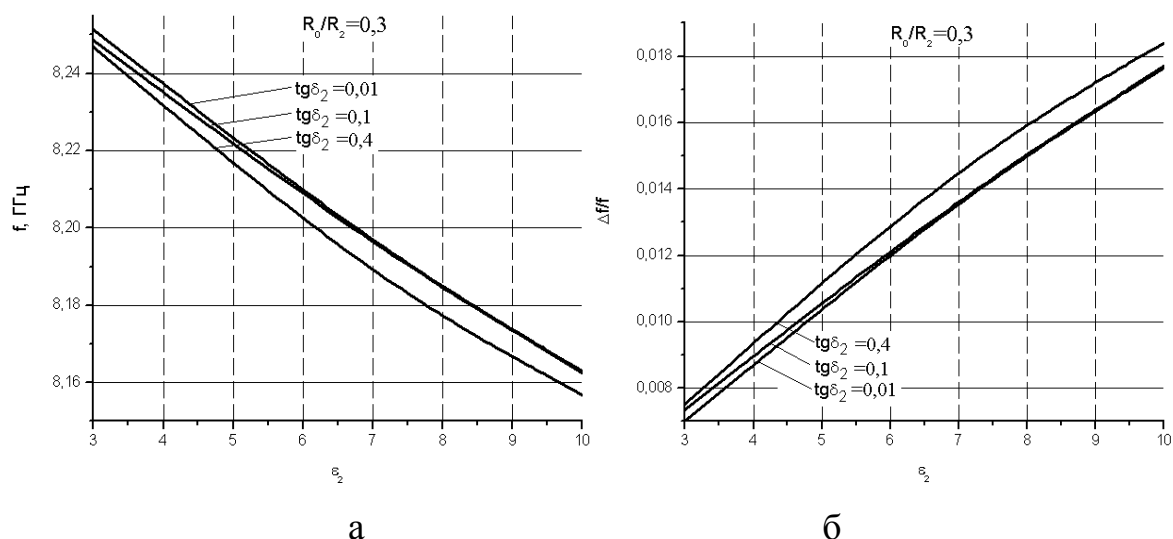


Рисунок 7.4 – Залежність f (а) й $\Delta f/f$ (б) від параметрів зразка

З цих графіків видно, що основний вплив на резонансну частоту РВП надають зміни ϵ_2 . Однак, збільшення $\text{tg}\delta_2$ призводить до зростання ємності, на яку навантажений РВП. Це викликає невелике зменшення резонансної частоти.

Повітряний зазор між апертурою і досліджуваним зразком змінює інформаційні параметри РВП КВА. На рис. 7.5 наведені залежності Q і $\Delta Q/Q$ РВП від величини зазору і параметрів зразка.

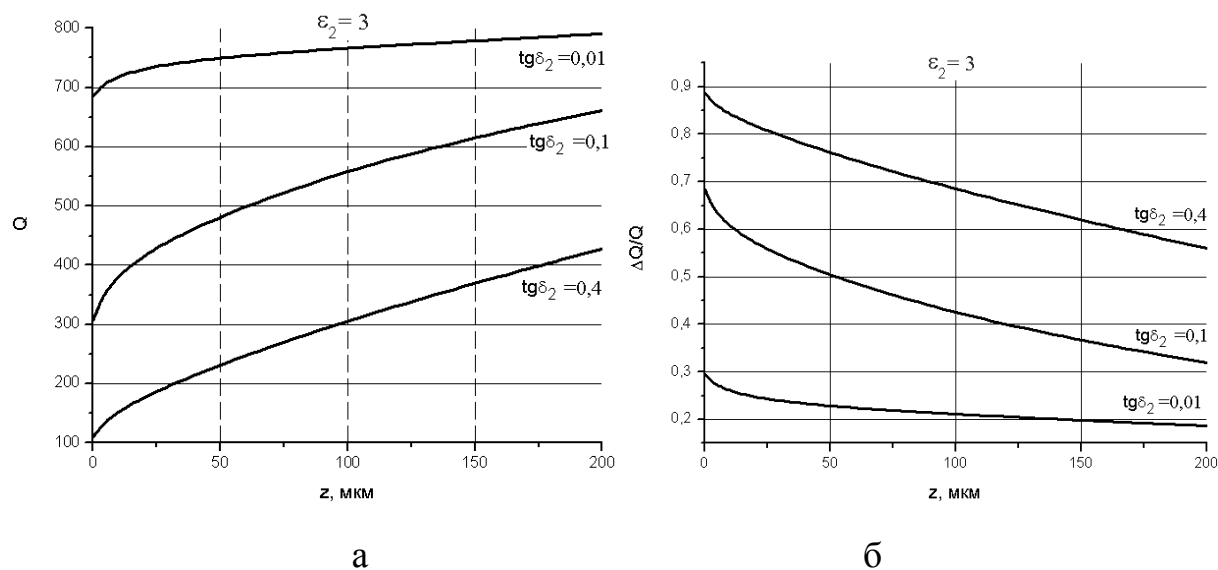


Рисунок 7.5 – Залежність Q (а) і $\Delta Q/Q$ (б) від величини зазору і параметрів зразка

Як видно з цих графіків, добротність в більшій мірі визначається тангенсом кута відносних діелектричних втрат, що свідчить про значне проникнення електромагнітного поля в зразок.

На рис. 7.6 наведені залежності f і $\Delta f/f$ від величини зазору і параметрів зразка.

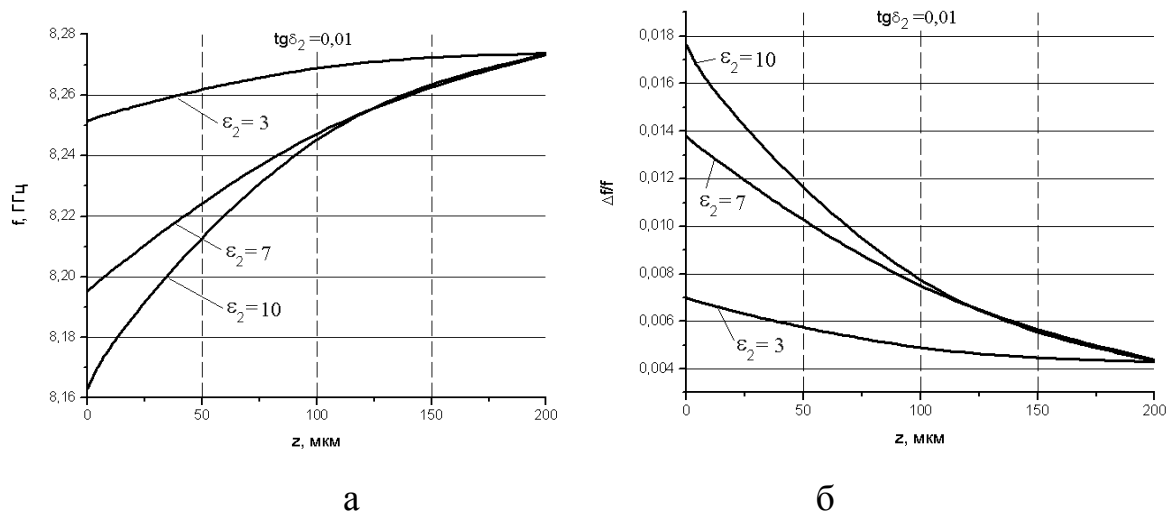


Рисунок 7.6 – Залежності f (а) і $\Delta f/f$ (б) від величини зазору і параметрів зразка

Ці графіки показують, що резонансна частота визначається, в основному, відносною діелектричною проникністю зразка. Причому вплив повітряного зазору практично однаковий на всьому діапазоні зміни ϵ_2 .

При порівнянні графіків на рис. 7.5 і 7.6 видно їх взаємну кореляцію. Це означає, що існує деяка функція, яка залежить від добротності і резонансної частоти, інваріантна щодо величини зазору z . Емпірично було знайдено такий вираз:

$$N(Q, f) = \frac{\Delta Q/Q}{\Delta f/f}. \quad (7.1)$$

Залежність даної функції від величини зазору і параметрів зразка наведена на рис. 7.7.

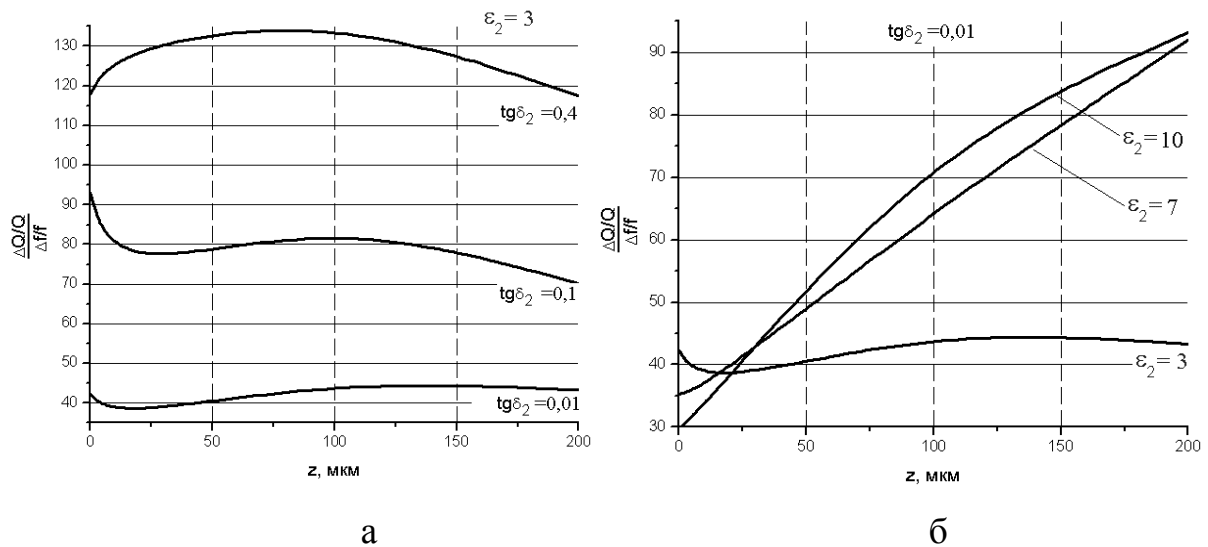


Рисунок 7.7 – Залежність функції $N(Q, f)$ від величини зазору і параметрів зразка

З порівняння графіків на рис. 7.5, рис. 7.6 і рис. 7.7 видно, що функція $N(Q, F)$ практично інваріантна для малих зазорів і ϵ , а відносно величини зазору зміни малі в порівнянні з залежністю від $\text{tg}\delta$. Значення функції визначається виключно параметрами зразка. Таким чином, градуювальні криві, що аналогічні кривим на рис. 7.7, дозволяють зіставляти отримані в ході дослідження зразка значення добротності і частоти РВП з електрофізичними параметрами біооб'єкту без урахування паразитного впливу зазору.

Отримані залежності дозволяють впевнено стверджувати, що інформаційні параметри РВП КВА можуть однозначно відображати електрофізичні параметри біооб'єктів і дозволять адекватно судити про їх вологовміст.

7.2 Уточнення методики теоретичного градуювання

Після вибору структури РВП на якісному рівні процедура теоретичного градуювання передбачає проведення чисельного дослідження його параметрів. На цьому етапі використання наближених методик небажано, так як при їх використанні потрібно суттєве експериментальне доопрацювання конструкції. Нижче показана методика уточнення процедури градуювання.

Оскільки аналітичні моделі базуються на наближенні заданого поля, а залишковий розрахунок проводиться на підставі строгої моделі, то досить представити і обґрунтувати результати, які покажуть уточнення НЗП. Для уявлення можливостей розробленої процедури і переваг уточненої методики обчислень параметрів РВП для його градуювання використана модель, у якій початкові параметри обрані з урахуванням результатів попередніх підрозділів. Розглядалася відкрита КВА в плоскому нескінченному екрані, яка аналогічна РВП, що зображений на рис.3.1 а.

Дана модель враховує втрати на випромінювання і дозволяє провести повний аналіз розподілів компонент ЕМП в області КВА. До штучно введеним особливостям розрахунку можна віднести облік втрат, який здійснений у такий спосіб. При вимірах біоматеріалів втрати в стінках коаксіалу і в екрані суттєво менше втрат в зразках. Тому під час градуювання ними з високим ступенем точності можна знехтувати. Але для спільності розрахунків в даному підрозділі втрати в стінках враховувалися у вигляді втрат в діелектрику коаксіальної частини, а втрати в екрані у вигляді додаткових втрат в зразку.

Схема КВА, що розраховувалась, і результати в графічному вигляді представлені на рис.7.8.

Розрахунку підлягав розподіл H_{ϕ} в площині заданого поля і ємності КВА при різних варіантах використання наближення заданого поля. Тому параметри зразка не враховувалися, а вважалось $\epsilon'_2 = 1$, $\text{tg}\delta_2 = 0,0001$,

$\Delta z_2 = \infty$. Робоча частота $f_0 = 10$ ГГц, $R_2 = 2$ мм, $\varepsilon'_1 = 1$, $\text{tg}\delta_1 = 0,001$. При розрахунках варіювалися радіус R_1 і положення площини заданого поля z_n .

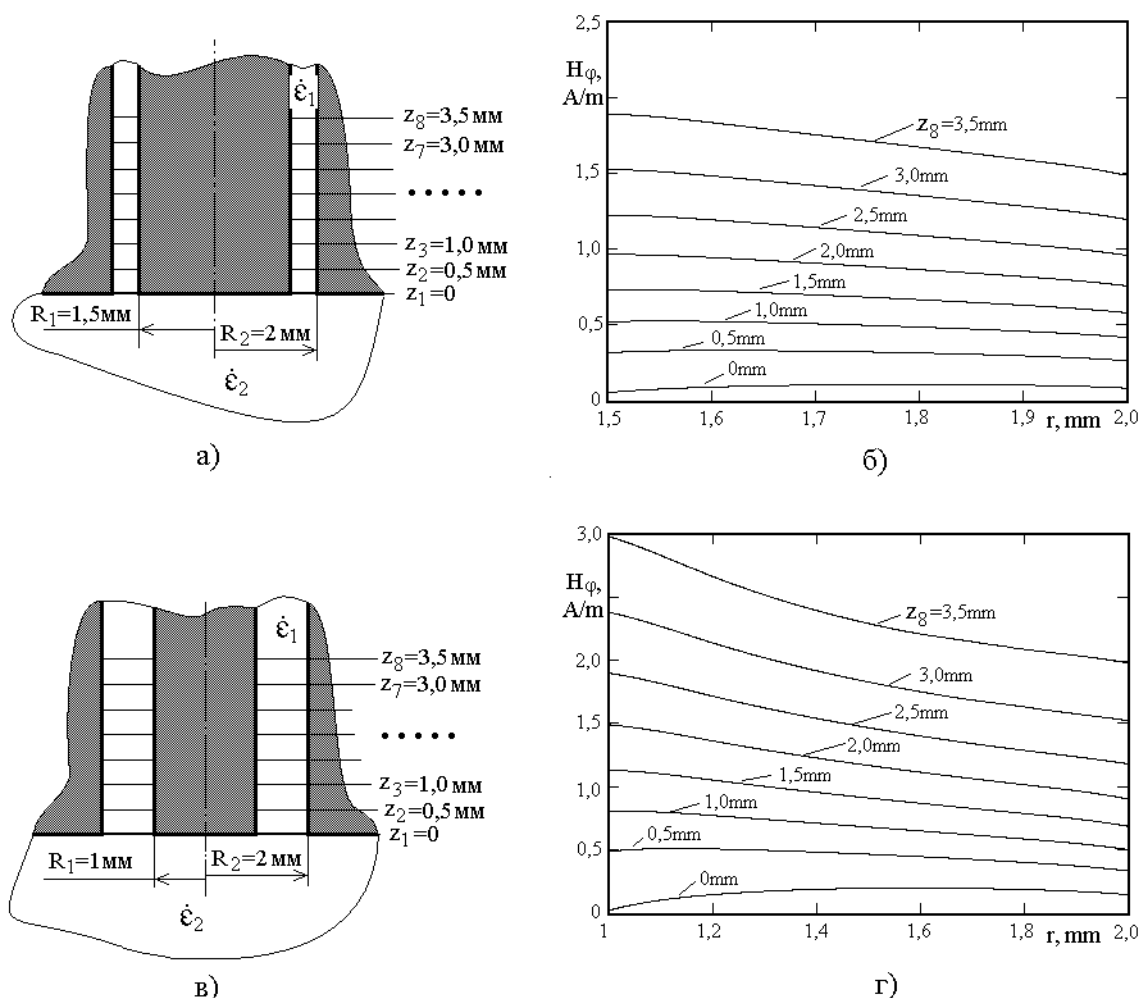
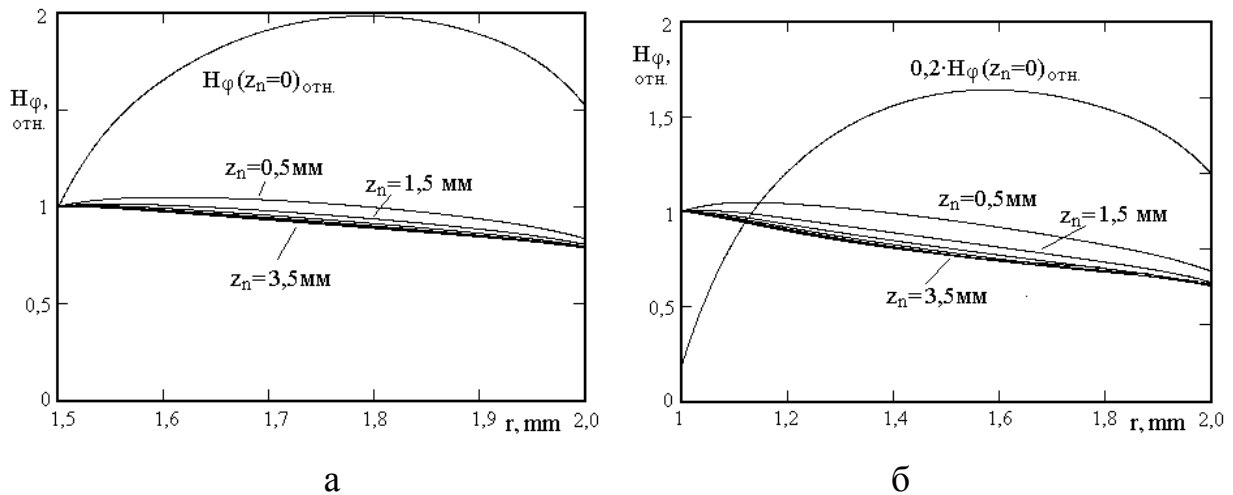


Рисунок 7.8 – Модель КВА з поглибленням площини заданого поля

Збільшення абсолютного значення H_φ (рис.7.8 б,г) викликано зменшенням імпедансу при збільшенні довжини коаксимальної ділянки, оскільки у всіх випадках задане поле було однаково.

Як видно з рис.7.8 б, г отриманий розподіл магнітної компоненти ЕМП в площині екрану не відповідає розподілу r^{-1} . Це вплине і на електричні складові. Оскільки коаксимальна частина РВП для вищих гармонік поля є недосяжною, то з поглибленням площини заданого поля всередину РВП ($z_n > 0$), розподіл H_φ наблизитиметься до r^{-1} . При цьому його спотворення

будуть давати менший вплив на розподіл E_r , а осьова компонента електричного поля буде послаблюватися. Тому наближення заданого поля буде більш точно відповідати реальному. Але показати цей процес у даному масштабі складно, тому на рис.7.9 а,б представлено поведінку відносної величини магнітної компоненти.



а – для КВА при $R_1 = 1,5$ мм, б – для КВА при $R_1 = 1$ мм

Рисунок 7.9 – Відносна зміна магнітної компоненти ЕМП в площині заданого поля

У розрахунках (рис.7.8, рис.7.9) максимальне поглиблення площини заданого поля вибрано з умови $z_{\max} < \lambda/8$. Подальші розрахунки показали, що поведінка $H_\phi(r, z)$ практично однакова для кювети з розмірами $\Delta z = 1$ мм, $R_3 = 3$ мм і представленого тут випадку відкритого екрану.

Поява в розподілі магнітної компоненти вищих просторових гармонік обумовлено як діючими фізичними факторами, так і використанням ідеалізованого розподілу в методиці наближення заданого поля. До діючих фізичних факторів відноситься не рівна нулю осьова компонента електричного поля. Зворотний вплив цієї компоненти на магнітне поле і далі на радіальну компоненту електричного E_r призводить до погрешностей

розрахунків, серед яких найбільш важливим для градуювання є розрахунок еквівалентної ємності КВА.

Представлені результати дозволяють уточнити розрахунок ємності КВА. Результати розрахунків показали існування змін форми розподілу H_φ в площині екрану, але це не дає уявлення про метрологічні властивості методу розрахунку ємності КВА, оскільки тут також не враховуються вищі гармоніки поля в площині z_n . Можна лише відзначити, що зростання площі під кривою $H_\varphi(z_n, r)$ при малих z_n буде швидшим (рис.7.8 б, г). Це обумовлено впливом осьової компоненти, енергія якої визначає деяку добавку до вирахуваних значень ємності.

На рис.7.10 показана зміна розрахункових значень ємності КВА.

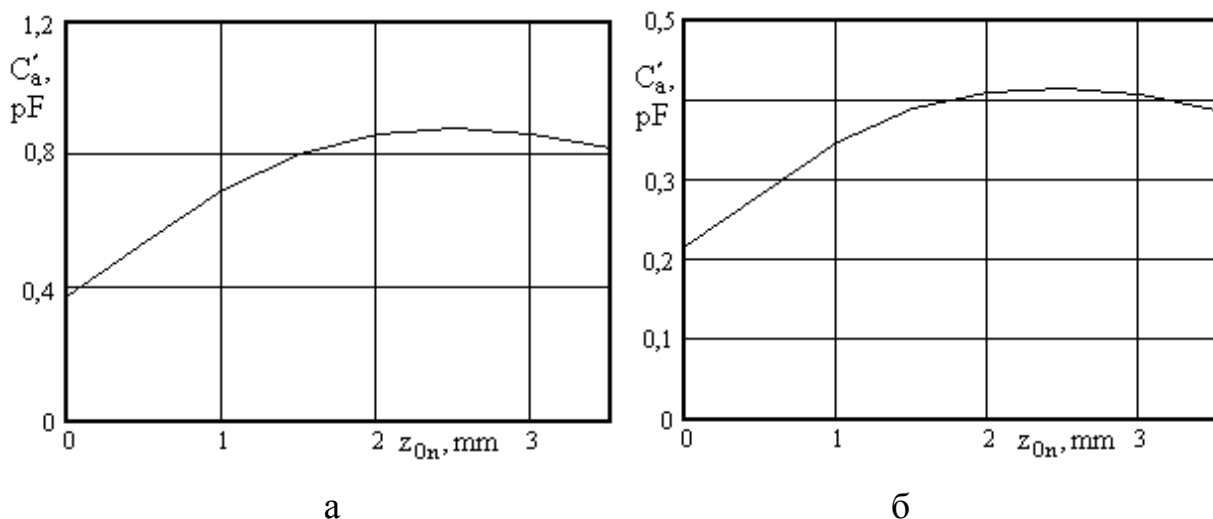


Рисунок 7.10 – Розрахункові значення ємності КВА

при а) $R_1 = 1,5 \text{ мм}$, б) $R_1 = 1 \text{ мм}$

Менші значення розрахункових значень C'_a при $z_n < 2,5 \text{ мм}$ відповідають поведінці H_φ на графіках рис.7.8 б, г, так як зазначене вище зменшення зростання площі під графіками H_φ обумовлює більш швидке зростання провідності на початковій ділянці. Це відповідає висловленому

вище положенню про вплив осової частини електричного поля на величину ємності.

Деяке зниження розрахункових значень C'_a при $z_n > 2,5$ мм ймовірно обумовлено шляхом перерахунку ємності КВА, при якому враховувалася тільки основна мода. Але це припущення потребують додаткового аналізу, щоб виявити фізичні механізми такого зниження, якщо вони існують.

Представлені в даному підрозділі чисельні результати дозволяють дати загальну оцінку використання методу НЗП. Вони показують, що наближення заданого поля може бути ефективним інструментом створення практичної методики теоретичного градуювання, але при цьому слід особливу увагу приділити впливу вищих гармонік в розподілах компонент ЕМП. Також ефективною є заміна реальних параметрів РВП параметрами еквівалентних зосереджених елементів. Це, зокрема, відноситься до еквівалентної ємності КВА. Але при цьому необхідно буде врахувати її частотні властивості, а облік впливу гармонік потребує аналогічного аналізу індуктивної частини РВП. Для малих КВА суттєво спростити цю задачу дозволить використання чисельних апроксимацій. Тому дана задача при сучасному рівні розвитку обчислювальної техніки цілком здійсненна.

Проте, практичне здійснення теоретичного градуювання потребує подальшої розробки та експериментального дослідження.

8 МОДЕЛЮВАННЯ РОЗПОДІЛЕННЯ НВЧ ПОЛЯ ЗОНДА З КОАКСІАЛЬНОЮ АПЕРТУРОЮ

На рис. 8.1 схематично зображено конструктив конусного коаксіального РВП і його апертурний вузол зі схематичним поданням об'єкта. При цьому виділені наступні особливості:

- об'єкт, хоча й має істотно більші в порівнянні з перетином апертури розміри, обмежений, особливо по товщині;
- об'єкт може бути багат шаровим;
- фланець резонатора обмежений за розміром;
- між об'єктом і фланцем РВП можливий повітряний зазор;
- вістря зонда R_{1t} може мати різну форму (плоску, сферичну, еліптичну);
- вістря, яким в апертурі закінчується центральний конусний провідник коаксіалу, може виступати за межі фланця на деяку величину t ;
- діаметр вістря може бути порівняний й навіть менше товщини скін-шару в металі на робочій частоті.

У загальному виді аналітичне й навіть чисельно-аналітичне рішення електродинамічної задачі про власні значення комплексних частот такої системи зі НВЧ втратами неможливо.

При спрощенні геометрії об'єкта до плоскошарового виду, умові напівнескінченності фланця, плоскої геометрії апертури (без виступу вістря і його площинності) можливо чисельно-аналітичне рішення задачі про внесення об'єктом у резонатор ємності по типу [4, 15, 16, 104, 108, 109]. Однак при цьому суттєво ускладнюється проблема завдання поля на отворі. Про ступінь впливу використовуваного наближення цього поля на результат судити важко.

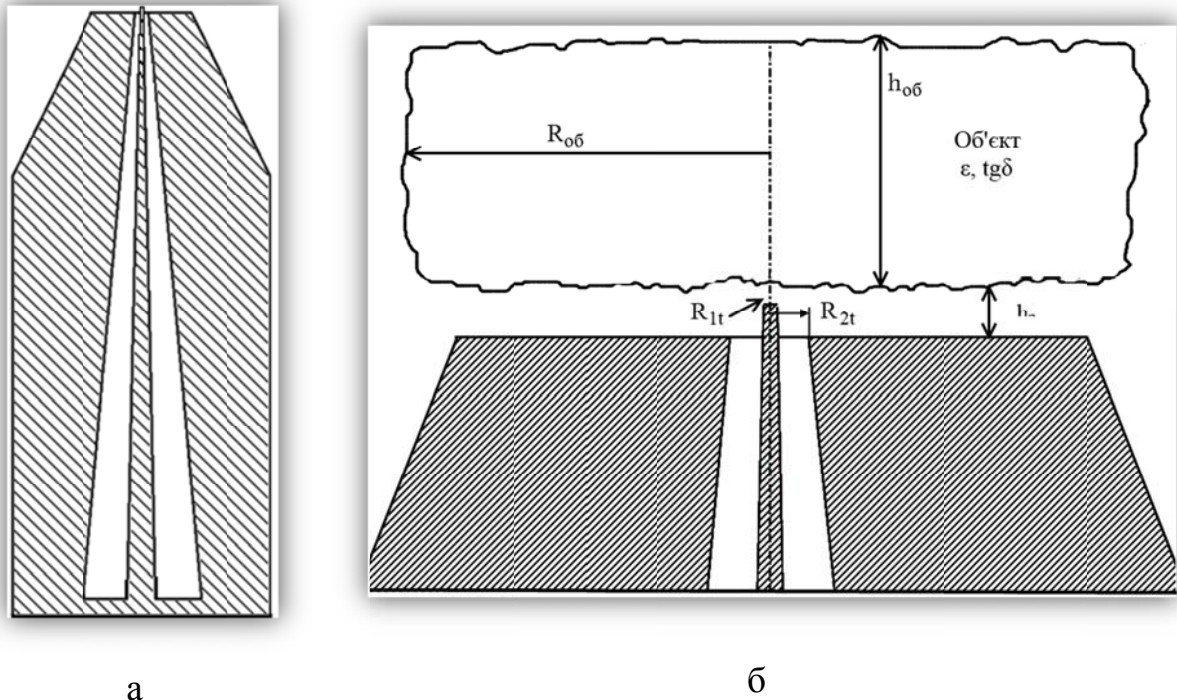


Рисунок 8.1 – Схематичне зображення конусного коаксialного РВП (а) і його апертурний вузол (б), що взаємодіє зі зразком

Тому в роботі чисельне рішення зазначеної задачі й моделювання РВП здійснювалося з використанням методу кінцевих елементів [110, 111]. В основному цим прямим чисельним методом вирішувалася задача на власні значення операторів.

На першому етапі для з'ясування основних особливостей впливу геометрії апертурного вузла на функціонування РВП та величину його сигналів виміральної інформації об'єкт вважався напівнескінченим. Надалі в міру уточнення можливостей БМД на основі такого резонаторного зонда структура й геометрія об'єкта можуть бути уточнені.

8.1 Особливості використання чисельних методів в теорії апертурних резонаторних зондів

Розглянемо особливості чисельних алгоритмів рішення задач при моделюванні резонаторних зондів шляхом безпосереднього інтегрування

рівнянь поля, приділивши увагу також і полю випромінювання з мікрозонда. Джерелом випромінювання є вимірювальна апертура мікрозонда, що розглядається як апертурна антена, що випромінює в середовище діагностики.

Для розрахунку вхідного імпедансу та діаграми спрямованості (ДС) такої апертурної антени можна використовувати метод моментів (ММ) [112]. Однак, застосування ММ для рішення цієї задачі приводить до одержання повної матриці і, отже, метод потребує гранично великої пам'яті комп'ютера й процесорного часу. Метод кінцевих елементів (англомовна аббревіатура МКЕ – FEM – Finite Element Method) більш придатний для рішення таких задач, тому що має відносно просте формулювання для складних проникних структур і приводить до одержання розріджених матриць, для яких існують досить ефективні алгоритми рішення. Однак FEM метод, застосовуваний «поодиночки» для необмежених об'ємів, не задовольняє умові випромінювання Зоммерфельда. Умови випромінювання на кінцево віддалених границях повинні бути забезпечені за рахунок введення відповідних умов граничного поглинання. В [113] з метою зменшення області дискретизації запропоновані поглинаючі граничні умови, які допускають їхнє розміщення досить близько до випромінюючої апертури. Однак, точність цих наближених граничних умов залежить від специфічних проблем, приводячи до результатів непередбаченої погрішності результату розрахунку. Для усунення недоліків методів ММ і FEM у ряді робіт [114 – 117] запропоноване комбіноване використання чисельних методів: FEM метод застосовується усередині резонаторної порожнини, а поза її – метод моментів.

В [112] на основі комбінованого FEM/ММ методу був розрахований вхідний імпеданс резонаторної антени, показаної на рис. 8.2. Результати виявилися задовільними для неглибокої порожнини в плоскому екрані зі спрощеною моделлю збудження.



Рисунок 8.2 – Кругла випромінююча апертура на площині

Запропоновано розвиток зазначеного комбінованого методу та розглянуто різні форми резонаторних антен – на основі прямокутного хвилеводу, круглого хвилеводу й коаксіального хвилеводу. Усередині порожнини розрахунок проводився методом FEM. Граничні значення полів і їхні нормальні похідні, необхідні в методі FEM, отримані шляхом модального розкладання хвилеводних полів у порожнині, а в області апертури – за рахунок використання глобального методу моментів. Виконано моделювання випромінювання із прямокутної, круглої й коаксіальної апертур на необмеженій базовій площині, збуджуючих відповідно за допомогою прямокутної, круглої й коаксіальної ліній.

Для дослідження впливу на поле випромінювання, обмеженого певними розмірами фланця, доцільно використовувати метод геометричної теорії дифракції (ГТД) [117, 118]. Застосування ГТД припускає, щоб поля, випромінювані антенною апертурою, були спочатку визначені для нескінченної базової площини. Потім ці поля використовуються як вихідні для розрахунку дифракційних виправлень, обумовлених кінцевими розмірами фланця. Використовуючи замкнуті вирази коефіцієнтів дифракції з роботи [119] і поля, що падають на краї фланця, можна знайти дифраговане

поле як в області головної пелюстки, так і в задній напівплощині, використовуючи процедуру з роботи [118]. Повне поле випромінювання утворюється як суперпозиція поля випромінювання далекої зони в припущенні нескінченної базової площини й дифракційного поля.

Верифікація запропонованого підходу ГТД при використанні FEM/MM методів виконана для коаксіальної апертури із фланцем кінцевого розміру, і результат зіставлений з експериментальними даними. Отримані також величини вхідного коефіцієнта відбиття такий коаксіальної заглибленої антени.

Вектор електричного поля усередині резонансної порожнини (рис. 8.2) повинен підкорятися векторному хвильовому рівнянню

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\mu_r} \nabla \times \vec{E} \right) - k_0^2 \varepsilon_r \vec{E} = 0, \quad (8.1)$$

де ε_r, μ_r – відносні діелектрична й магнітна проникності заповнення резонансної порожнини антени.

Електричне поле $\vec{E}$ визначається комбінованим FEM/MM методом у припущенні нескінченної базової площини. Дотримуючись процедури, описаної в роботах [112, 114] і використовуючи оригінальні позначення, рівняння (8.1) можна переписати в наступному вигляді

$$\begin{aligned} \iiint_V \frac{1}{\mu_r} (\nabla \times \vec{T}) \cdot (\nabla \times \vec{E}) dv - k_0^2 \varepsilon_r \iiint_V \vec{T} \cdot \vec{E} dv = \\ = j\omega\mu_0 \iint_{S_a} (\vec{T} \times \vec{n}) \cdot \vec{H}_{ap} ds + j\omega\mu_0 \iint_{S_{inp}} (\vec{T} \times \vec{n}) \cdot \vec{H}_{inp} ds \end{aligned} \quad (8.2)$$

де S_a – площа випромінюючої апертури;

S_{inp} – площа з'єднання круглого хвильоводу й резонансної порожнини;

$\vec{H}_{ap}$ – магнітне поле в апертурі S_a , $\vec{H}_{inp}$ – магнітне поле в апертурі S_{inp} ;

$\vec{T}$ – векторна пробна функція.

Для рішення рівняння (8.2) об'єм порожнини розіб'ємо на маленькі об'ємні тетраедричні елементи. Усередині таких елементів електричне поле може бути виражене в термінах векторних базисних функцій ребер [116]. При виборі пробних функцій таким чином, щоб вони були ідентичні базисним функціям, ліва частина (8.2) може бути записана в матричній формі в такий спосіб

$$[Z] \cdot [e], \quad (8.3)$$

де $[Z]$ – симетрична розріджена матриця;

$[e]$ – вектор-стовпець невідомих коефіцієнтів для векторних базисних функцій.

Інтеграл по випромінюючій апертурі S_a обчислюється для знаходження електромагнітного поля поза апертурою шляхом заміни її апертурою з магнітним струмом $\vec{M}$. Дискретизація резонансної порожнини на тетраедричні елементи автоматично приводить до дискретизації апертури на трикутні елементи в площині $z=0$. У цьому випадку інтеграл береться по всіх трикутниках на поверхні апертури з використанням процедури, запропонованої в [120]. Це можна представити в матричній формі

$$[Z_a] \cdot [e_a], \quad (8.4)$$

де $[Z_a]$ – повна матриця;

$[e_a]$ – вектор-стовпець, чий елементи є невідомими амплітудами електричного поля на апертурі S_a .

Для обчислення поля усередині порожнини $\vec{H}_{inp}$ необхідно використовувати хвильоводні модальні функції. Для хвильоводного збудника

поле $\vec{H}_{inp}$ може розглядатися як сума падаючого й відбитого від розкриву полів

$$\vec{H}_{inp} = \vec{H}_{in} - \sum_m a_m \vec{h}_m(x, y) Y_m e^{\gamma_m z}, \quad (8.5)$$

де $\vec{h}_m$ – хвильоводні модальні векторні функції [121];

a_m – коефіцієнти відбиття поля збудження від границі зчленування резонатора й фідера;

γ_m – стала поширення;

Y_m – модальний адмітанс;

$\vec{H}_{in}$ – падаюче поле.

Після підстановки (8.5) в (8.2) другий доданок у правій частині рівняння може бути записаний в матричній формі як

$$[b_{inp}] - [Z_{inp}] \cdot [e_{inp}]. \quad (8.6)$$

Детальний вивід (8.6) представлений в [122]. Використовуючи співвідношення (8.3), (8.4), (8.6), рівняння (8.2) можна записати у вигляді

$$[Z] \cdot [e] - [Z_a] \cdot [e_a] + [Z_{inp}] \cdot [e_{inp}] = [b_{inp}]. \quad (8.7)$$

Оскільки вектор-стовпці $[e_a]$ і $[e_{inp}]$ є частиною $[e]$, то всі $[Z]$ матриці можна об'єднати. Тоді (8.7) можна представити у вигляді

$$[A] \cdot [e] = [b_{inp}], \quad (8.8)$$

де матриця $[A]$ частково розріджена (завдяки FEM) і частково щільна (завдяки MM і модового узгодження). Матриця $[b_{inp}]$ – вектор збудження, а $[e]$ – вектор, що підлягає визначенню.

Для ефективного рішення рівняння (8.8) доцільно застосувати сполучений градієнтний алгоритм із попередньою діагоналізацією [123]. Крім того, алгоритм дозволяє використовувати властивості симетрії матриці.

Коефіцієнти відбиття a_m хвильоводних мод можна визначити за допомогою рівняння (8.3)

$$\Gamma = a_m. \quad (8.9)$$

Вхідний адмітанс обчислюється за формулою

$$Y_{in} = \frac{1-\Gamma}{1+\Gamma} \cdot Y_0, \quad (8.10)$$

де Y_0 – характеристичний адмітанс лінії, що підводить.

Оскільки в результаті рішення (8.1) електричне поле визначене, магнітне поле в далекій зоні у випадку нескінченної базової площини визначається безпосередньо за допомогою рівняння

$$\vec{H}_f(r, \theta, \phi) = -\frac{jk_0}{\eta_0} \frac{e^{-jk_0 r}}{2\pi r} \iint_{S_a} (\hat{\theta}\hat{\theta} + \hat{\phi}\hat{\phi}) \cdot \vec{M}(x, y) e^{jk_0 \sin \theta (x \cos \phi + y \sin \phi)} dx dy \quad (8.11)$$

Вплив на поле випромінювання фланця кінцевих розмірів може бути досліджено методом геометричної теорії дифракції, процедура побудови рішення якого описана в роботі [118].

Для перевірки комбінованого підходу при аналізі полів випромінювання з різних апертур виконані відповідні розрахунки стосовно до розкриву коаксіального резонатора, збудженого коаксіальною лінією.

Геометрія коаксіальної резонансної випромінюючої системи представлена на рис. 8.3,а.

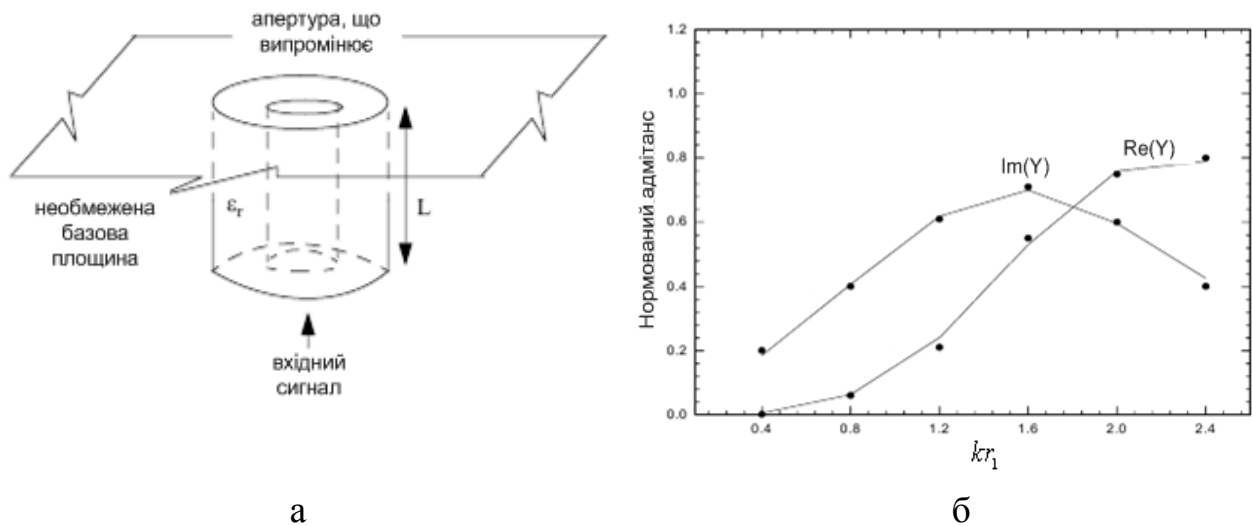
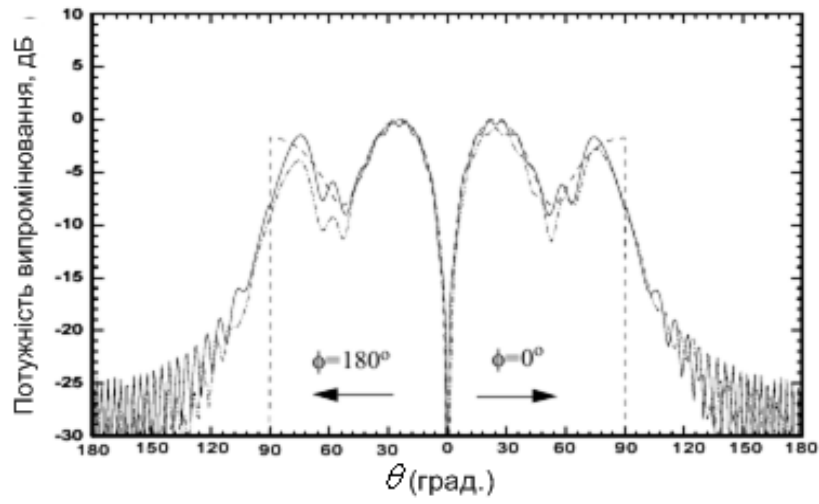
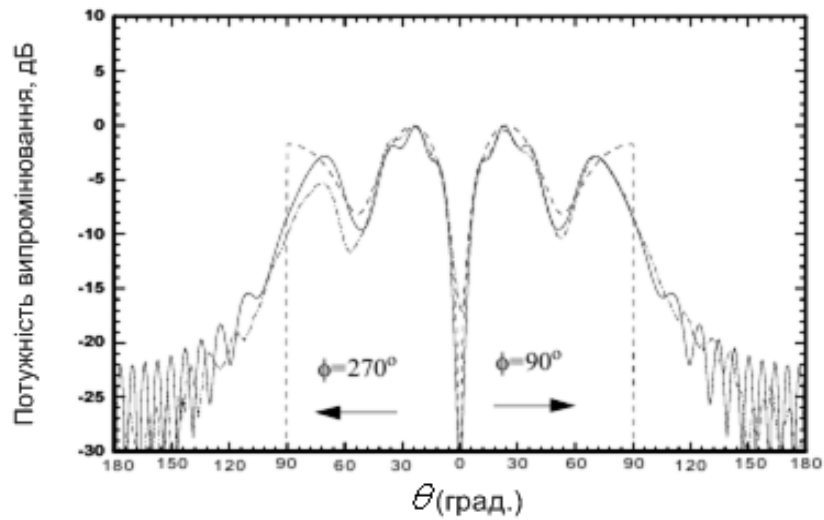


Рисунок 8.3 – Геометрія коаксіального випромінювача з нескінченним фланцем (а) і частотна залежність вхідного адмітанса (б)

У коаксіальній лінії поширюється чисто поперечна електромагнітна хвиля типу TEM. Довжина резонатора $L = 1,0\lambda$, відношення радіусів $r_2/r_1 = 1,57$, відносна проникність заповнення резонансної порожнини $\epsilon_r=1$. На рис. 8.3,б представлений результат розрахунку вхідного адмітанса антени як функції частоти, точками показані експериментальні значення з роботи [124]. На рис. 8.4 показана діаграма спрямованості випромінювання з коаксіальної апертури в різних азимутальних площинах на частоті 9 ГГц [125].



а



б

Рисунок 8.4 – Діаграма спрямованості з коаксіальної апертури у двох азимутальних площинах на частоті 9 ГГц: суцільні криві – метод FEM/MM із ГТД; пунктирні криві – метод FEM/MM; точкові криві – експеримент

Таким чином, показано, що застосування комбінованого чисельного методу для аналізу резонаторних випромінюючих структур на основі методу кінцевих елементів (МКЕ – FEM) дозволяє побудувати досить ефективні чисельні алгоритми рішення як внутрішньої задачі електродинаміки (визначення вхідного імпедансу резонансної структури), так і зовнішньої задачі – визначення поля випромінювання і його характеристик.

8.2 Загальні фізичні оцінки розподілення поля

У практиці СММ більшість результатів, пов'язаних зі специфікою НВЧ поля в апертурі резонаторних зондів, отримано експериментальним шляхом. Це поле утворюється на кінці коаксіалу, що різко звужується, або на кінці центрального провідника коаксіалу, що різко звужується до меж ідеального вістря. Таке поле, маючи високу в порівнянні з регулярною частиною амплітуду, різко зменшується у напрямку поширення випромінювання. В іноземній літературі воно одержало спеціальну назву – *evanescent*.

Опис його розподілу за допомогою Фраунтгоферовської теорії дифракції на коаксіальному отворі ускладнено через потребу точного опису поля на самому отворі. Використання квазістатичного наближення для встановлення поля на отворі не гарантує достатність наближення.

Тому виникає необхідність застосування прямих чисельних методів рішення відповідних електродинамічних задач, зокрема, визначення в нашому випадку комплексного значення резонансної частоти. У роботі використаний метод кінцевих елементів для рішення хвильового рівняння без збудження.

8.3 Вплив форми вістря на розподіл поля

У першу чергу розглянемо залежність розподілу повного електричного поля і його компонент від геометрії вістря, до якої відноситься величина перетину вістря, представлена радіусом $R_{1\tau}$, і його форма. Умовно розділимо передбачувані різновиди вістря на плоску (рис. 8.5,а), еліпсоїдальну (рис. 8.5,б) та сферичну (рис. 8.5,в). Відповідні їм епюри повного поля зображені на рис.8.6, з яких якісно видно різницю в розподілі поля в матеріалі об'єкта ($\text{tg}\delta = 0.1$, $\epsilon = 12$) під вістрям зонда, радіус якого складає 10 мкм.

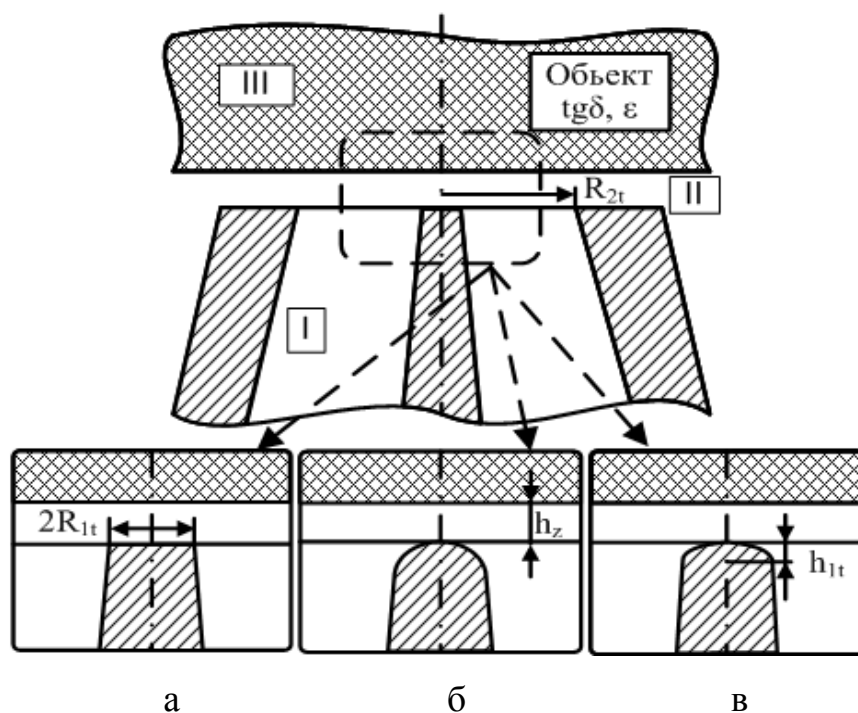
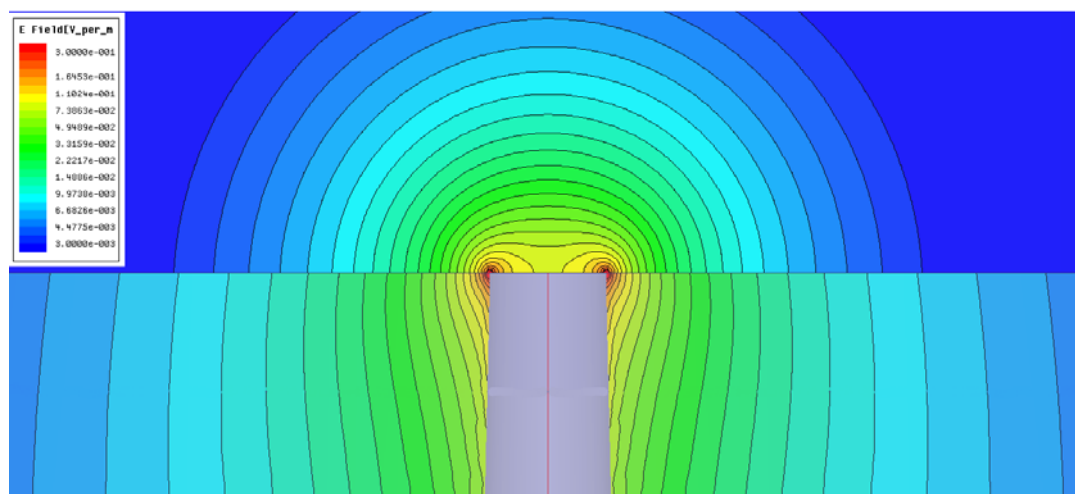


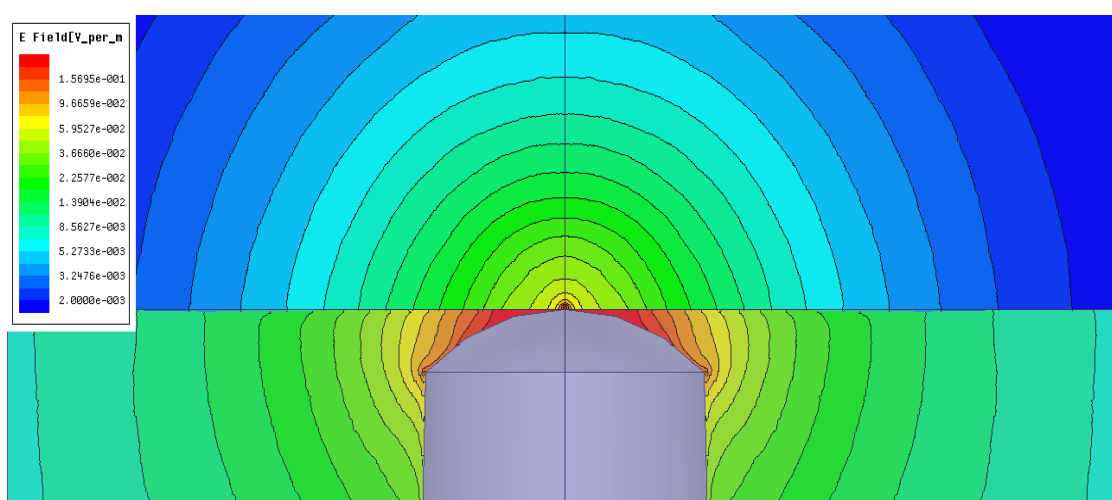
Рисунок 8.5 – Схематичне зображення геометрії вістря РВП КВА

У попередніх дослідженнях авторів численних розробок в області мікрохвильової діагностики високотемпературних надпровідників (ВТНП) і інших матеріалів експериментально встановлено суттєвий вплив форми вістря на просторову роздільну здатність (ПРЗ) і контрастність зображення. У зв'язку з відсутністю чіткої фізичної з'ясовності встановленого при цьому часткового зняття проблеми одночасного збільшення ПРЗ без істотних втрат чутливості становить інтерес знайти теоретичне підтвердження й трактування цим результатам.

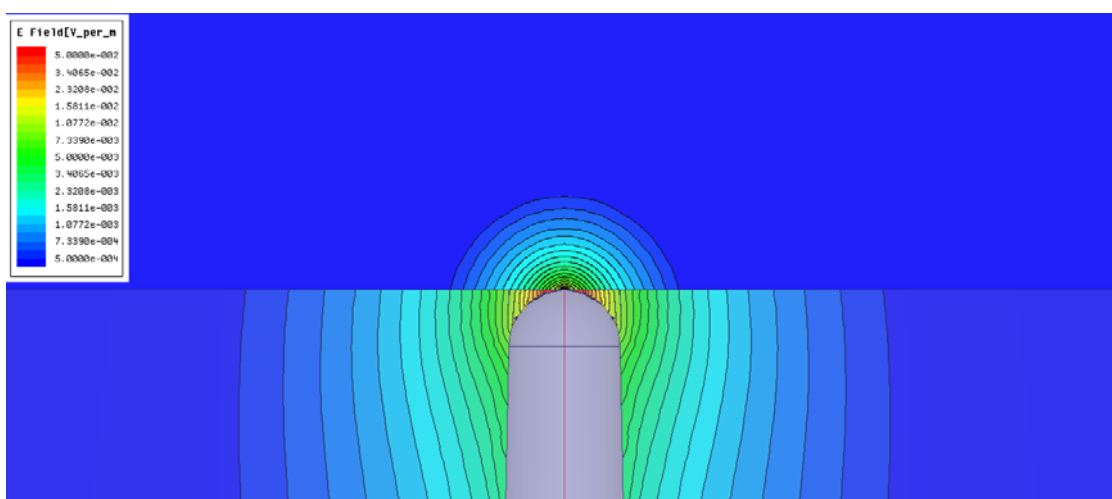
Із цією метою чисельно досліджено в порівнянні розподіл повного поля зонда із плоскою й сферичною формами вістря для різних значень R_{1t} . Дані цих досліджень, наведені на рис. 8.7, переконливо свідчать про суттєве «фокусування» поля при сферичній формі вістря під центральною його частиною (рис. 8.7,б) на відміну від локалізації під периферією при плоскому вістрі (рис. 8.7,а). Відповідно до цих даних поле втрачає «трубчатість», а розподіл його набуває квазігауссовий характер.



а

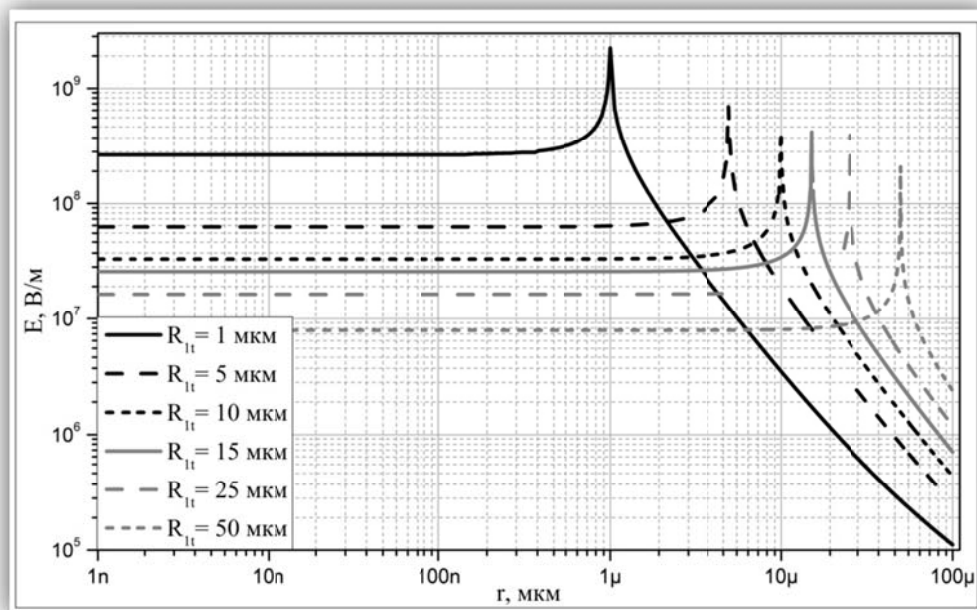


б

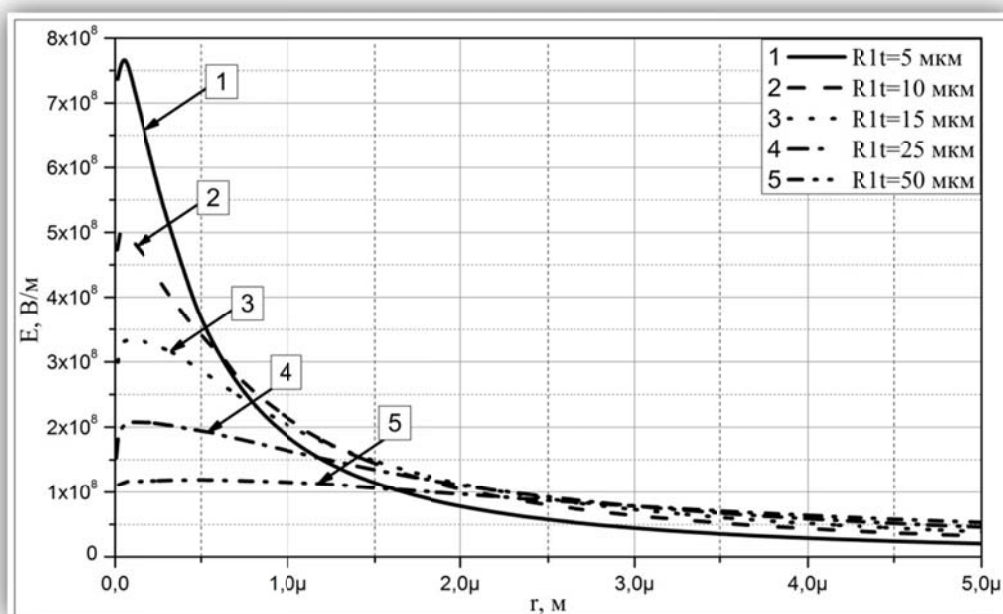


в

Рисунок 8.6 – Епюри повного електричного поля в апертурі РВП
в залежності від форми вістря ($R_{lt} = 10$ мкм)



а



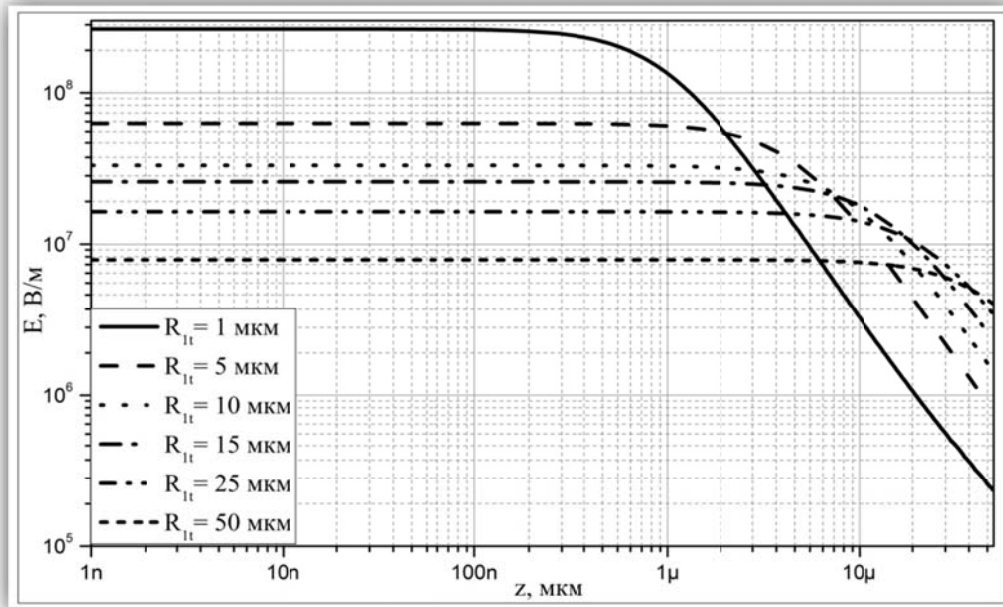
б

Рисунок 8.7 – Залежності розподілу повного поля в об'єкті для різних значень радіуса плоского (а) та сферичного вістря (б) уздовж радіуса зонда (об'єкт: $\epsilon=12$; $\text{tg}\delta=1$)

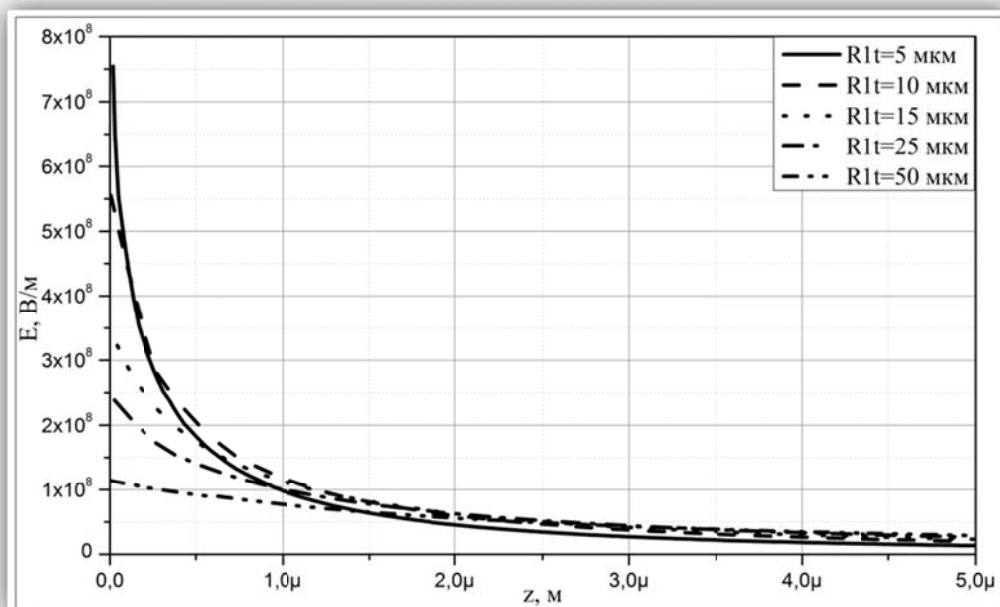
Розподіл поля по осі зонда (глибині об'єкта), що наведено на рис. 8.8, дає кількісне уявлення про залежність проникнення поля в об'єкт від

геометрії зонда. З результатів цих досліджень випливає, що глибина проникнення поля корелює з перетином вістря зонда.

Розподіл поля $E(z)$ під периферією вістря має такий же характер при більш високій енергетиці відповідно до її розподілу по радіусу.



а



б

Рисунок 8.8 – Залежності розподілу повного поля в об'єкті для різних значень радіуса плоского (а) та сферичного вістря (б) уздовж осі зонда (об'єкт: $\epsilon=12$; $\text{tg}\delta=1$)

На рис. 8.9 – 8.11 наведені епюри розподілу напруженості повного поля і його E_z і E_r компонент в об'ємі напівнескінченного об'єкта ($\varepsilon=12$; $\text{tg}\delta=10^{-2}$) при формі вістря у вигляді усіченого конуса (рис. 8.5,а) різного радіуса з $R_{2t}=600$ мкм. З них якісно випливає, що енергія НВЧ дифрагуючого поля зосереджена в основному в E_z компоненті й просторово локалізована безпосередньо під вістрям. У периферійній частині підкоаксіальної області об'єкта поле представлено переважно E_r компонентом. Крім того, відзначена локалізація енергії поля під вістрям збільшується при зменшенні радіуса R_{1t} .

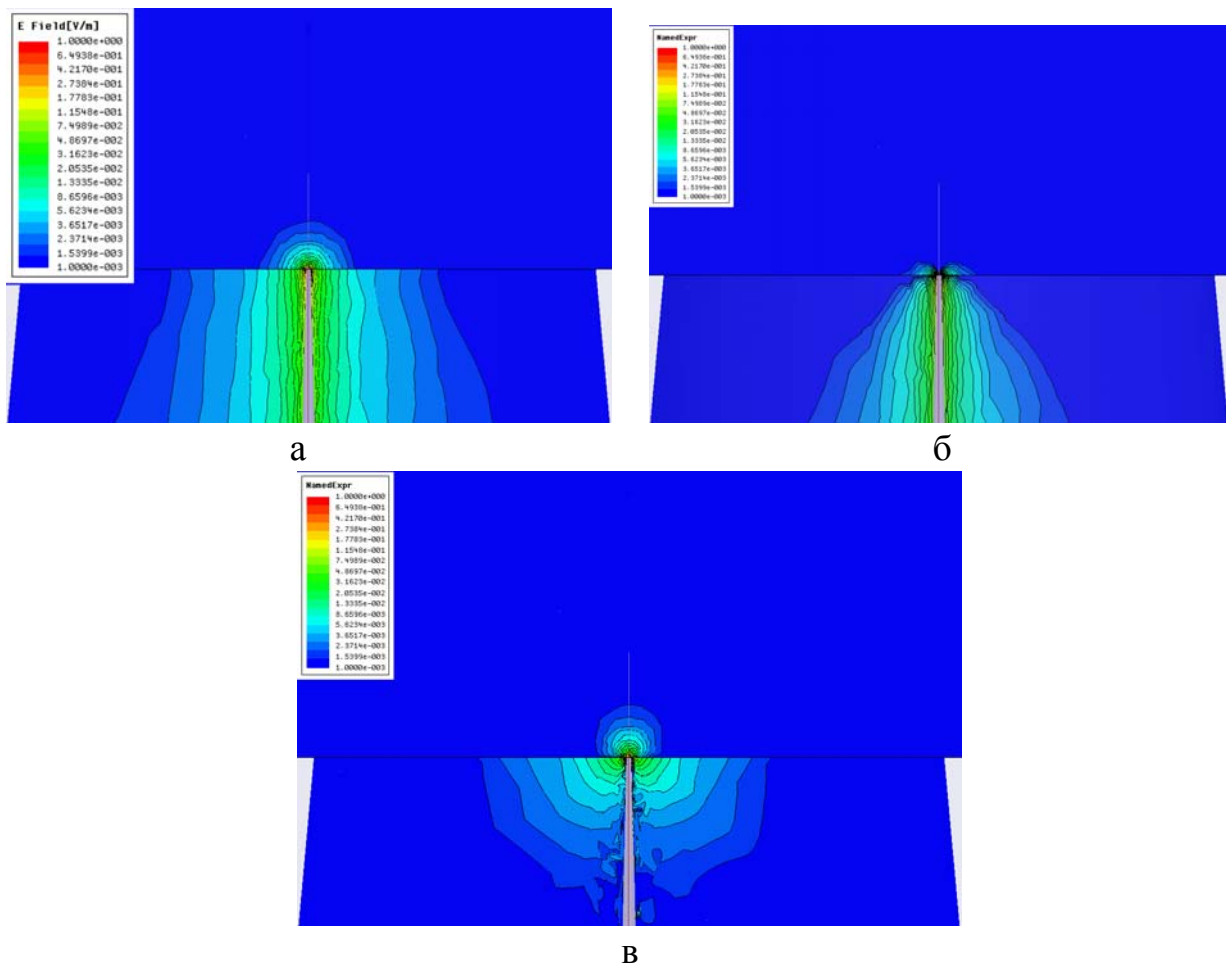
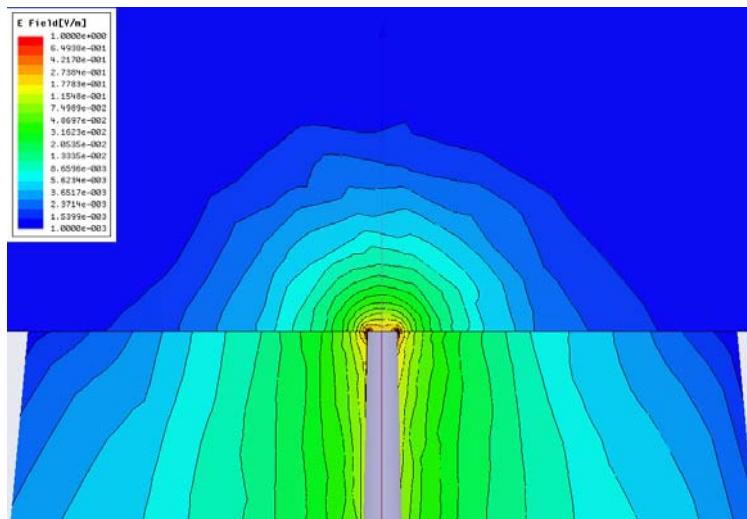
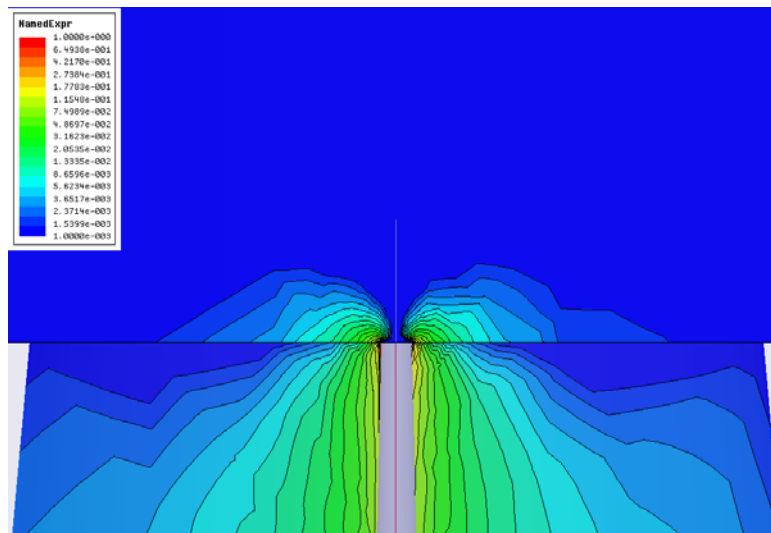


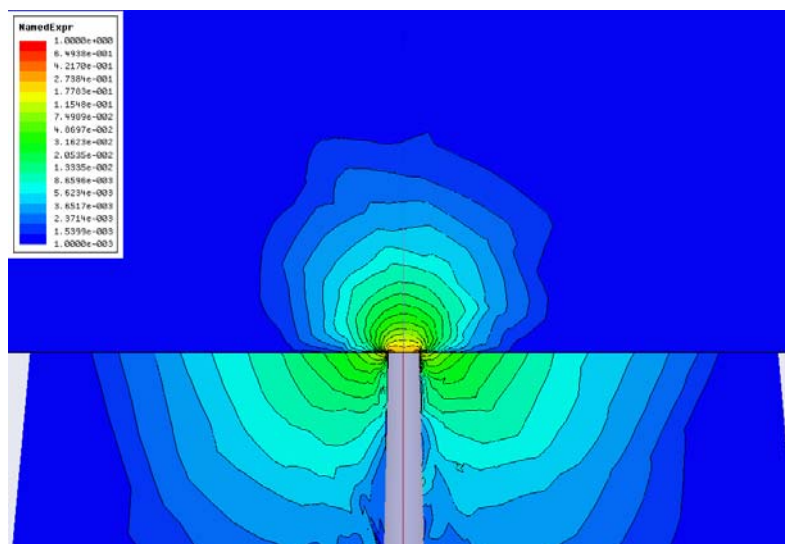
Рисунок 8.9 – Епюри розподілу повного поля E (а), E_r (б) і E_z (в) компонент при $R_{1t}=5$ мкм



a

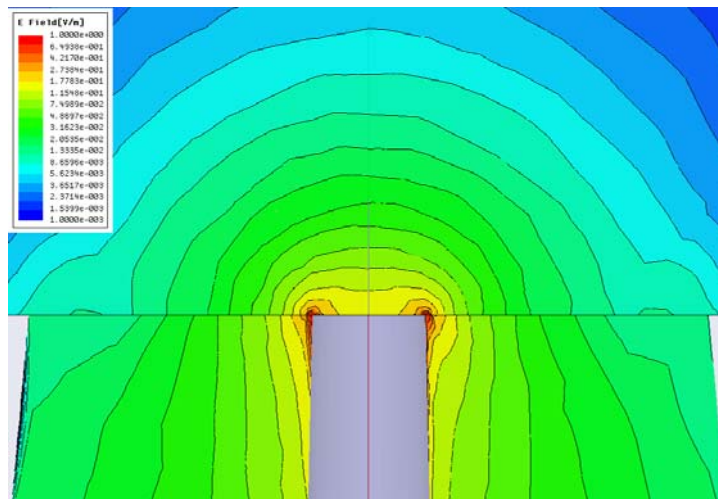


б

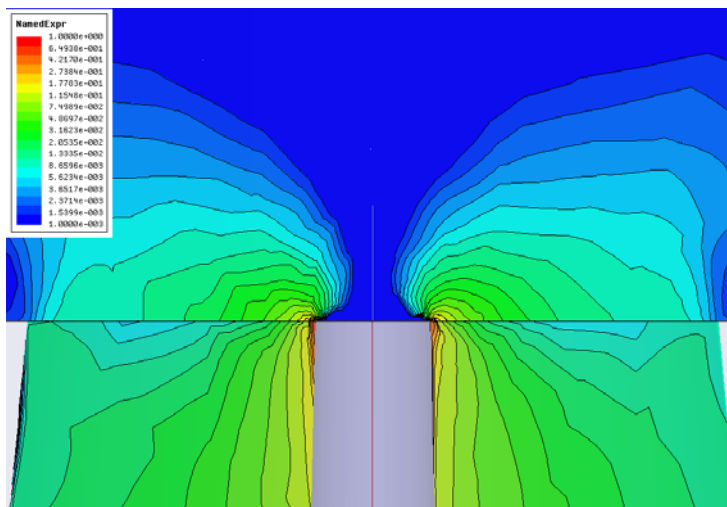


в

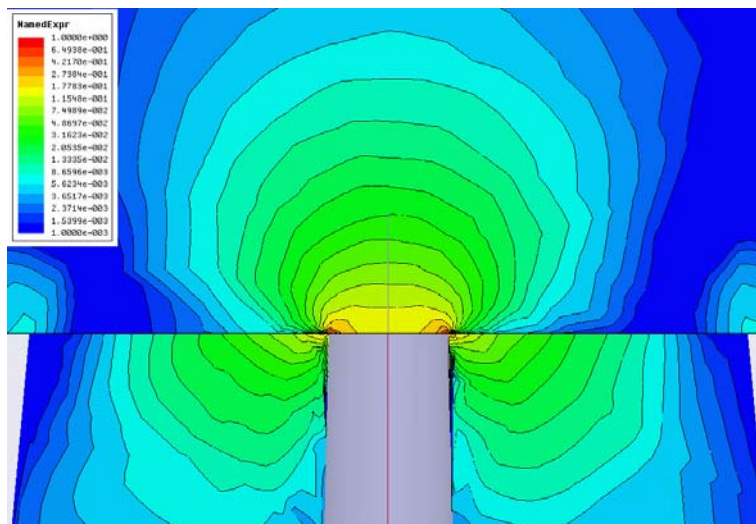
Рисунок 8.10 – Епюри розподілу повного поля E (а), E_r (б) і E_z (в) компонент при $R_{1t}=25$ мкм



а



б



в

Рисунок 8.11 – Епюри розподілу повного поля E (а), E_r (б) і E_z (в) компонент при $R_{1t}=100$ мкм

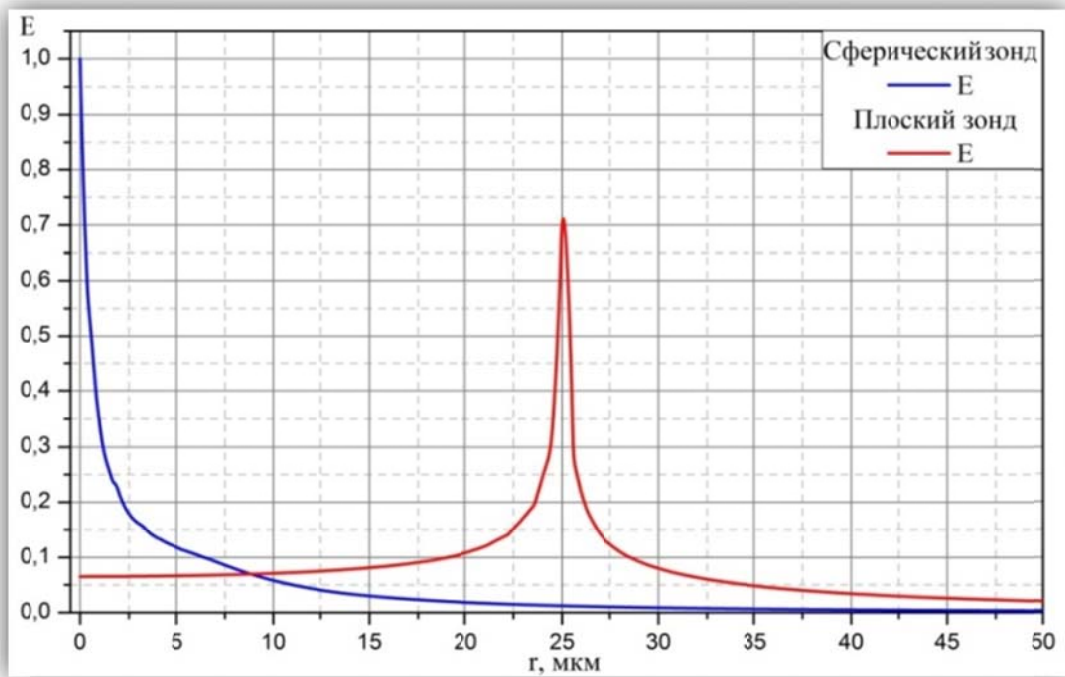
У цілому ж повна енергетика поля зменшується зі зменшенням радіуса вістря. Про перерозподіл її локалізації зі зменшенням R_{1t} свідчить збільшення амплітуди поля безпосередньо на периферії плоского вістря.

Виявлені особливості, за нашими відомостями, раніше не обговорювалися іншими дослідниками.

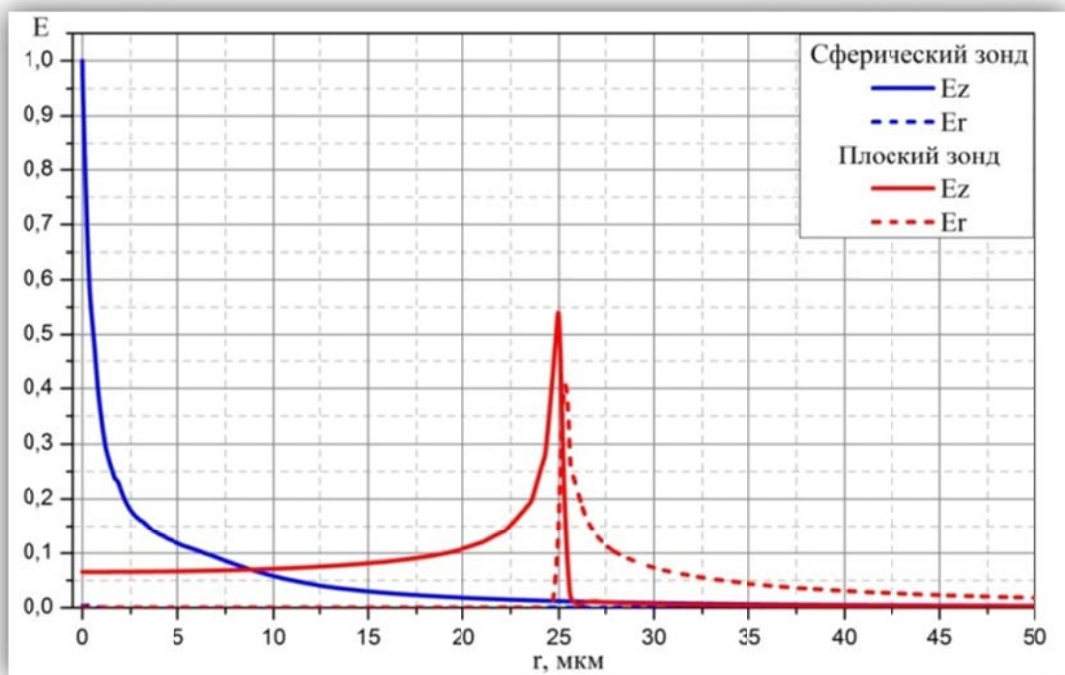
Значимість їх, у першу чергу, пов'язана із проблемою розшифрування зображень у ЛМД і можливостями підвищення ПРЗ додатково за рахунок комп'ютерної обробки результатів сканування. У наших роботах [126, 127] показано, що, застосовуючи сучасні прийоми рішення зворотної задачі, можна майже на порядок підвищити ПРЗ у порівнянні з розміром зонда (вістря). Однак, така можливість виникає при відомому розподілі поля зонда й, особливо, при її квазігауссовості.

Більш детально в кількісному відношенні залежність розподілу повного поля і його компонент представлена на рис. 8.12 – 8.13 та розглядалось в [128 – 130]. Зокрема, розподіл по радіусі на поверхні об'єкта переконливо підтверджує «трубчастий» характер поля й обох його компонент (рис. 8.12) для плоского вістря, а також суттєву його локалізацію в E_z компоненті під сферичним вістря. Ці розрахунки проводились для об'єкта з параметрами $\text{tg}\delta = 0.1$, $\varepsilon = 12$.

Розподіл поля по осі зонда (глибині об'єкта), що наведено на рис. 8.14, дає кількісне уявлення про залежність проникнення поля в об'єкт від геометрії зонда. З результатів зображених на рис. 8.14,б випливає, що для плоского вістря має місце перерозподіл поля в його компонентах під периферією зонда від E_z до E_r , в той час як для сферичного вістря все поле зосереджене в E_z компоненті безпосередньо під зондом.

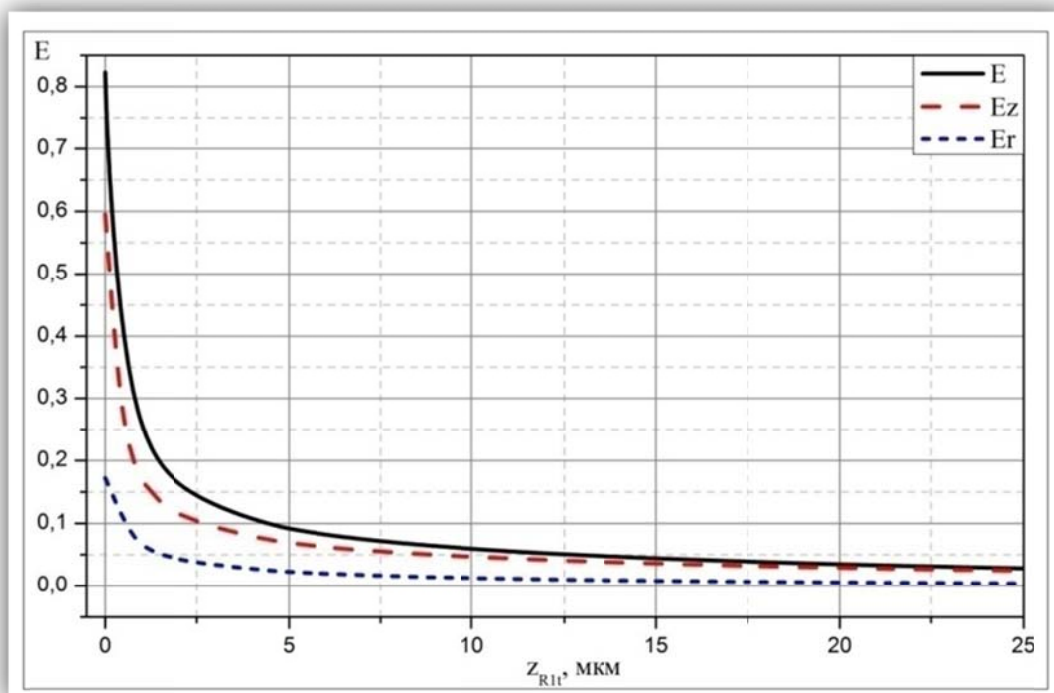


а

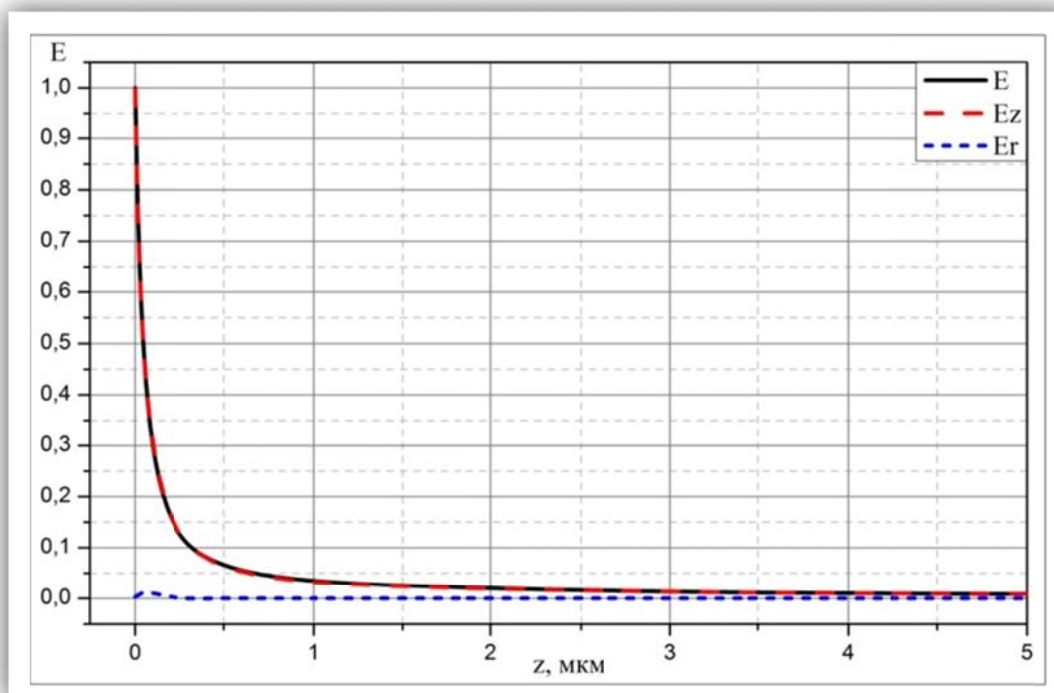


б

Рисунок 8.12 – Розподіл повного поля E (а) та його компонент E_r і E_z (б) по радіусу об'єкта для плоского та сферичного вістря з $R_{lt} = 25\text{мкм}$

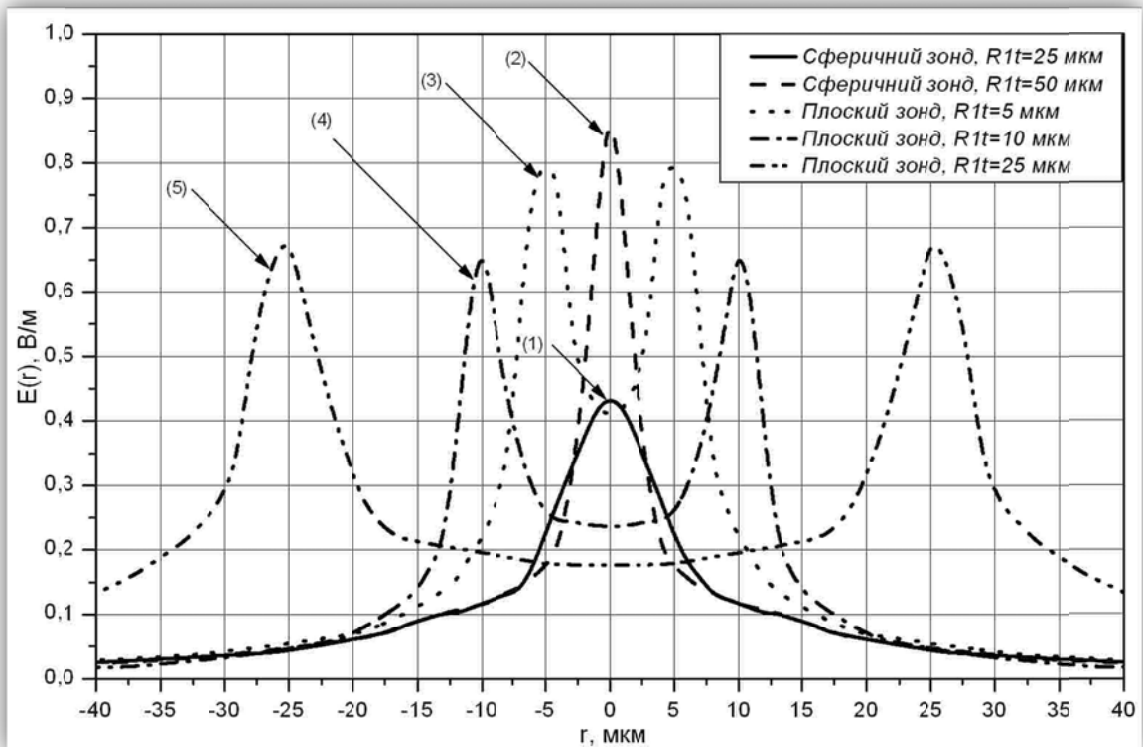


а

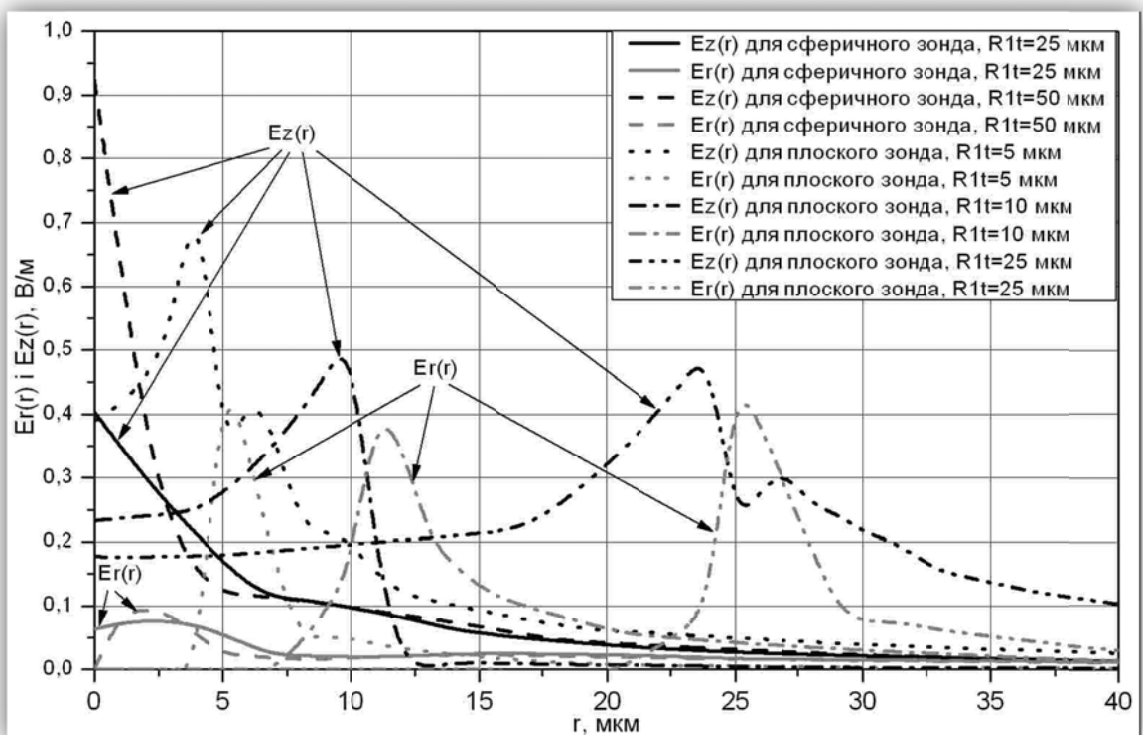


б

Рисунок 8.13 – Розподіл повного поля E та його компонент E_r і E_z вздовж осі об'єкта для плоского (а) та сферичного вістря (б) з $R_{lt} = 25\text{мкм}$



а



б

Рисунок 8.14 – Розподіл повного поля E (а) та його компонент E_r і E_z (б) для плоского та сферичного вістря різних радіусів ($\epsilon=12$, $\text{tg}\delta=1$)

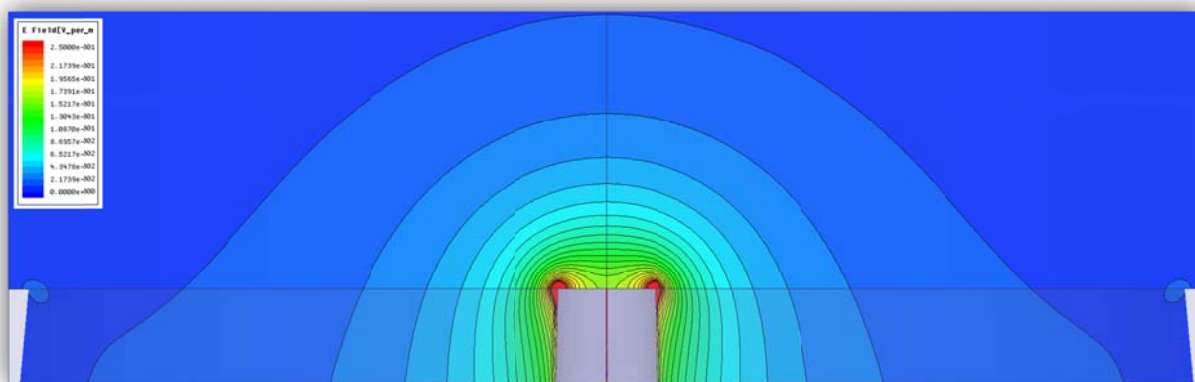
При деякому загальному зменшенні енергетики зонда зі сферичним вістрям у порівнянні із плоскою його формою, поле локалізується в E_z компоненту під центром вістря й розмивається на периферію в E_r компоненті. У цілому, ця обставина забезпечує найбільш сильну реакцію РВП на неоднорідність тільки при її влученні під центр вістря при скануванні. У результаті ПРЗ істотно зростає в порівнянні із плоским вістрям.

8.4 Залежність розподілу поля від параметрів об'єкта дослідження

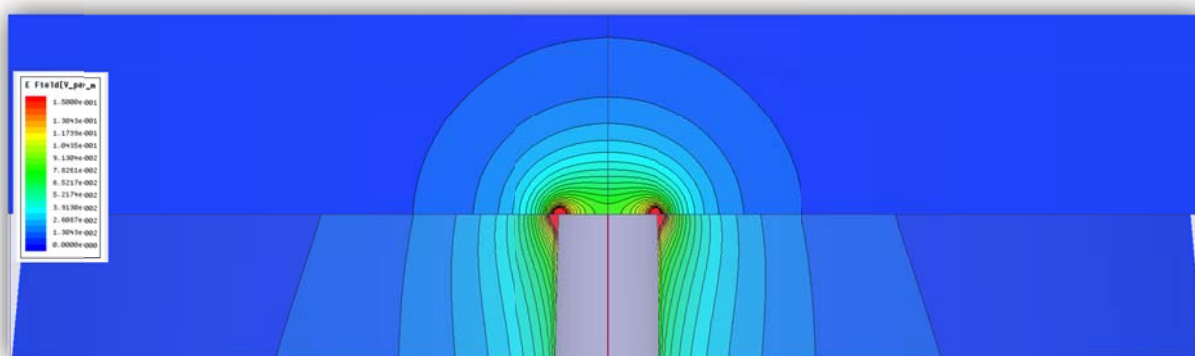
У фізиці сигналоутворення резонаторні НВЧ методи неруйнівного контролю напівпровідників і діелектриків часто базуються на уявленнях теорії малих збурень [131, 132]. Згідно з ними не враховується вплив електрофізичних властивостей об'єкта на розподіл електромагнітного поля РВП. Однак, такий підхід в оцінці вимірювальних сигналів призводить до значних систематичних похибок.

Детальне дослідження впливу таких параметрів об'єкта, як ε і $\tan\delta$ на розподіл ближнього поля РЗ дозволяє оцінити області застосування теорії малих збурень і наближених аналітично апроксимацій розподілу поля в теорії формування сигналів для РЗ СММ напівпровідників і діелектриків. Нижче наводяться результати чисельного дослідження цього аспекту, виконані на розглянутих вище моделях РЗ конусного типу.

На рис. 8.15 наочно показано на прикладі епюр повного електричного поля як впливає присутність об'єкта на розподіл поля в апертурі РВП і підапертурній області.



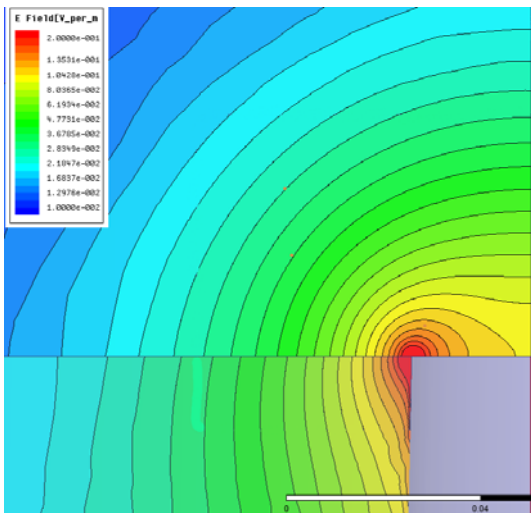
а



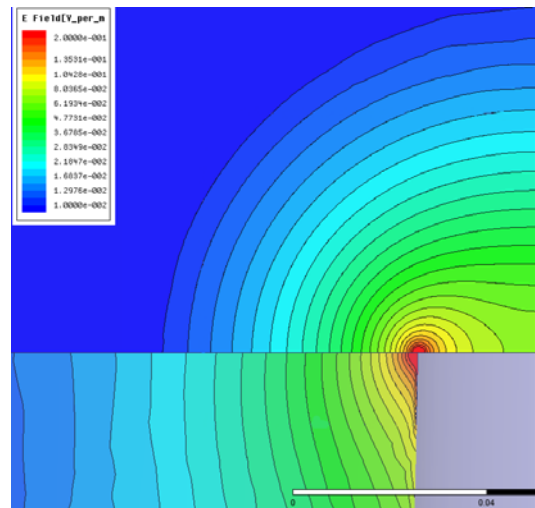
б

Рисунок 8.15 – Эпюры распределения полного поля в отсутствии (а) и при наличии (б) объекта ($\epsilon = 12$, $\text{tg}\delta = 0.1$)

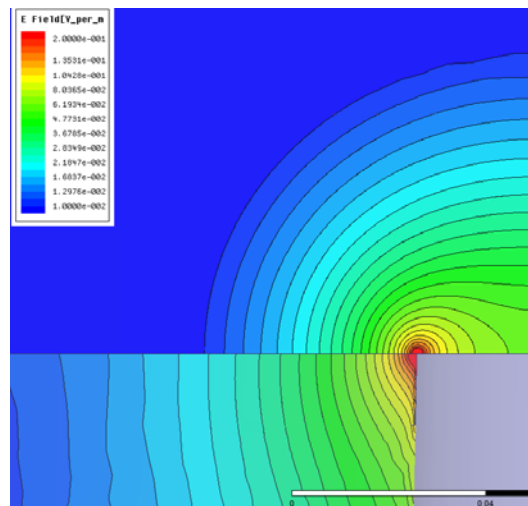
На рис. 8.16 представлені в порівнянні епюри розподілу поля в апертурі ККРЗ з розкритом $R_{1t} = 25$ мкм; $R_{2t} = 600$ мкм при різних значеннях ϵ и $\text{tg}\delta$ об'єкта: а) $\epsilon = 2$; $\text{tg}\delta = 10^{-3}$; б) $\epsilon = 12$; $\text{tg}\delta = 10^{-3}$; в) $\epsilon = 12$; $\text{tg}\delta_s = 10$. З них видно, що «провисання» і енергетика ближнього поля досліджуваних РЗ з коаксимальної апертурою в принципі залежать від ϵ і $\text{tg}\delta$. Принаймні, очевидна різка зміна виду епюр при внесенні навіть об'єкта з малим $\epsilon = 2,5$, а також при зміні $\text{tg}\delta$ від 10^{-3} (діелектрик) до 10 (напівпровідник).



а



б



в

Рисунок 8.16 – Епюри розподілу поля в апертурі ККРЗ

Більш детально кількісно досліджувана зміна представлена на рис. 8.17, де показано вплив ϵ діелектриків ($\text{tg} \delta = 10^{-3}$) на розподіл ближнього поля РВП по його осі.

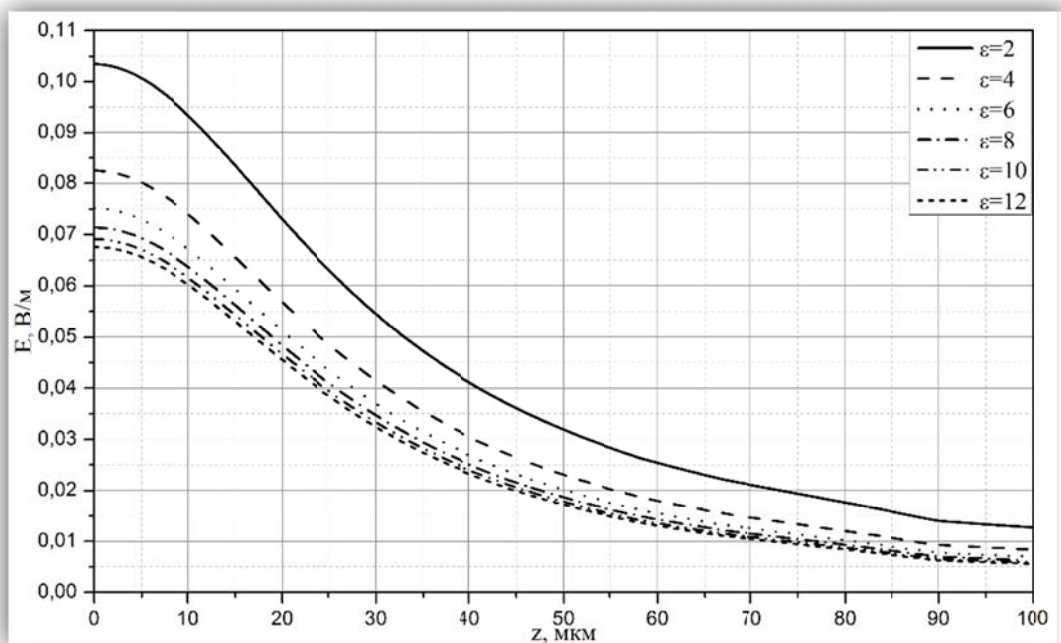


Рисунок 8.17 – Розподіл поля по осі ККРЗ в залежності від ϵ об'єкту

На рис. 8.18 показано відповідний розподіл ближнього поля при напівпровідниковому об'єкті ($\epsilon_s = 12$) з різним значенням $\text{tg}\delta_s$.

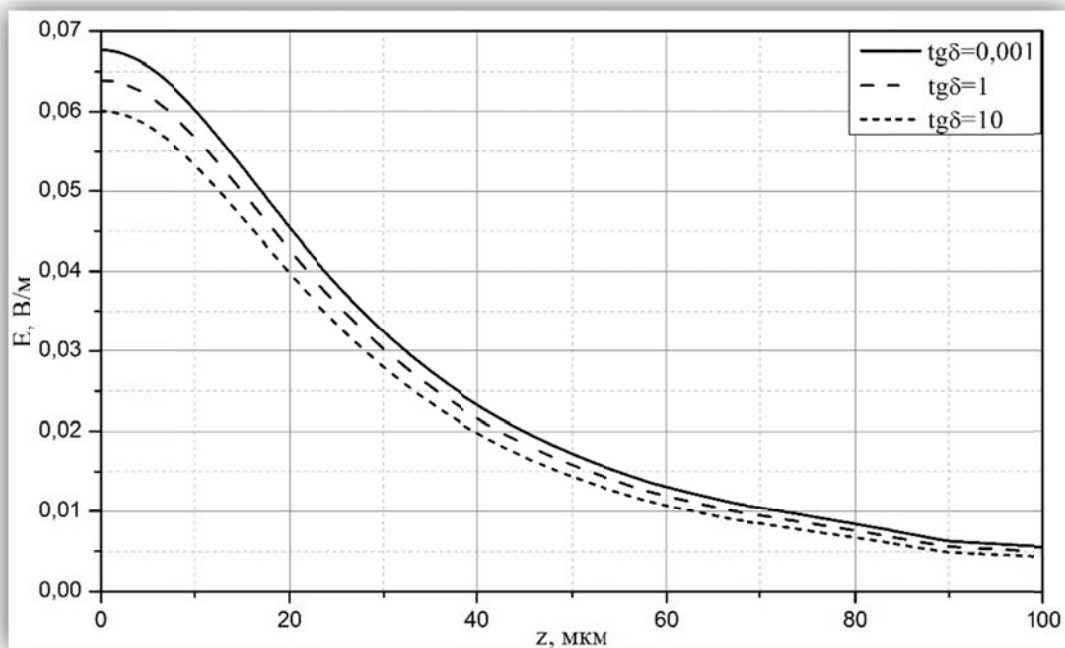


Рисунок 8.18 – Розподіл поля по осі ККРЗ в залежності від $\text{tg}\delta$ об'єкту

З цих залежностей неважко переконається, що застосування теорії малих збурень в оцінці сигналів сканування РЗ в СММ допустимо тільки для напівпровідників при $\operatorname{tg}\delta < 10^{-1}$. Уточнимо, що такий висновок базується на факті незалежності розподілу ближнього поля від $\operatorname{tg}\delta$ при $\operatorname{tg}\delta < 10^{-1}$ тільки за умови сталості та однорідності об'єкта. Ця умова завжди виконується для монокристалічних напівпровідників типу Si, Ge і т.п. Крім того, для напівпровідників з $\epsilon > 10$, як впливає з рис. 8.17, неоднорідність ϵ практично не змінює розподіл ближнього поля.

При РЗ в СММ напівпровідників з $\operatorname{tg}\delta > 10^{-1}$ застосування теорії малих збурень для оцінки і обробки сигналів сканування не припустимо. Також не доцільно використовувати теорію малих збурень і для СММ діелектриків при $\epsilon < 10$.

Крім наведених вище висновків з рис. 8.17 та 8.18 можна зробити ще наступний висновок. Електрофізичні параметри ϵ і $\operatorname{tg}\delta$ об'єкта в першу чергу впливають на робочу добротність РЗ безпосередньо через енергетику ближнього поля. Вплив їх на величину сигналів сканування також в першу чергу проявляється через зазначену енергетику. Вплив перерозподіленого поля неоднорідністю досліджуваного параметра на сигнал сканування менш значний. Тому очікувати суттєвої нелінійності характеристик перетворення РЗ як вимірювального перетворювача від цього фізичного чинника не доводиться (за винятком області високих значень $\operatorname{tg}\delta > 10$).

Детальне вивчення залежності просторового розподілу E_z і E_r компонент від ϵ і $\operatorname{tg}\delta$ показало, що для E_z компоненти прояв досліджуваного впливу більш істотний. Тому виникла необхідність провести аналогічні дослідження для ККРЗ зі сферичною формою вістря. На рис. 8.19 та 8.20 наведені відповідні залежності.

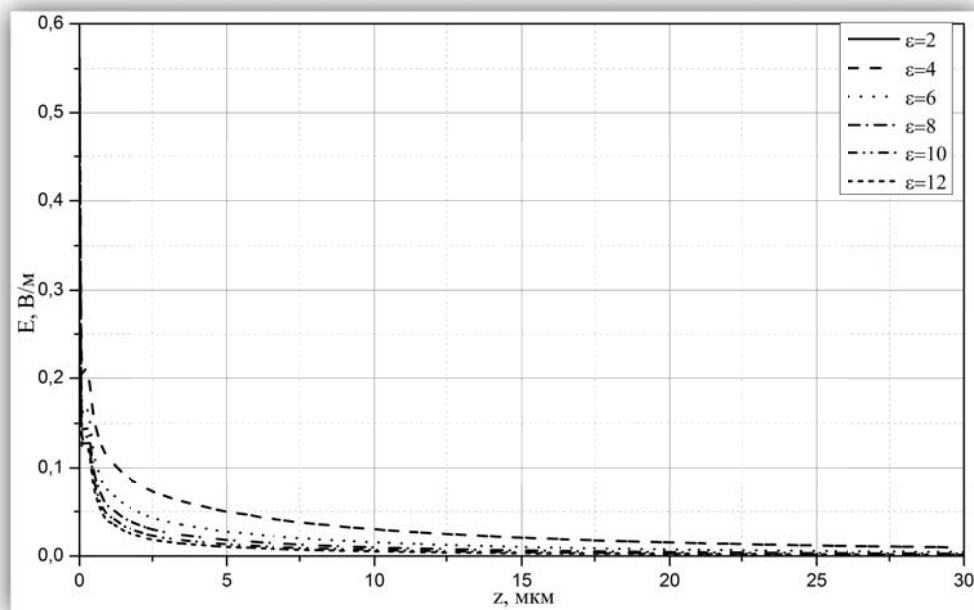


Рисунок 8.19 – Розподіл поля по осі ККРЗ в залежності від ε об'єкту

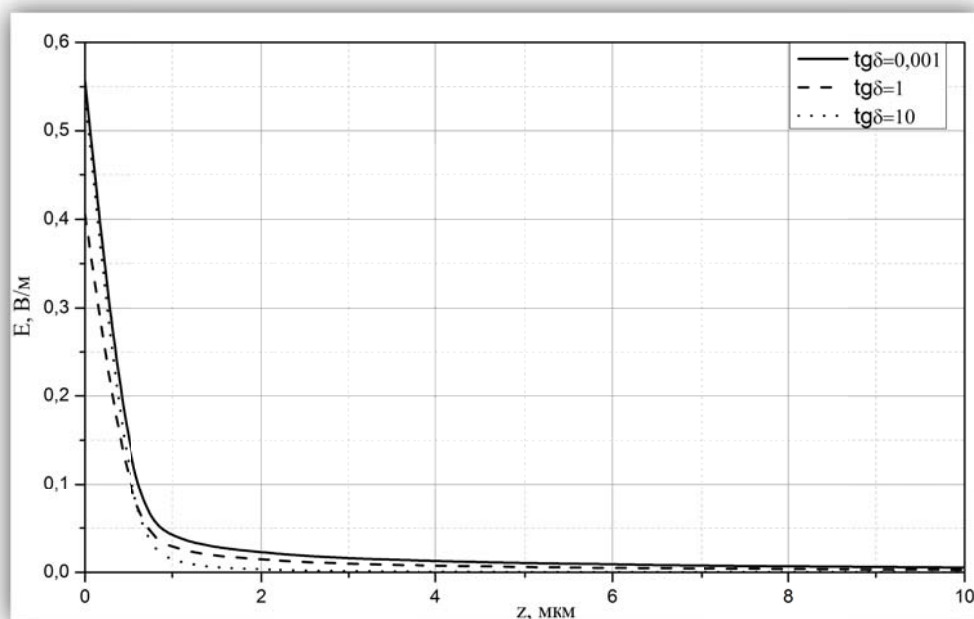


Рисунок 8.20 – Розподіл поля по осі ККРЗ в залежності від $\text{tg}\delta$ об'єкту

З них випливає, що ступінь впливу значення параметрів об'єкта ε і $\text{tg}\delta$ на розподіл поля в об'єкті для РЗ зі сферичною формою вістря проявляється в більший мірі, ніж для РЗ з вістрям у формі усіченого конуса. Тому слід очікувати більшої нелінійності характеристик перетворення в СММ з таким РЗ.

Аналіз залежностей показує, що на розподіл поля значення $\text{tg}\delta$ у діапазоні $10^{-2} \dots 5 \cdot 10^{-1}$ практично не впливає [130, 133]. Величина діелектричної проникності матеріалу об'єкта виявляє деякий вплив на кількісні значення, але не на характер просторового розподілу поля.

Про вплив діелектричної проникності матеріалу об'єкта на розподіл поля по радіусу можна судити з рис. 8.21, на якому для плоского і сферичного вістря зонда радіусом $R_{\text{it}}=25$ мкм наведені в порівнянні залежності повного поля E для напівпровідника з $\text{tg}\delta = 0.01$.

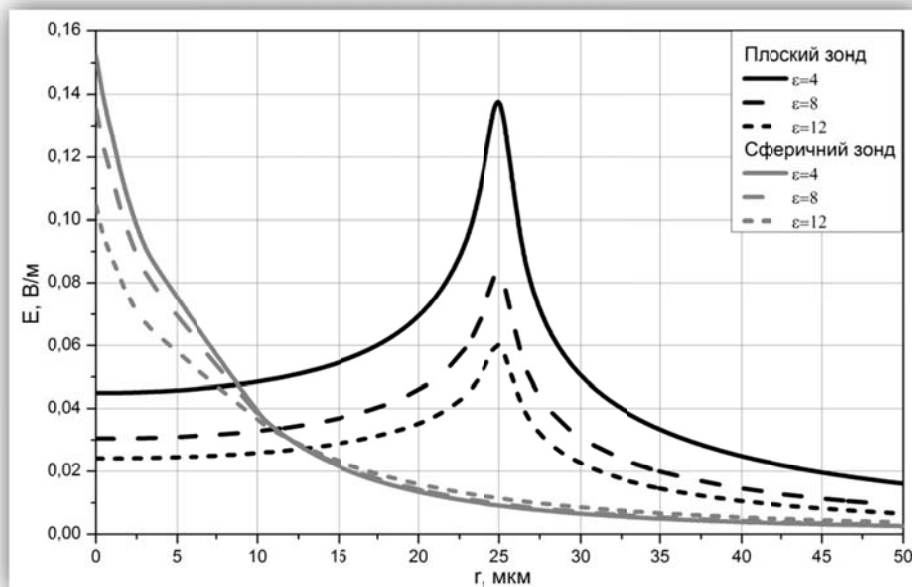
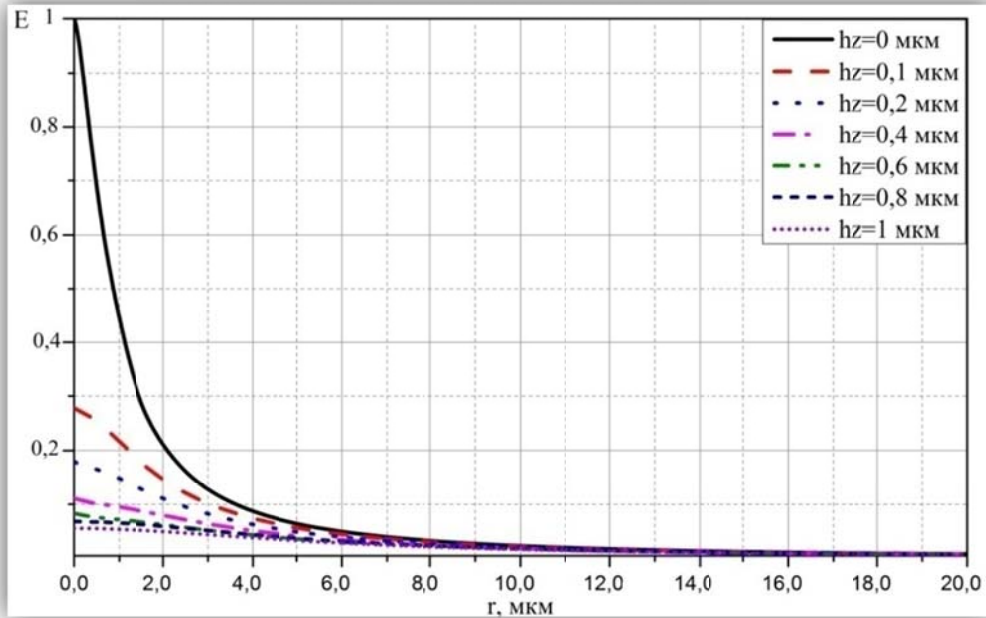


Рисунок 8.21 – Залежності розподілу повного поля E по радіусу об'єкта для різних форм вістря зонда

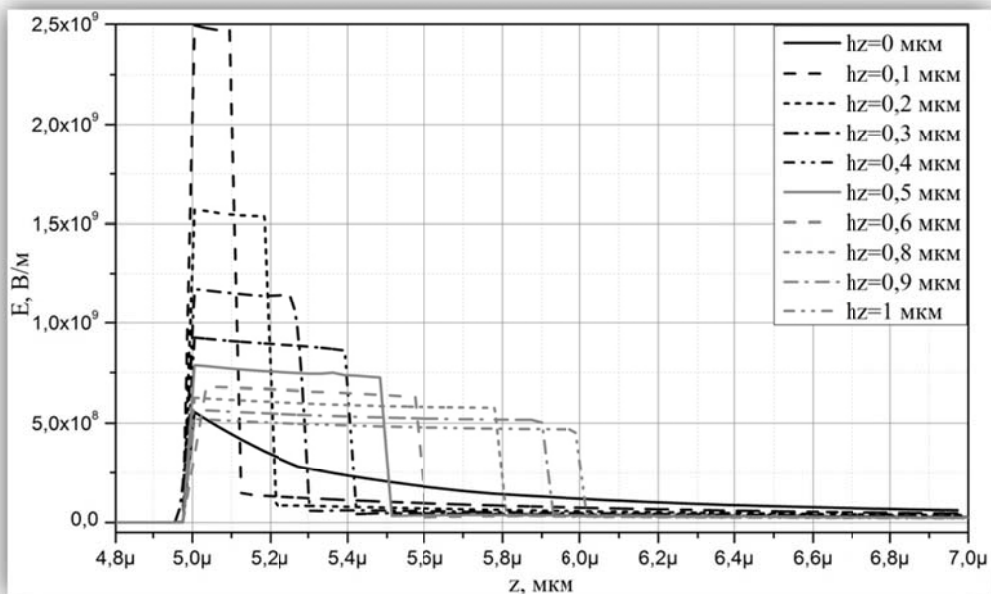
8.5 Вплив зазору в електродинамічній структурі «зонд-об'єкт»

Нагадаємо, що в попередніх розділах проводився аналіз розподілу поля ближньопольового резонаторного зонда при відсутності повітряного зазору між апертурою та об'єктом. Однак такий зазор може бути за спеціальними робочими вимогами. Тому доцільно досліджувати його вплив на розподіл поля. Обмежимося, зокрема, розглядом впливу зазору на розподіл поля при сферичній формі вістря [134, 135].

На рис. 8.22 наведені відомості по сферичному вістрю $R_{lt} = 10$ мкм, з яких випливає, що наявність зазору суттєво впливає на енергетику поля й навіть на її розподіл по радіусу та глибині об'єкта з параметрами $\epsilon=12$; $\text{tg}\delta=1$.



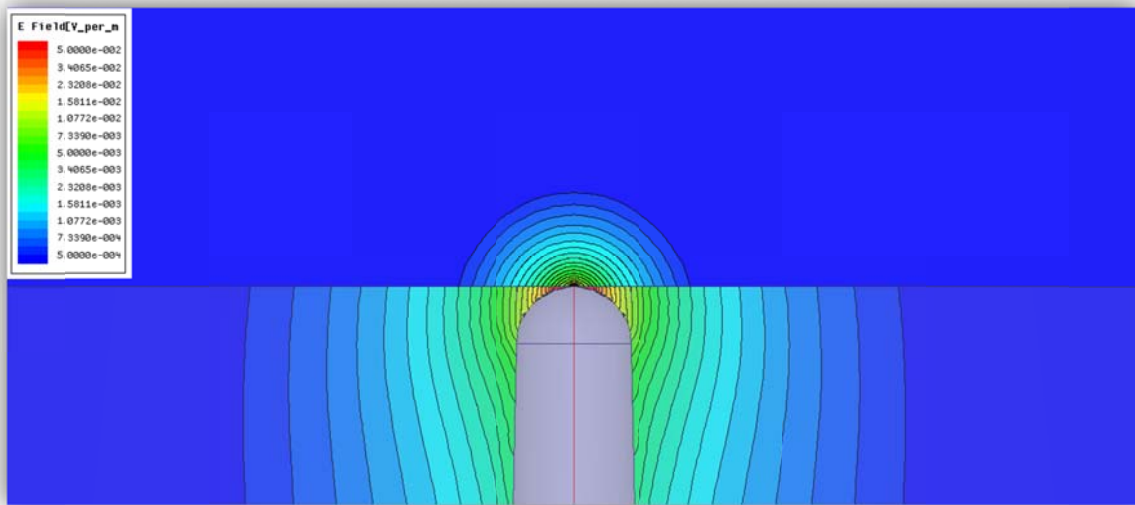
а



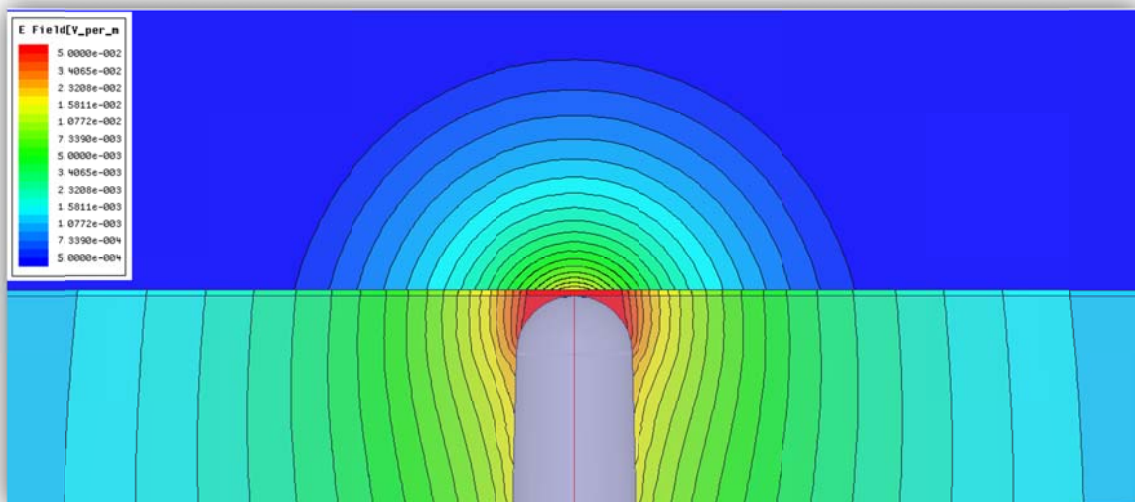
б

Рисунок 8.22 – Розподіл повного поля вздовж радіусу об'єкта (а) та вздовж його осі (б) від величини зазору

Для більшого розуміння на рис. 8.23 приведені епюри розподілу поля для випадків коли зазор відсутній та коли він становить 1 мкм.



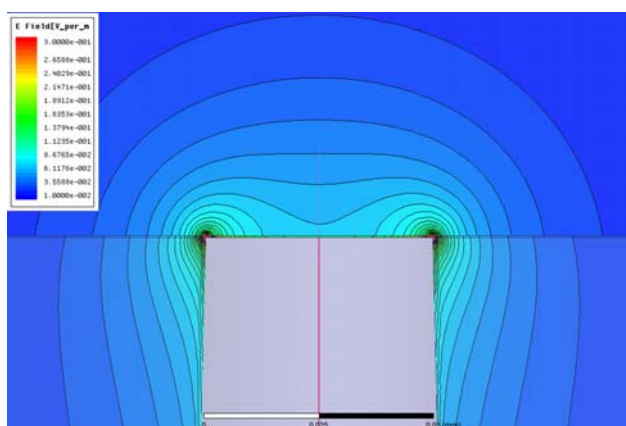
а



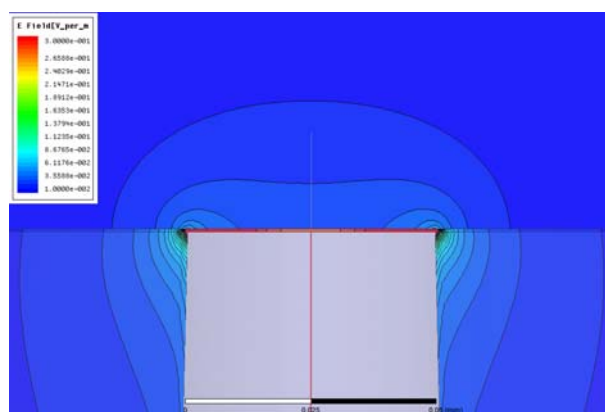
б

Рисунок 8.23 – Епюри розподіл повного поля за відсутності зазору (а)
та при зазорі 1 мкм (б)

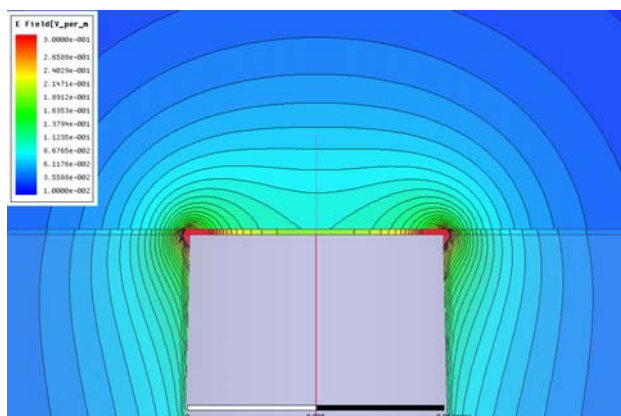
На рис. 8.24 приведені для порівняння епюри розподілу поля для різних значень зазору при різному ϵ об'єкту.



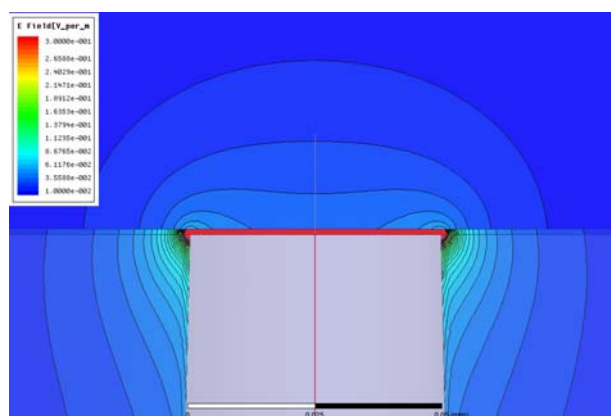
а



б



в



г

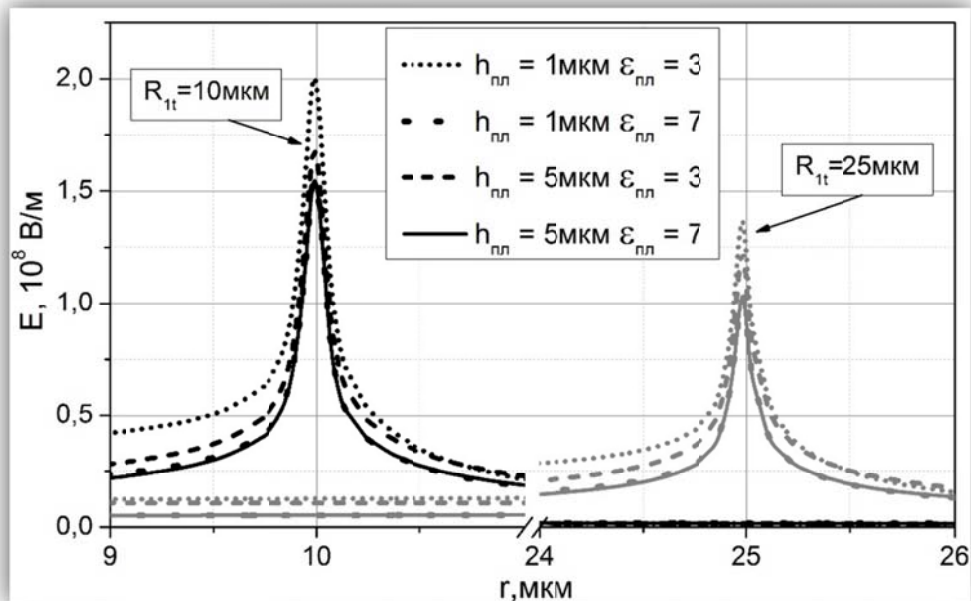
Рисунок 8.24 – Епюри розподіл повного поля при $\epsilon = 2$ (а, в) та $\epsilon = 12$ (б, г) при зазорі $h_z = 0,5$ мкм (а, б) та $h_z = 1$ мкм (в, г)

8.6 Залежність розподілу поля від структури об'єкта дослідження

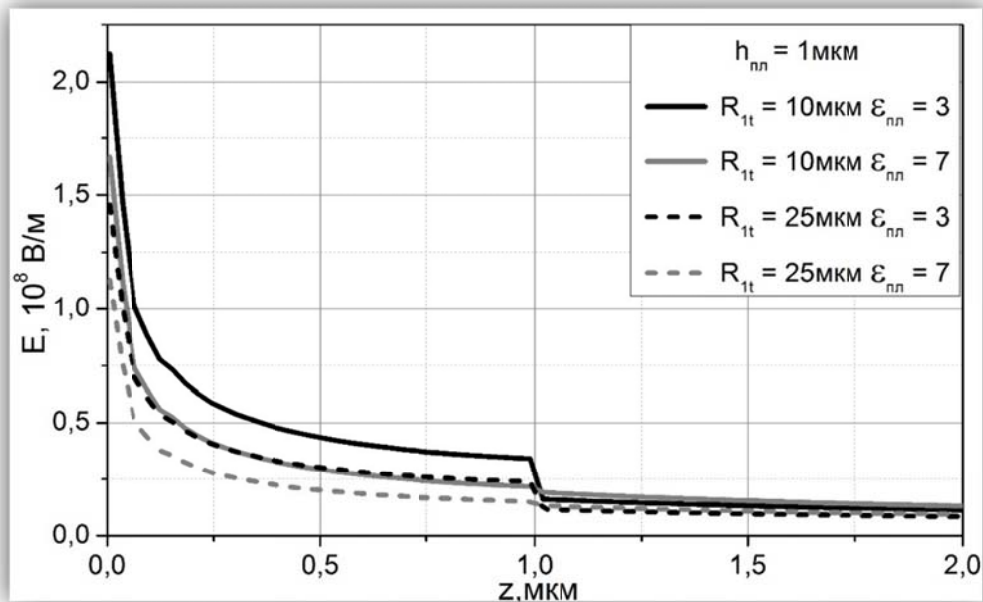
Виконане в роботі чисельне моделювання НВЧ діагностики на шарувату напівпровідникову структуру дозволяє встановити: просторовий розподіл НВЧ електричного поля в системі, коли об'єкт має плівку істотно відрізняється від підкладки.

На рис. 8.25 наведено просторовий розподіл НВЧ електричного поля при двох значеннях радіуса вістря РВП ($R_{1t} = 10$ мкм і $R_{1t} = 25$ мкм). Рис. 8.25,а дозволяє кількісно підкреслити ту особливість, що товщина плівки практично не впливає на поперечну локалізацію НВЧ поля в об'єкті.

Істотно також впливає на величину напруженості НВЧ поля в об'єкті і її розподіл по глибині значення діелектричної проникності матеріалу плівки. З її зменшенням поле в плівці зростає в тому числі, і внаслідок кращого узгодження РВП з об'єктом.



a



б

Рисунок 8.25 – Просторове розподілення НВЧ електричного поля

Окремі дослідження показують, що помітний вплив електропровідності плівки на величину поля в ній починає з'являтися тільки при $\operatorname{tg}\delta_{\text{пл}} > 1$.

При більш детальному дослідженні і аналізі складаються кількісні уявлення про наступну фізичну модель НВЧ впливу на об'єкт.

Ближнє НВЧ поле РВП в контактному режимі (зазор дорівнює нулю) при $\epsilon_{\text{пл}} < 10$; $\operatorname{tg}\delta_{\text{пл}} < 1$ и $h_{\text{пл}} > R_{1t}$ має поперечний просторовий розподіл, аналогічний вихідному (без плівки). Абсолютне його значення при цьому зменшується зі збільшенням $\epsilon_{\text{пл}}$. При $\operatorname{tg}\delta_{\text{пл}} > 1$ поле додатково послаблюється. При цьому, крім звичайної фізичної природи НВЧ поляризації діелектриків і напівпровідників, виявляється ще і вплив об'єкта на узгодження в лінії передачі.

При $h_{\text{пл}} < R_{1t}$ якісно картина не змінюється, за винятком того, що в підкладці з'являється помітне за величиною НВЧ поле. Кількісно проявляється та особливість, що НВЧ поле в підкладці залежить від $\epsilon_{\text{пл}}$; $h_{\text{пл}}$.

Основною метою досліджень розподілу НВЧ поля тут є отримання більш глибоких уявлень про фізичну природу просторового розподілу поля при наявності плівки з відмінними від підкладки параметрами. На рис. 8.25,б представлено розподіл поля по глибині зразка. Попередні результати переконують, що істотного впливу параметри плівки на поперечний розподіл НВЧ впливу не роблять.

9 ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕТВОРЕННЯ НВЧ РЕЗОНАТОРНОГО ЗОНДА З КОАКСІАЛЬНОЮ АПЕРТУРОЮ

Резонаторний зонд в мікрохвильовому мікроскопі, як вимірювальної системи, є первинним вимірювальним перетворювачем. Його функція полягає в перетворенні вхідних впливів у вихідні сигнали, які на відміну від «датчика» можуть бути ще й не електричними. Тому передавальну характеристику зручніше називати «характеристикою перетворення». Як вже зазначалося вище, фундаментальними вихідними сигналами такого перетворювача є неелектричні величини - зміна добротності резонатора і зміна його резонансної частоти.

Повний НВЧ вимірювальний перетворювач в СММ включає крім РВП вторинні перетворювачі, що перетворюють величини Q , $\Delta Q / Q$ та f , $\Delta f / f$ в електричні вихідні сигнали. Вторинне перетворення практично не залежить від фізики функціонування РЗ, а визначається необхідним ставленням сигнал / шум на виході НВЧ датчика. Тому характеристики перетворення РВП (РЗ) називаються нами фундаментальними і підлягають первинному формуванню та аналізу.

Фізично очевидно, що ці характеристики не є одномірними, а як мінімум дво- чи тримірні. Обидва фундаментальні вихідні сигнали Q і f одночасно залежать від ϵ і $\operatorname{tg} \delta$ об'єкта. Крім того, при безконтактному режимі сканування виникає залежність нерівності поверхні. Якщо ж зазор між вістрям РВП і поверхнею об'єкта спеціальним прийомом підтримувати постійним при скануванні, то перетворення залишиться двовимірним.

Електрофізичні параметри ϵ та $\operatorname{tg} \delta$ напівпровідникових і діелектричних об'єктів, в свою чергу, залежать від багатьох властивостей матеріалу, а також приповерхневої структури. Таким чином, РВП в СММ є фізичною основою багатопараметричності скануючих датчиків, які теоретично повинні описуватися багатовимірними передавальними характеристиками. Практично

така багатомірність досить істотно ускладнює реконструкцію зображень в СММ. Тому зручніше практично мати одномірні НВЧ датчики СММ. Це означає, що вплив інших факторів, окрім обраного для контролю, необхідно звести до нуля, або компенсувати.

Всі питання про метрологічні властивості та характеристики в СММ в першу чергу повинні вирішуватися з оцінок відповідних властивостей і характеристик РЗ. Оптимальність проектування кожної специфіки СММ об'єктів буде визначатися відповідною оптимальністю РЗ. Очевидно, що без теоретичного уявлення характеристик перетворення РЗ успішна їх оптимізація практично неможлива.

До сих пір систематичні розробки в цій області СММ не обговорювалися. В цьому розділі вирішуються завдання теоретичного уявлення характеристик перетворення РВП в зручному для метрологічного аналізу форматі, а також наведені результати теоретичних оцінок впливу конструктиву РЗ на зазначені характеристики і метрологічні властивості РЗ.

9.1 Загальні співвідношення фундаментальних сигналів скануючої мікрохвильової мікроскопії

Слід зазначити, що резонатор в апертурних коаксіальних датчиках є чвертьхвильовим, тому його добротність у відсутності об'єкта контролю визначається НВЧ втратами в стінках і втратами на випромінювання у вільний простір. В [110, 111] показана, що втрати на випромінювання сильно залежать від геометрії апертури й можуть значно перевищувати втрати в стінках.

У СММ розміри апертури суттєво менше (в $10^3 \dots 10^6$ раз) робочої довжини хвилі, тому для підвищення робочої добротності поперечні розміри накопичувальної частини резонатора перевищують апертурні, а його довжина вибирається в кілька напівхвиль. Перехід до необхідної по заданій просторовій здатності геометрії мікрозонда, як правило, здійснюється в кінцевій частині резонатора.

Підвищення робочої добротності датчика за рахунок збільшення довжини резонатора практично пропорційно знижує його чутливість до зміни резонансної частоти впливаючим через апертуру об'єктом. Тому доцільно використовувати інші ресурси коаксіального конструктивна [136].

Якщо виходити з відомого співвідношення для добротності напівхвильового коаксіального резонатора [137]

$$Q_{00} = \frac{L_0}{2\delta_{\text{ст}}} \left[1 + \frac{L_0 (R_2^{-1} + R_1^{-1})}{2 \ln \frac{R_2}{R_1}} \right]^{-1}, \quad (9.1)$$

то неважко переконатися, що для реального співвідношення $R_2 \ll L_0$

$$Q_{00} = \frac{R_2}{\delta_{\text{ст}}} \frac{\ln \frac{R_2}{R_1}}{\left(1 + 2 \frac{R_2}{R_1} \right)}, \quad (9.2)$$

де $\delta_{\text{ст}}$ – глибина скін-шару в матеріалі стінок на робочій частоті;

R_1 і R_2 – радіуси внутрішньої й зовнішньої частин коаксіалу;

L_0 – довжина резонатора.

Накопичувальна частина забезпечує одночасне підвищення добротності за рахунок виконання умови $R_2 / R_1 \approx 3,6$ і $R_1 \gg \delta_{\text{ст}}$ і узгодження її з малорозмірною апертурою, що забезпечує задану просторову роздільну здатність.

Вираз для вихідної добротності апертурного датчика буде відрізнятися від (9.1), (9.2) внеском втрат на випромінювання в апертуру:

$$Q_0 = \frac{1}{Q_{00}^{-1} + \frac{P_{\text{изл}}}{\omega \mu_0 \int_{V_p} H_\phi^2 dv}} \quad (9.3)$$

де $P_{\text{изл}}$ – потужність втрат на випромінювання в апертуру;

$H_\phi(r, z)$ – напруженість магнітного поля.

Звідки видно, що реально підвищувати Q_0 викладеним прийомом доцільно до виконання умови

$$Q_{00}^{-1} \ll \frac{P_{\text{изл}}}{\omega \mu_0 \int_{V_{\text{pez}}} H_\phi^2 dv} \quad (9.4)$$

Однак тут також доречно звернути увагу на ту обставину, що вибір довжини резонатора L_0 визначається не тільки умовою $\frac{L_0}{2} \frac{(R_2^{-1} + R_1^{-1})}{\ln R_2 / R_1} \gg 1$ й

згадуваними вище умовами чутливості датчика до впливу об'єкта на його резонансну частоту, але й необхідним частотним діапазоном дослідження об'єктів. Пояснимо це більш докладно.

Недоліком резонаторних НВЧ датчиків у порівнянні з хвилевідними є «одночастотний» режим роботи. Разом з тим, при контролі й діагностиці різних матеріалів важлива оцінка частотної залежності їхніх параметрів. Наприклад, при визначенні НВЧ вологовмісту вимірювання ϵ та $\text{tg} \delta$ у діапазоні $10^9 - 5 \cdot 10^{10}$ Гц дозволяє розділити внесок вільної та зв'язаної води в загальний вологовміст матеріалу або біоб'єкта [137].

У ЛМД також суттєво реалізовувати дослідження на декількох рознесених частотах для виділення неоднорідності електропровідності об'єкта на фоні загальних НВЧ втрат у матеріалі.

Коаксіальні резонаторні датчики щодо цього вигідно відрізняються від «одночастотних» об'ємних. Незавжди оцінити, що вони для заданої довжини L_0 дозволяють мати наступний дискрет робочих частот на нижчій ТЕМ моді:

$$f_i \left(\frac{2n_i + 1}{2n_b + 1} \right) f_b \quad (9.5)$$

де $f_b = c(2n_b + 1) / 4L_0$ – верхня робоча частота;

c – швидкість світла;

n_b – кількість напівхвиль на верхній робочій частоті.

В об'ємних резонаторних датчиках така можливість суттєво обмежена сусідніми видами коливань.

Вираз (9.3), як і вираз для добротності РВП з об'єктом практично не можливо представити для дослідження в аналітичному виді. Тому кількісні оцінки параметрів і властивостей чутливого елемента й датчика в СММ доцільно зробити чисельно.

9.2 Залежність зміни добротності зонду від параметрів об'єкту дослідження

Аналіз метрологічних можливостей РВП слід починати з аналізу характеристик перетворення, що відображають залежність величин Q і f або $\Delta f / f$ і $\Delta Q / Q$ від параметрів контрольованих об'єктів.

Величина сигналу, пов'язаного з $\Delta Q / Q$, прямо визначається вихідної добротністю РВП – Q_0 , а саме, $\Delta Q / Q = \Delta Q_0 / Q - 1$. Тому, для високої чутливості РВП до впливу об'єкта необхідно виконувати умову $Q_0 \gg Q$.

При НВЧ діагностиці напівпровідникових матеріалів і структур величина $\Delta Q / Q$ визначається в першу чергу НВЧ втратами на вільних носіях. У загальному випадку ці втрати представляються через тангенс кута діелектричних втрат $\tan \delta$ і включають втрати на вільних носіях $\sigma / \omega \epsilon_0 \epsilon$ і в

кристалічній решітці $\text{tg}\delta_{\text{реш}}$. Зазвичай, за винятком дуже високоомних напівпровідників, $\text{tg}\delta_{\text{реш}} \ll \sigma / \omega \epsilon_0 \epsilon$ У діелектриках, навпаки, $\text{tg}\delta_{\text{реш}} \gg \sigma / \omega \epsilon_0 \epsilon$. Величина $\Delta Q / Q$ також залежить від діелектричної проникності матеріалу об'єктів $\epsilon_0 \epsilon$. У той же час, $\Delta f / f$ в основному визначається діелектричної проникністю матеріалу об'єкта і слабо залежить від $\text{tg}\delta_{\text{пов}}$.

Найважливішим обставиною для НВЧ діагностики є залежність $\Delta f / f$ і $\Delta Q / Q$ від ступеня включення об'єкта в НВЧ поле РВП [138]. Ця характеристика взаємодії залежить від геометрії об'єкту і НВЧ зв'язку між ним і РВП. На цьому заснований контроль геометрії об'єкта і розподілу значення параметрів ϵ і $\text{tg}\delta$ за обсягом, а через ці параметри - контроль розподілу визначаються цими параметрами властивостей.

Пояснимо останнє зауваження спочатку на прикладі біооб'єктів. Будь який біооб'єкт містить вільну і зв'язану воду. Тому величина ефективних значень його ϵ і $\text{tg}\delta$ залежить від змісту і стану зв'язку води. Так як ϵ і $\text{tg}\delta$ зв'язаної і вільної води розрізняються і по-різному залежать від частоти НВЧ поля, то на цьому ґрунтуються методи НВЧ діагностики стану біооб'єктів і його динаміки [138].

У разі НВЧ діагностики напівпровідників і діелектриків її базування здійснюється на прямому зв'язку $\text{tg}\delta$ з питомою електропровідністю матеріалу. Отже, значення $\text{tg}\delta$ залежить від ступеня легування матеріалу, рухливості носіїв в ньому, вкладу нерівноважних носіїв і т.д. З цих причин фундаментальними в дослідженні характеристик РВП є залежності Q , $\Delta f / f$ і $\Delta Q / Q$ від ϵ і об'єктів.

З наведених на рис. 9.1 залежностей слідує монотонний характер зменшення робочої добротності зі збільшенням ϵ і $\text{tg}\delta$ матеріалу об'єкта. Для НВЧ діагностики напівпровідників характерним є діапазон $\text{tg}\delta > 1$. З даних рис. 9.1 випливає, що робоча добротність конусного РВП в цьому діапазоні може знижуватися до неприпустимо низьких значень.

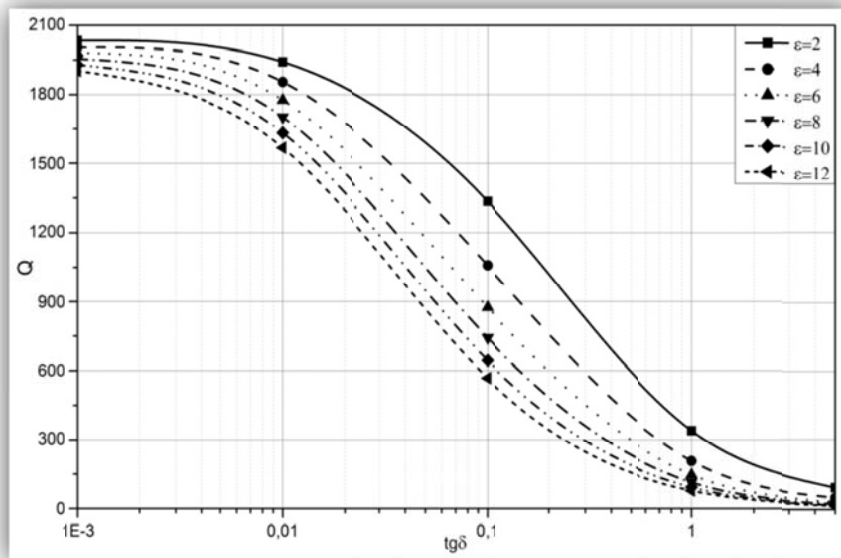


Рисунок 9.1 – Залежності добротності РВП від параметрів об'єкта для вістря у вигляді усіченого конуса

Вихідний сигнал $\Delta f / f = f(\epsilon)$ за фізичними міркуваннями в основному залежить від величини ϵ об'єкта. Це підтверджується результатами нашого моделювання, представленими на рис. 9.2. Слід зазначити, в першу чергу, лінійну залежність даної характеристики перетворення від ϵ . Залежність від $\text{tg}\delta$ практично відсутня.

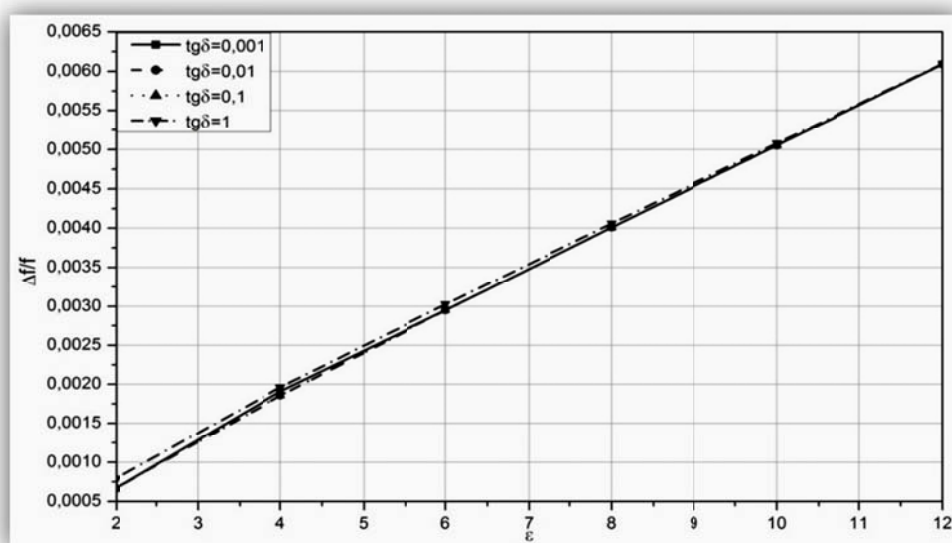


Рисунок 9.2 – Залежність зміни резонансної частоти РВП від параметрів об'єкта

Представлені на рис. 9.1 та рис. 9.2 залежності по суті є характеристиками перетворення РВП по фундаментальним сигналам вимірювальної інформації [130]. Крім того, рис. 9.1 дає уявлення про низьку вихідну добротність такого РВП ($Q < 300$) при $\operatorname{tg}\delta > 1$ і суттєвому її зменшенні при збільшенні ε і $\operatorname{tg}\delta$ об'єкта. Це буде ускладнювати застосування його в СММ, тому що сигнали сканування зменшуються по амплітуді зі зменшенням добротності РВП на фоні практично незмінних шумів НВЧ детектора.

Окрім сказаного, ускладнює ситуацію існування одночасно неоднорідності об'єкту по ε і $\operatorname{tg}\delta$, що вимагає спільної реконструкції зображень СММ за сигналами, $\Delta f/f$ і $\Delta Q/Q$. Наявність ще й нерівності поверхні об'єкту вимагатиме компенсації (стабілізації) зазору іншими засобами при безконтактному скануванні. Певною альтернативою цьому може бути сканування при двох значеннях вихідного зазору. Однак реконструкція зображень при цьому істотно ускладниться.

9.3 Залежність добротності та частоти активного зонду від геометрії апертури

Залежність вихідних сигналів вимірювального перетворювача від реєстрованого впливу в аналітичному, графічному або табличному вигляді і є вимірювальною характеристикою ВП. В цілому його характеристики перетворення утворюються спектром вимірювальних властивостей, в якій крім вимірювальних характеристик можуть входити залежності вихідних сигналів від чинників, що заважають, залежності чутливості від параметрів конструктиву ВП і т.п. З попереднього розгляду чисельної моделі РЗ КВА для СММ стало очевидним, що геометрія вістря істотно впливає на всі його метрологічні характеристики і показники. Тому дуже важливо мати кількісні оцінки відповідних залежностей.

В першу чергу необхідно кількісно відобразити вплив перетину вістря на вихідні сигнали РЗ в форматі $Q = f(R_{1t})$, $\Delta f/f = \varphi(R_{1t})$ для заданих вхідних

впливів. На рис. 9.3 представлені такі залежності для об'єкта з фіксованими параметрами ϵ і $\text{tg}\delta$. Як і раніше, вони отримані з аналізу моделі ККРЗ. Результати оцінок дані для сферичної форми вістря. З них випливає, що залежність величини вихідного сигналу від поперечного перерізу вістря монотонна аж до $R_{1t} = 1$ мкм на робочих частотах в області 1 ... 10 ГГц. Цей розмір стає порівнянним з глибиною скін-шару матеріалу вістря. Отже, при $R_{1t} < 1$ мкм необхідна інша постановка рішення хвильового рівняння або рівнянь Максвелла.

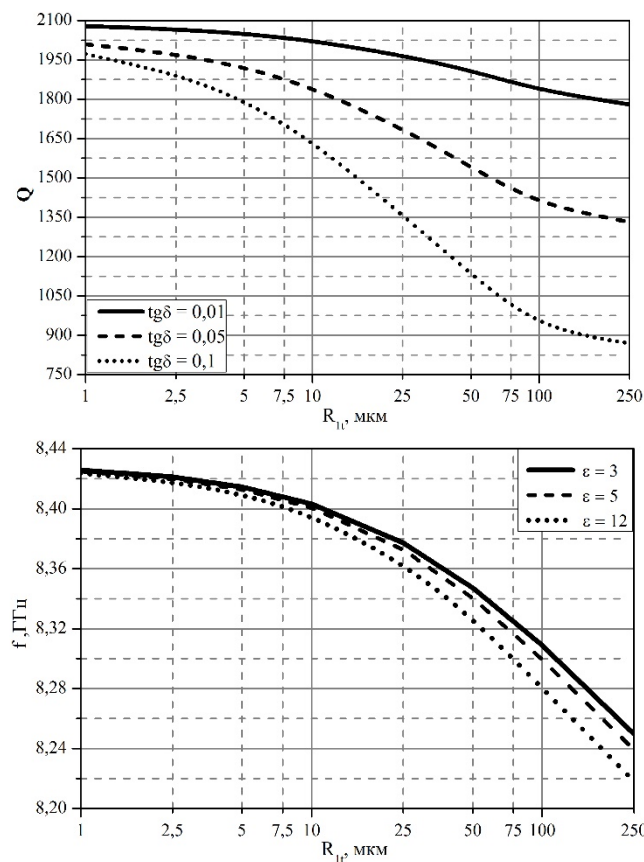


Рисунок 9.3 – Вплив перетину і форми вістря на вихідні сигнали РЗ

Конкретно, вихідний сигнал $\Delta f/f$ практично лінійно залежить від R_{1t} а сигнал Q має різкий підйом в області $R_{1t} < 10$ мкм. Останнє фізично пояснити невиконанням умови $P_s \gg P_e$ при малих перетинах вістря.

З представлених залежностей неможливо прямо робити висновок про присутність ефекту посилення ближнього поля РЗ вістрям при малих його перетинах.

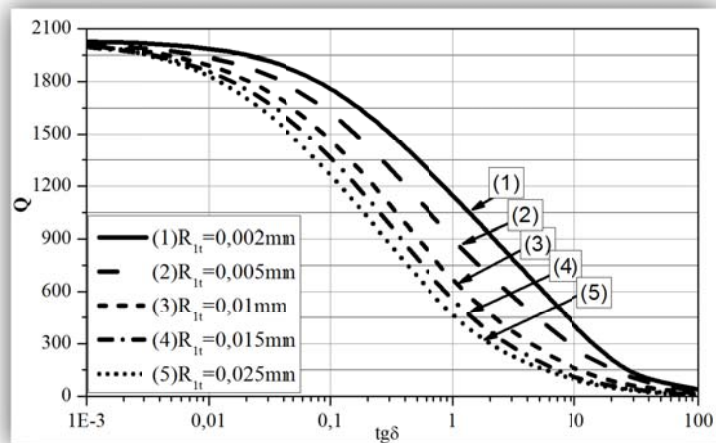
Вихідний сигнал Q одночасно характеризує режим роботи досліджуваного РВП. Зокрема з залежностей рис. 9.3,а видно, що для вістря сферичної форми при $\text{tg}\delta \ll 1$ умова $Q_0 \gg Q$ не виконується. Отже, матимуть місце втрати чутливості за цим сигналом, які можна усунути тільки збільшенням вихідної добротності РЗ до значень $Q_0 > 5 \cdot 10^3$.

За сигналом $\Delta f / f$ зазначена вище проблема одночасного підвищення ПРС і контрастності при $1 \text{ мкм} < R_{1t} < 5 \text{ мкм}$ ще не виникає. Цим пояснюється та обставина, що в більшості робіт результати досягнення СММ зображень з ПРЗ менше 1 мкм, ілюструються тільки на прикладі сигналу $\Delta f / f$ і відсутні для сигналів Q або $\Delta Q / Q$.

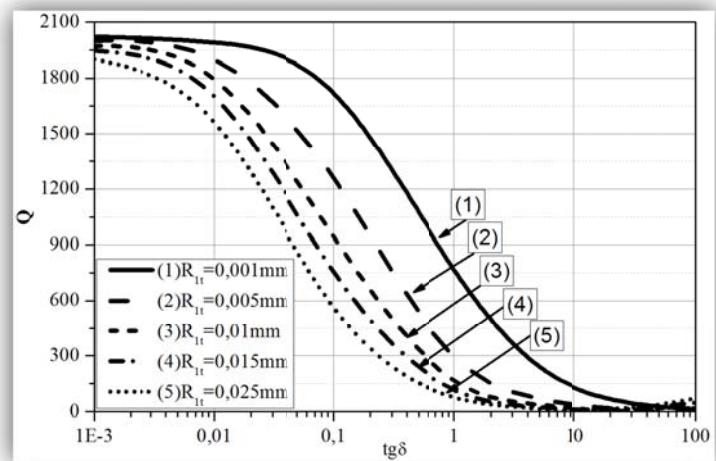
Для повноти фізичної картини на рис. 9.4 наведені залежності характеристик перетворення РЗ, які пов'язані зі зміною його добротності, від радіуса перерізу сферичного і конусного вістря. Вони добре ілюструють справедливність зроблених вище висновків в широкому діапазоні значень $\text{tg}\delta$ об'єктів. Аналогічний висновок можна зробити щодо діапазону значень діелектричної проникності.

Уявлялося також за доцільне встановити кількісні співвідношення при зміні зовнішнього радіуса коаксіальної апертури R_{2t} . На рис. 9.5 наведені залежності Q і $\Delta Q / Q$ від R_{2t} при різних R_{1t} , включаючи $R_{1t\text{фер}}$

У дослідженому діапазоні зміни R_{2t} такий характер залежності Q і $\Delta Q / Q$ можна інтерпретувати зміною узгодження РВП з об'єктом. Додатково слід зауважити, що при збільшенні R_{2t} чутливість до неоднорідності розподілу $\text{tg}\delta$ об'єкта буде погіршуватися через прояви НВЧ втрат на неінформативній тангенціальній складовій НВЧ поля.

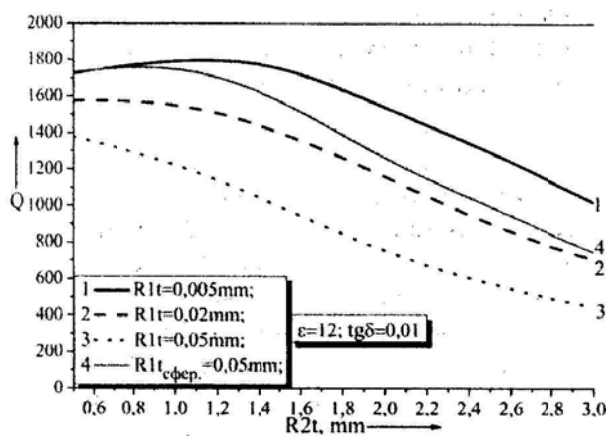


а

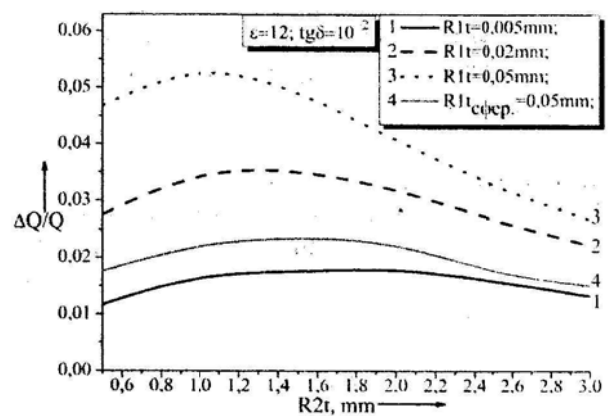


б

Рисунок 9.4 – Графік залежності добротності Q для різних значень радіуса вістря для сферичного (а) і кінцевого (б) зонда



а



б

Рисунок 9.5 – Залежність Q і $\Delta Q/Q$ від радіусу апертури R_{2t}

З рис. 9.5 випливає, що в найбільш важливому при НВЧ контролі діапазоні $\text{tg}\delta$ від 0,01 до 1 величина робочої добротності досліджуваного РВП і його чутливість укладаються в прийнятні для проведення вимірювань значення. При цьому збільшення розміру апертури $R_{2t} > 2$ мм призводить до зменшення нижче допустимої межі робочої добротності в області значень $\text{tg}\delta > 1$.

9.4 Вплив зазору на характеристики перетворення зонду

При безконтактному режимі величина зазору між вістрям зонда і об'єктом встановлюється відповідно до специфіки зображення, що формується. Наприклад, для поділу вкладу в зображення нерівності поверхні і неоднорідності розподілу будь-яких електрофізичних властивостей об'єкта необхідно перевірити систему при декількох значеннях зазору [139]. Таким чином, зокрема, реалізується прогнозована перевага СММ перед СТМ і АСМ - багатопараметрова діагностика та можливість томографії [140].

Як показують експериментальні дослідження [141], залежність фундаментальних сигналів сканування в СММ від величини зазору має суттєво нелінійний характер. Тому результати більшості досліджень об'єктів за допомогою СММ носять ілюстративний характер, а одержувані зображення необхідно реконструювати.

Для побудови відповідних алгоритмів реконструкції необхідно в першу чергу встановити фізику процесів взаємодії ближньопольових НВЧ резонаторних зондів з об'єктом при наявності зазору. Наступним після цієї частини кроком може бути надання аналітичного виду залежності фундаментальних сигналів від величини зазору з метою постановки коректного розв'язання оберненої задачі.

Фізика процесів взаємодії РЗ з об'єктом при безконтактному режимі визначається впливом зазору на розподіл поля в підапертурній області, з об'єктом включно.

Нагадаємо, що як впливає з наших попередніх робіт [142] і досліджень інших авторів [143] повне поле локалізується в об'єкті під вістрям переважно у вигляді нормальної компоненти (E_z) при сферичному вістрі і перерозподіляється між нормальною і тангенціальною (E_r) компонентами при плоскому вістрі.

Причому, максимум тангенціальної компоненти зміщується до периферії вістря так, що розподіл поля набуває трубчастий характер. Зі збільшенням радіуса плоскої частини вістря провал розподілу поля під зондом збільшується.

Зокрема, на рис. 9.6 наведені залежності зміни частоти досліджуваного зонда $\Delta f / f$ від зазору при різних значеннях електрофізичних параметрів (ϵ і $\text{tg}\delta$) напівнескінченного об'єкта. Хід їх відповідає відомим експериментальним даним [69]. Гарна відповідність з експериментальними результатами свідчить про адекватність використовуваної моделі.

Звертає на себе увагу експериментально встановлений і теоретично підтверджений двома прийомами оцінок фізичний факт різкої зміни фундаментального сигналу $\Delta f / f$ в області малих зазорів ($h_z \ll R_{1t}$).

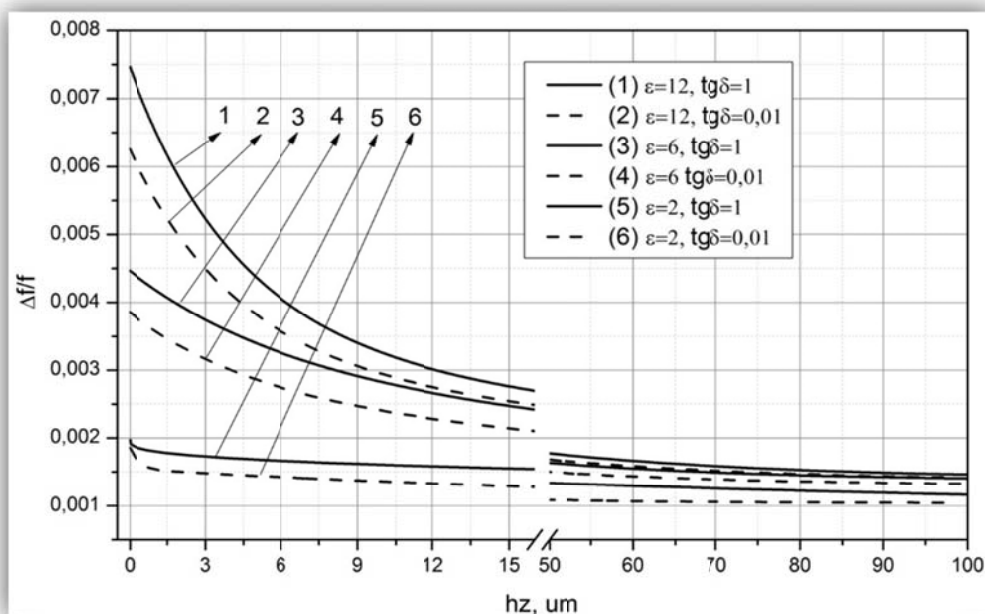


Рисунок 9.6 – Залежність фундаментального сигналу $\Delta f / f$ від величини зазору зонд-зразок

На рис. 9.7 представлені залежності іншого фундаментального сигналу – Q від величини зазору. Зведення про такі дослідження в технічній літературі практично відсутні, так само як і порівняння з залежностями $\Delta f/f(h_z)$.

Таке порівняння дуже корисно в зв'язку з існуванням необхідності встановлення наявності НВЧ втрат потужності через випромінювання в зазор. Той факт, що зміна обох сигналів зі зміною зазору чітко корельована, свідчить про відсутність вкладу такого механізму при формуванні фундаментального сигналу, пов'язаного з добротністю зонда. Особливо зауважимо, що при великих зазорах ($h_z \gg R_{lt}$) спостерігаються невеликі зміни обох сигналів. При наявності випромінювання в зазор сигнал Q мав би більш нелінійну залежність в порівнянні з сигналом $\Delta f/f$.

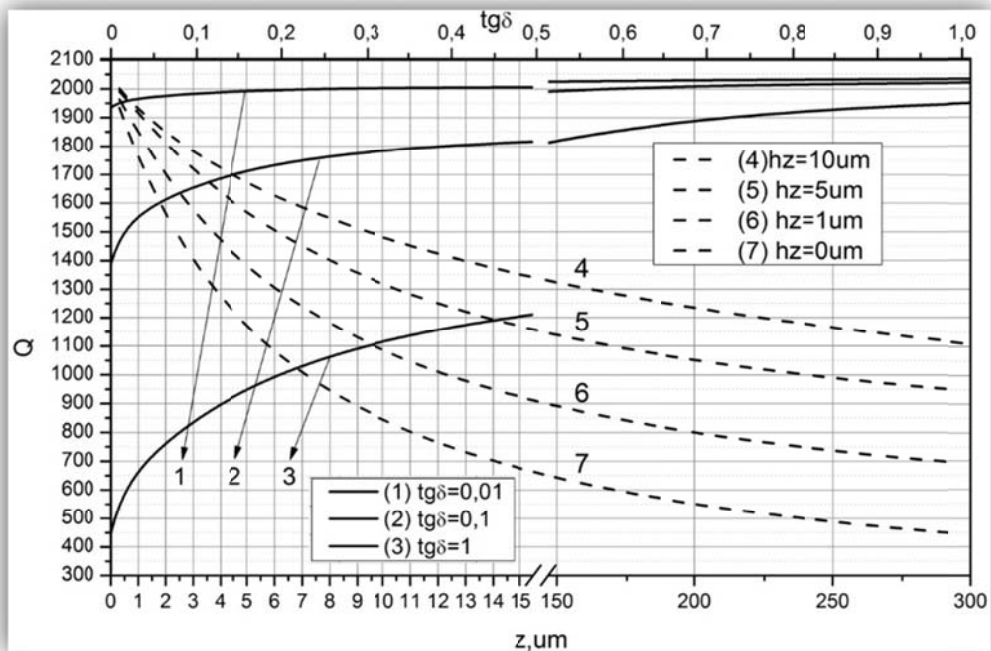


Рисунок 9.6 – Залежність добротності від величини зазору зонд зразок при різних значеннях $\text{tg} \delta$ (суцільна лінія) і від величини $\text{tg} \delta$ при різних значеннях h_z (пунктирна лінія)

В сукупності, представлені на рис. 9.5, 9.6, дані несуть достовірну кількісну інформацію про характер нелінійності фундаментальних сигналів

сканування в СММ від величини зазору в широкому діапазоні його зміни, а також для практично важливого інтервалу зміни ε і $\text{tg}\delta$ об'єктів. Плавний характер залежностей дозволяє припускати можливість їх коректної аналітичної інтерпретації. Це дуже важливо, як для розв'язання зворотної задачі при реконструкції зображень в СММ, так і для дослідження можливості постановки модуляційного (за допомогою модуляції зазору) методу підвищення контрастності СММ зображень.

Вплив зазору на чутливість виявляється досить суттєвим при різних формах вістря (рис. 9.7). Природно, що при збільшенні зазору відбувається підвищення робочої добротності. Однак втрати чутливості не можуть бути скомпенсовані апаратно за рахунок цієї обставини, тому що порушується умова $P_{\text{ст}} \ll P_{\text{обр}}$ [137].

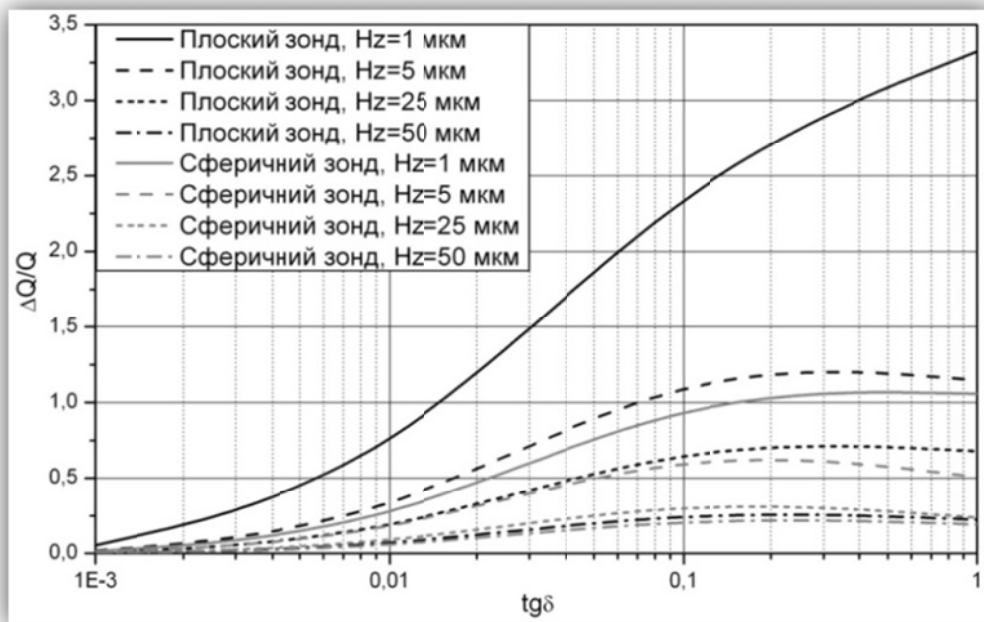


Рисунок 9.7 – Залежності чутливості РВП від зазору для різних форм зонда

Із представлених даних очевидно, що сканування об'єктів шляхом зміни зазору дозволяє діагностувати їх властивості на глибину, обумовлену апертурою.

Варто звернути увагу на те, що при плоскій формі вістря глибину проникнення поля в об'єм можна змінювати пропорційно величині R_{1t} . Таким

чином, фактично із втратою ПРЗ по площі можна збільшити глибину сканування до 0,2...0,3 мм.

Додання вістря сферичної форми, як показали результати проведених досліджень, також суттєво підвищує ПРЗ. Порівняння із плоским вістрям переконує в тім, що сферичність вістря є додатковим прийомом підвищення ПРЗ без втрат контрастності ЛМД зображення.

10 АНАЛІТИЧНА АПРОКСИМАЦІЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПЕРЕТВОРЮВАННЯ ДЛЯ ВСТАНОВЛЕННЯ ВИМІРЮВАНИХ ПАРАМЕТРІВ ОБ'ЄКТІВ, ЩО ДОСЛІДЖУЮТЬСЯ

У всіх метрологічних задачах НВЧ сенсорики та, зокрема, СММ потрібно вирішувати, так звану, зворотну задачу. Для цього потрібно заздалегідь вирішити пряму метрологічну задачу. Якщо це рішення проводиться за допомогою аналітичних методів, то рішення зворотної задачі не принесе великих труднощів. Але якщо рішення прямої задачі здійснено за допомогою чисельних або навіть чисельно-аналітичних методів, то вирішення зворотної задачі тими ж методами неможливе. Для отримання аналітичної залежності за табличними даними, що являють собою результати чисельних рішень прямої задачі, необхідно проводити аналітичну апроксимацію.

10.1 Основи методики побудови апроксимаційних характеристик перетворення

Апроксимація характеристик перетворення загалом відбувається наступним чином. По вже отриманому масиву даних будується сімейство функцій характеристик перетворення від параметрів матеріалу та від деяких чинників, що заважають, вплив яких необхідно враховувати. З цих кривих на якісному рівні встановлюється вид функції, що наближує. Далі застосовується один із методів апроксимації, наприклад, метод найменших квадратів.

В цьому методі в якості критерію близькості використовується мінімум суми квадратів різниць між точками вихідних даних та апроксимаційною кривою. Тобто задача такого метода полягає в знаходженні апроксимуючої функції так, щоби сума квадратів Φ різниці була найменшою.

$$\Phi = \sum_i (y_i - F(x_i))^2 \rightarrow \min \quad (10.1)$$

де y_i це значення характеристик перетворення вихідних даних у i -й точці, F – апроксимуюча функція, x_i – координата i -тої точки по осі x .

Визначившись із видом функції, що наближує, наступним етапом буде обчислення коефіцієнтів, що входять до цієї функції. В разі коли функція має 3 коефіцієнти, сума квадратів різниць функції можна записати наступним чином

$$\sum_i [y_i - F(x_i, a, b, c)]^2 = \Phi(a, b, c) \quad (10.2)$$

Ця сума є функцією $\Phi(a, b, c)$ трьох змінних (коефіцієнтів a, b і c). Завдання зводиться до відшукування її мінімуму. Необхідна умова екстремуму:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial a} = 0, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial b} = 0, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial c} = 0 \quad (10.3)$$

З цього складається система рівнянь для визначення невідомих коефіцієнтів

$$\begin{cases} \sum_i [y_i - F(x_i, a, b, c)] \cdot F'_a(x_i, a, b, c) = 0 \\ \sum_i [y_i - F(x_i, a, b, c)] \cdot F'_b(x_i, a, b, c) = 0 \\ \sum_i [y_i - F(x_i, a, b, c)] \cdot F'_c(x_i, a, b, c) = 0 \end{cases} \quad (10.4)$$

Розв'язавши цю систему з трьох рівнянь з трьома невідомими щодо коефіцієнтів a, b, c , ми і отримаємо результуючу функцію $F(x, a, b, c)$. Зміна

кількості параметрів не призведе до спотворення суті самого підходу, а виразиться лише в зміні кількості рівнянь в системі (10.4)

Значення результуючої функції в точках $x_1, x_2, \dots, x_n$, будуть відрізнятися від табличних значень характеристик перетворення $y_1, y_2, \dots, y_n$. Для знайденої результуючої функції відповідно до початкового масиву даних знаходиться сума квадратів відхилень

$$\sigma = \sum_i (\varepsilon_i)^2 \quad (10.5)$$

де ε_i ($i=1, 2, \dots, n$) обчислюється наступним чином $y_i - F(x_i, a, b, c)$

Ця сума відповідно до методу найменших квадратів для заданого виду функції, що наближає (і знайдених значень коефіцієнтів) повинна бути найменшою. Із двох різних наближень однієї і тієї ж табличної функції, дотримуючись методу найменших квадратів, найкращим слід вважати той, для якого сума (10.5) має найменше значення. Якщо результуюча апроксимаційна функція має недостатню точність потрібно взяти іншу функцію, що наближує і повторити апроксимацію.

В найпростіших випадках використовуються наступні функції, що наближують:

$$y=ax+b; \quad y=ax^2+bx+c; \quad y=ax^m; \quad y=ae^{mx}; \\ y=1/(ax+b); \quad y=a \cdot \ln(x)+b; \quad y=a/x+b; \quad y=x/(ax+b).$$

Початковим пунктом аналізу залежностей зазвичай є оцінка лінійної залежності змінних. Слід при цьому враховувати, що найкраща за методом найменших квадратів пряма лінія завжди існує, але навіть найкраща не завжди має досить велику точність. Якщо величини x і y взагалі не пов'язані, ми також завжди зможемо знайти найкращу лінійну функцію $y = ax + b$ для даної сукупності спостережень, але в цьому випадку конкретні значення a і b

визначаються тільки випадковими відхиленнями змінних і самі будуть дуже сильно змінюватися для різних вибірок з однієї і тієї ж генеральної сукупності.

Розглянемо тепер задачу оцінки коефіцієнтів лінійної регресії більш формально. Припустимо, що зв'язок між x і y лінійний і функцію, що наближує, будемо шукати у вигляді:

$$F(x, a, b) = ax + b \quad (10.6)$$

Знайдемо приватні похідні по параметрах: $F'_a = x$, $F'_b = 1$

Підставимо отримані співвідношення в систему виду (10.4):

$$\begin{cases} \sum_i (y_i - ax_i - b) \cdot x_i = 0, \\ \sum_i (y_i - ax_i - b) = 0 \end{cases}, i = 1..n \quad (10.7)$$

Далі, поділивши кожне рівняння на n маємо:

$$\begin{cases} \left(\frac{1}{n} \sum_i (x_i)^2 \right) \cdot a + \left(\frac{1}{n} \sum_i x_i \right) \cdot b = \frac{1}{n} \sum_i y_i x_i, \\ \left(\frac{1}{n} \sum_i x_i \right) \cdot a + b = \frac{1}{n} \sum_i y_i \end{cases}, i = 1..n \quad (10.8)$$

Введемо позначення:

$$\begin{aligned} \frac{1}{n} \sum_i x_i &= M_x, & \frac{1}{n} \sum_i y_i &= M_y, \\ \frac{1}{n} \sum_i y_i x_i &= M_{xy}, & \frac{1}{n} \sum_i (x_i)^2 &= M_{x^2} \end{aligned} \quad (10.9)$$

Тоді остання система матиме вигляд:

$$\begin{cases} M_x \cdot a + M_y \cdot b = M_{xy} \\ M_x \cdot a + b = M_y \end{cases} \quad (10.10)$$

Коефіцієнти цієї системи M_x , M_y , M_{xy} , M_x^2 - числа, які в кожній конкретній задачі наближення можуть бути легко обчислені за формулами (10.9), де x_i , y_i - значення з таблиці. Вирішивши систему (10.10), отримаємо значення параметрів a і b , а отже, і конкретний вид лінійної функції (10.6).

Необхідною умовою для вибору лінійної функції в якості потрібної емпіричної формули є співвідношення [144]:

$$y\left(\frac{x_1 + x_n}{2}\right) - \sqrt{y(x_1)y(x_n)} = 0. \quad (10.11)$$

Розглянемо випадок, коли в якості функції, що наближує, доцільно застосовувати функцію виду квадратного тричлена:

$$F(x, a, b, c) = ax^2 + bx + c \quad (10.12)$$

Знаходимо приватні похідні $F'_a = x^2$, $F'_b = x$, $F'_c = 1$

Складемо систему виду (10.4):

$$\begin{cases} \sum_i (y_i - a(x_i)^2 - bx_i - c) \cdot (x_i)^2 = 0, \\ \sum_i (y_i - a(x_i)^2 - bx_i - c) \cdot x_i = 0, \\ \sum_i (y_i - a(x_i)^2 - bx_i - c) = 0, \quad i = 1..n. \end{cases} \quad (10.13)$$

Після нескладних перетворень отримаємо систему із трьох лінійних рівнянь з трьома невідомими a, b, c . Коефіцієнти системи, так само як і в разі лінійної функції, виражаються тільки через відомі дані таблиці:

$$\begin{cases} M_{x^2} \cdot a + M_{x^2} \cdot b + M_{x^2} \cdot c = M_{x^2}, \\ M_{x^2} \cdot a + M_{x^2} \cdot b + M_{x^2} \cdot c = M_{x^2}, \\ M_{x^2} \cdot a + M_{x^2} \cdot b + c = M_{x^2}, \end{cases} \quad (10.14)$$

Тут використані позначення (10.9), а також

$$\frac{1}{n} \sum_i (x_i)^4 = M_{x^4}, \quad \frac{1}{n} \sum_i (x_i)^3 = M_{x^3}, \quad \frac{1}{n} \sum_i (x_i)^2 y_i = M_{x^2 y}, \quad (10.15)$$

Розв'язання системи (10.14) дає значення параметрів a, b і c для функції, що наближає (10.12).

Квадратична регресія застосовується, якщо всі вирази виду $y_2 - 2y_1 + y_0, y_3 - 2y_2 + y_1, y_4 - 2y_3 + y_2$ і т.д. мало відрізняються один від одного.

У разі застосування степеневої функції (геометрична регресія) у вигляді:

$$F(x, a, m) = ax^m \quad (10.16)$$

Припускаючи, що в початковій таблиці значення аргументу і значення функції позитивні, прологарифмуємо рівність (10.16) за умови $a > 0$:

$$\ln F = \ln a + m \cdot \ln x \quad (10.17)$$

Оскільки функція F є наближаючою для функції f , функція $\ln F$ буде наближаючою для функції $\ln f$. Введемо нову змінну $u = \ln x$; і тоді, як випливає з (10.16), $\ln F$ буде функцією від u : $\Phi(u)$.

Введемо позначення:

$$m = A, \ln a = B \quad (10.18)$$

Тоді рівність (10.16) набуває вигляду:

$$\Phi(u, A, B) = Au + B \quad (10.19)$$

Тобто задача звелася до відшукування функції, що наближає, у вигляді лінійної функції. Практично для знаходження функції, що наближає, у вигляді степеневої (при зроблених вище припущеннях) необхідно виконати наступне:

1. По даній таблиці скласти нову таблицю, логарифмуючи значення x і y в початковій таблиці;
2. З даних нової таблиці знайти параметри A і B функції, що наближає, виду (10.19);
3. Використавши позначення (10.18), знайти значення параметрів a і m і підставити їх в вираз (10.16).

Необхідною умовою для вибору степеневої функції в якості потрібної емпіричної формули є співвідношення [286]:

$$y(\sqrt{x_1 x_n}) - \sqrt{y(x_1) y(x_n)} = 0. \quad (10.20)$$

Нехай крива табличної функції початкового масиву даних має такий вигляд, що функцію, що наближує, доцільно шукати у вигляді показникової функції:

$$F(x, a, m) = a \cdot e^{-mx}, \quad a > 0 \quad (10.21)$$

Прологарифмуємо рівність (10.21):

$$\ln F = \ln a - mx \quad (10.22)$$

Прийнявши позначення (10.18), перепишемо (10.22) у вигляді:

$$\ln F = Ax + B \quad (10.22)$$

Таким чином, для знаходження функції, що наближає, у вигляді (10.21) потрібно прологарифмувати значення функції в вихідній таблиці і, розглядаючи їх спільно з вихідними значеннями аргументу, побудувати для нової таблиці функцію, що наближає, виду (10.22). Слідом за цим у відповідності з позначеннями (10.18) залишається отримати значення потрібних параметрів a і b і підставити їх в формулу (10.21).

Необхідною умовою для вибору показникової функції в якості потрібної емпіричної формули є співвідношення [144]:

$$y\left(\frac{x_1 + x_n}{2}\right) - \sqrt{y(x_1)y(x_n)} = 0 \quad (10.22)$$

У разі застосування дрібно-лінійної функції виду:

$$F(x, a, b) = \frac{1}{ax + b} \quad (10.23)$$

Рівність (10.23) перепишемо наступним чином:

$$\frac{1}{F(x, a, b)} = ax + b \quad (10.24)$$

З останньої рівності випливає, що для знаходження значень параметрів a і b з даних заданої таблиці потрібно скласти нову таблицю, у якій значення аргументу залишити колишніми, а значення функції замінити зворотними числами, після чого для отриманої таблиці знайти функцію, що наближає, виду $ax + b$. Знайдені значення параметрів a і b підставити в формулу (10.23).

Необхідною умовою для вибору дрібно-лінійної функції в якості емпіричної формули є співвідношення [144]:

$$y\left(\frac{x_1 + x_n}{2}\right) - \frac{2y(x_1)y(x_n)}{y(x_1) + y(x_n)} = 0 \quad (10.25)$$

У разі застосування логарифмічної функції виду:

$$F(x, a, b) = a \cdot \ln x + b \quad (10.26)$$

Очевидно, що для переходу до лінійної функції досить зробити підстановку $\ln x = u$. Звідси випливає, що для знаходження значень a і b потрібно прологарифмувати значення аргументу у вихідній таблиці і, розглядаючи отримані значення в сукупності з вихідними значеннями функції, знайти для отриманої таким чином нової таблиці функцію, що наближає, у вигляді лінійної функції. Коефіцієнти a і b знайденої функції підставити в формулу (10.26).

Необхідною умовою для вибору логарифмічної функції в якості потрібної емпіричної формули є співвідношення [144]:

$$y(\sqrt{x_1 x_n}) - \frac{y(x_1) + y(x_n)}{2} = 0 \quad (10.27)$$

Якщо точковий графік, побудований за таблицею вихідних значень, повторює форму гілки гіперболи, функцію, що наближає, можна шукати у вигляді:

$$F(x, a, b) = \frac{a}{x} + b \quad (10.28)$$

Для переходу до лінійної функції зробимо підстановку $u = 1 / x$.

$$\Phi(u, a, b) = au + b \quad (10.29)$$

Перед знаходженням функції, що наближає, виду (10.28), значення аргументу в вихідній таблиці слід замінити зворотними числами і знайти для нової таблиці функцію, що наближає, лінійного виду (10.29). Отримані значення параметрів a і b підставити в формулу (10.28).

Необхідною умовою для вибору рівняння гіперболи як потрібної емпіричної формули є співвідношення [144]:

$$y\left(\frac{2x_1 x_n}{x_1 + x_n}\right) - \frac{y(x_1) + y(x_n)}{2} = 0 \quad (10.30)$$

Нехай функцією, що наближає є дрібно-раціональна функція виду:

$$F(x, a, b) = \frac{x}{ax + b} \quad (10.31)$$

Очевидно, що

$$\frac{1}{F(x, a, b)} = a + \frac{b}{x}, \quad (10.32)$$

Тобто завдання зводиться до попередньо-розглянутого випадку. У вихідній таблиці потрібно замінити значення x і y їх зворотними величинами за формулами $z = 1/x$ і $u = 1/y$ і шукати для нової таблиці функцію, що наближає, виду $u = bz + a$, знайдені значення a і b будуть шуканими для формули (10.31).

Необхідною умовою для вибору дрібно-раціональної функції в якості потрібної емпіричної формули є співвідношення [144]:

$$y\left(\frac{2x_1x_n}{x_1 + x_n}\right) - \frac{2y(x_1)y(x_n)}{y(x_1) + y(x_n)} = 0 \quad (10.33)$$

Іноді, для того, щоб апроксимаційна функція мала достатню збіжність з табличними кривими її треба здійснювати декілька разів з різними функціями, що наближують. Це потребує багато часу. Щоб облегшити та прискорити цей процес було розроблено програмний пакет, який дозволяє проводити апроксимацію за допомогою ресурсів комп'ютера.

10.2 Вимірювання питомої електропровідності напівпровідників

Для створення ефективних алгоритмів одержання зображень зразків необхідно провести аналіз основних проблем обробки первинної вимірювальної інформації в ближньопольовій локальній мікрохвильовій діагностиці напівпровідників та діелектриків.

Побудова аналітичних моделей для відновлення радіозображень за первинними даними, що представляється найбільш практичним і ефективним підходом, вимагає, по-перше, виділити тип вимірюваних матеріалів, по-друге, обмежити області зміни їхніх основних параметрів.

Для подальшого аналізу розглянемо СММ із конкретною геометрією мікрохвильового мікрозонда. Центральний провідник РВП у своїй нижній частині (мікрозонд) має діаметр 50 мкм, діаметр апертури – 1,2 мм.

Первинною інформацією, яку можна одержати в результаті вимірювань, є зміна добротності та зсув резонансної частоти сенсорного резонатора, навантаженого на матеріал зразка з невідомими електричними параметрами – відносною проникністю ε і тангенсом кута втрат (далі просто параметром втрат) $\operatorname{tg}\delta$ або електропровідністю σ . Як базу вимірювань вибирають або еталонний зразок з відомими електричними параметрами, або визначають добротність Q_0 і резонансну частоту f_0 ненавантаженого сенсора, тобто сенсора з відкритою апертурою [145, 146].

Процедура одержання первинної вимірювальної інформації полягає в наступному:

- 1) визначення опорної резонансної частоти f_0 сенсорного резонатора;
- 2) визначення опорної величини Q_0 шляхом свіпування в смузі частот, одержання залежності потужності сигналу від частоти з наступним обчисленням шуканої величини по двох точках половинної потужності;
- 3) позиціонування мікрозонда СММ поблизу (із зазором) або в м'якому контакті (без зазору) зі зразком;
- 4) вимірювання зсуву резонансної частоти $\Delta f = f - f_0$, викликаного взаємодією мікрозонда з матеріалом зразка;
- 5) вимір зміни добротності $\Delta Q = Q - Q_0$;
- 6) обчислення шуканих діелектричної проникності і тангенса кута діелектричних втрат.

Числові дані цих залежностей, отриманих шляхом електродинамічного моделювання розглянутого мікрозонда з біконічною резонансною системою [147] методом кінцевих елементів (пряма задача), представлені в табл. 10.1 і 10.2.

Таблиця 10.1 – Залежність добротності резонатора сенсора від електричних параметрів зразка

$\frac{\text{tg}\delta}{\epsilon}$	0,001	0,01	0,1	1	5	10	25	50	100
2	1998,4	1910,7	1328,0	343,8	94,2	49,2	19,5	8,5	10,8
4	972,2	1828,7	1058,9	210,3	49,0	24,5	8,4	10,8	24,0
6	947,6	1753,5	877,9	149,9	32,7	15,8	2,6	17,6	36,1
8	923,3	1682,8	747,8	115,8	24,3	11,2	10,7	24,0	47,8
10	899,0	1616,4	649,7	94,0	19,1	8,1	14,3	30,1	59,1
12	874,4	1553,9	573,5	79,0	15,6	5,7	17,6	36,1	70,1

Таблиця 10.2 – Залежність резонансної частоти (МГц) резонатора сенсора від електричних параметрів зразка

$\frac{\text{tg}\delta}{\epsilon}$	0,001	0,01	0,1	1	5	10	25	50	100
2	8367,95	8367,95	8367,94	8366,92	8364,47	8365,55	8376,38	8442,10	9094,81
4	8358,16	8358,16	8358,15	8357,27	8357,29	8362,68	8426,80	9100,48	9140,39
6	8349,18	8349,18	8348,98	8348,54	8350,90	8363,24	7839,83	9133,96	9146,48
8	8340,49	8340,49	8340,49	8340,08	8344,92	8367,92	9112,03	9142,38	9148,66
10	8331,93	8331,93	8331,93	8331,72	8339,13	8378,58	9131,65	9145,89	9149,76
12	8323,43	8323,43	8323,43	8323,39	8333,23	8396,08	9139,74	9147,73	9150,45

На рис. 10.1 та рис. 10.2 показані відповідні сімейства кривих зміни добротності та зсуву частоти від параметра втрат та значення діелектричної проникності.

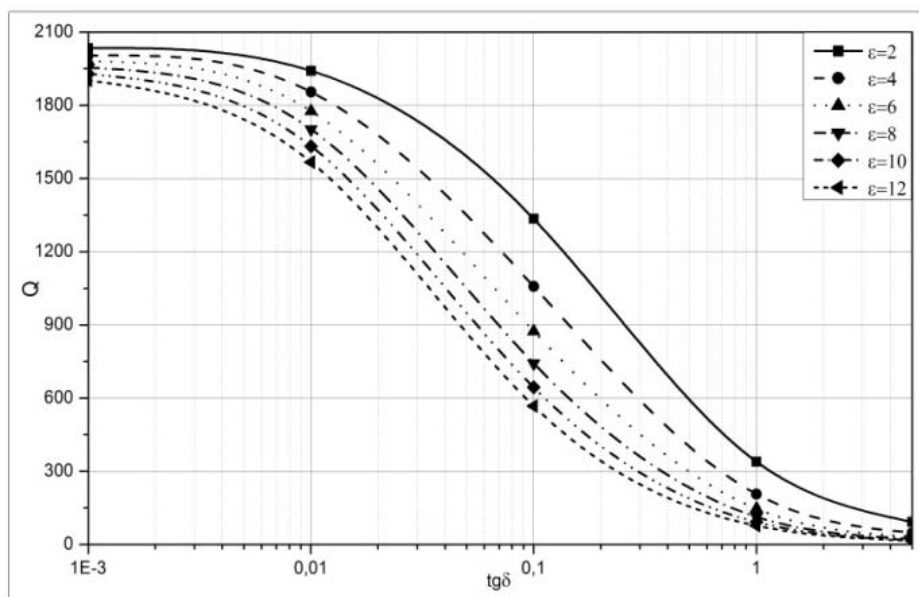


Рисунок 10.1 – Залежності добротності РВП від параметра втрат навантаження для різних ϵ

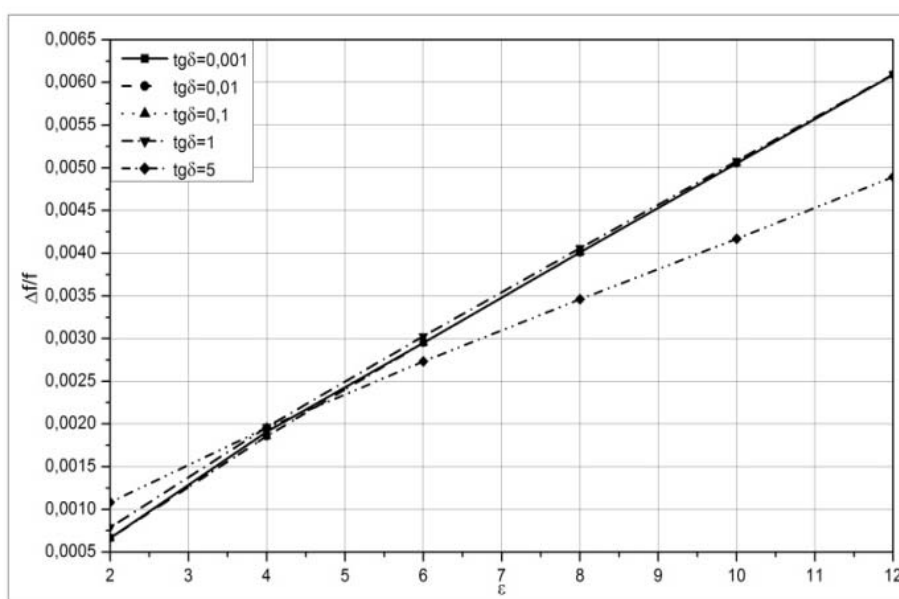


Рисунок 10.2 – Залежності частотного інформаційного сигналу сенсора від діелектричної проникності для різних значень параметра втрат навантаження

Криві, які показані на рисунках, отримані шляхом інтерполяції табличних значень сплайнами. Для отримання можливості розв'язання зворотної задачі треба провести апроксимацію залежності інформаційних сигналів від електрофізичних параметрів. Далі наша задача зводиться до

обернення апроксимаційних залежностей і одержання двох залежностей або відповідних сімейств виду:

$$\operatorname{tg} \delta = F3(\Delta Q, \Delta f), \varepsilon = F4(\Delta Q, \Delta f) \quad (10.34)$$

Результати апроксимації показані на рис. 10.3. Криві на рис. 10.3,а отримані шляхом простої апроксимації експоненціальною функцією виду:

$$\Delta f/f(\varepsilon) = y_0 + A \cdot e^{R_0 \cdot \varepsilon} \quad (10.35)$$

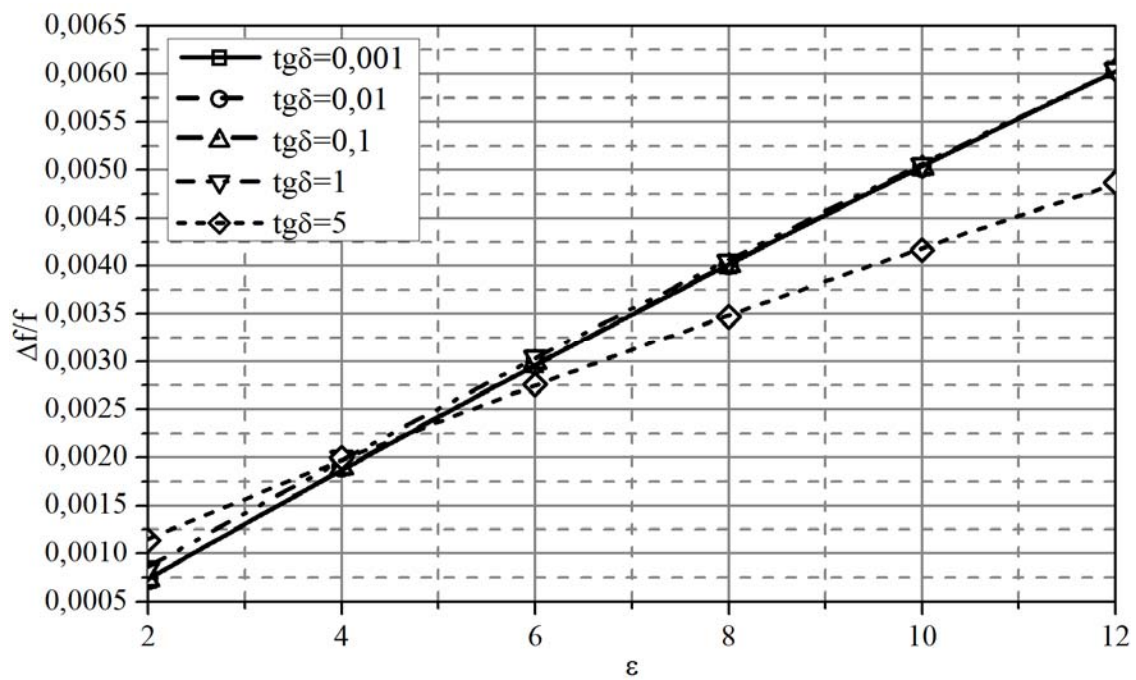
Криві на рис. 10.3,б апроксимовані за допомогою залежності наступного виду:

$$\Delta(1/Q)(\operatorname{tg} \delta) = (\operatorname{tg} \delta + a) / (b_0 + b_1 \cdot (\operatorname{tg} \delta + a) + b_2 \cdot (\operatorname{tg} \delta + a)^2) \quad (10.36)$$

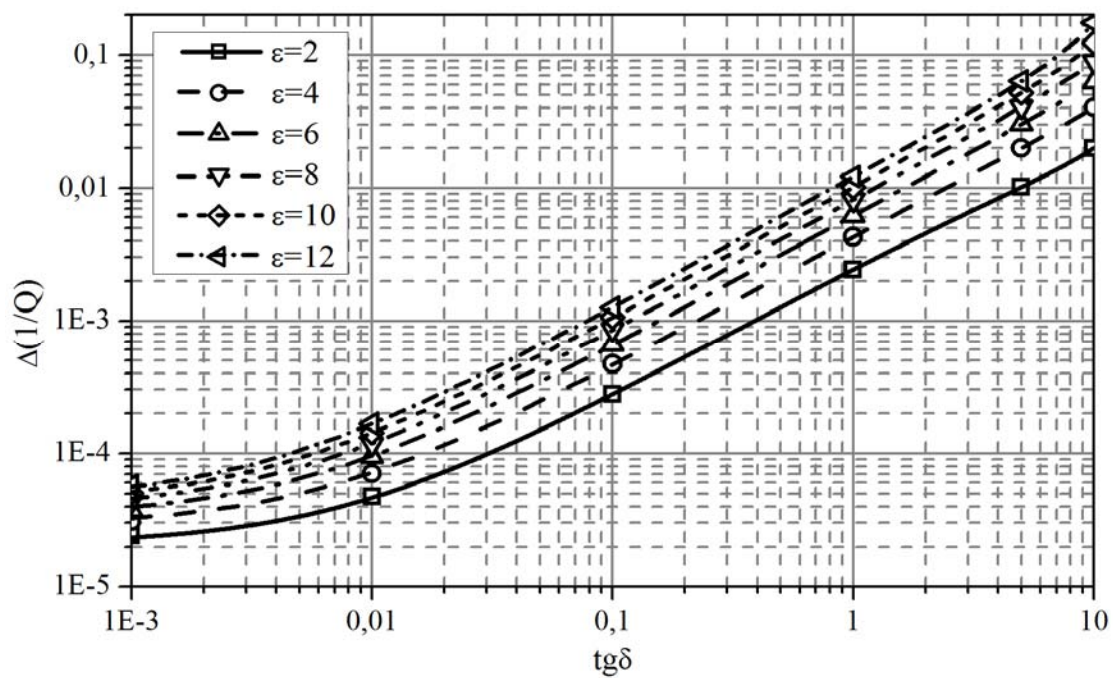
Значення коефіцієнтів, що входять до цих функцій зведені в таблицю 10.3.

Обернення залежності (10.35) до виду (10.34) не складе труднощів та приводиться тільки до взяття логарифму та переносу складових. В свою чергу обернення залежності (10.36) значно складніша задача, тому розв'язання зворотної задачі з участю залежності такого роду зводиться до рішення цього рівняння у всіх точках сканування.

Але ці апроксимаційні характеристики справедливі для параметра втрат не більше 10. При значеннях більше 10 матеріал, що досліджується, наближається по електропровідності до провідників і тому криві інформаційних сигналів на цій ділянці мають іншу форму залежності від параметра втрат. Але параметр втрат є більш актуальним для діелектриків.



а



б

Рисунок 10.3 – Апроксимація залежностей сигналів інформаційної інформації: зсуву резонансної частоти від діелектричної проникності матеріалу (а), та зсуву добротності від параметра втрат (б)

Таблиця 10.3 – Коефіцієнти апроксимуючих функцій

tgδ	Δf/f(ε)			ε	Δ(1/Q)(tgδ)			
	y0	A	R0		a	b0	b1	b2
0.001	0.0354	-0.036	-0.017	2	0.008	384.4	31.777	-1.979
0.01	0.0354	-0.036	-0.017	4	0.0065	228.58	7.085	-0.514
0.1	0.0326	-0.033	-0.018	6	0.0053	159.93	2.598	-0.266
1	0.0341	-0.034	-0.017	8	0.0046	121.99	1.354	-0.229
5	0.0174	-0.017	-0.026	10	0.0041	98.031	1.039	-0.271
				12	0.0036	81.45	1.305	-0.373

Особливістю напівпровідників є дуже широкий інтервал значень питомого опору за рахунок легування кристалів. Так, наприклад, у НВІС питомий опір може перебувати в інтервалі значень $10^{-4} \dots 10^7$ Ом·см. Відносна діелектрична проникність широко застосованих матеріалів може знаходитися в інтервалі 2...12 і вище. Вказане верхнє значення характерно для найбільш поширеного матеріалу – кремнію. Для вказаного інтервалу значень питомого опору при мікрохвильовій діагностиці параметр втрат буде змінюватися приблизно в межах $\text{tg}\delta = 10^{-3} \dots 10^3$. В разі, коли треба проводити дослідження електропровідності напівпровідникових матеріалів можна користуватись наявною апроксимаційною формулою параметра втрат, тому що параметр втрат і електропровідність зв'язані відомою формулою.

$$\text{tg}\delta = \sigma / \omega \epsilon \epsilon_0 \quad (10.37)$$

10.3 Вимірювання величини зазору і товщини плівок

При вимірах електрофізичних параметрів об'єктів наявність проміжку між вістрям РВП та об'єктом в більшості випадків грає заважаючу роль, але проміжок також може нести інформаційне навантаження в якості профіля поверхні об'єкта. Але потрібно зауважити, що залежність інформаційних

сигналів від проміжку істотно нелінійна (рис. 10.4), із-за чого у вимірювання профілю поверхні включається операція реконструкції зображення.

Рис. 10.4 було отримано шляхом моделювання заздалегідь відомої задачі виміру профілю поверхні. Для спрощення задачі прийняті наступні допущення: сканування проводиться тільки по одній лінії; профіль поверхні змінюється по сходинкам; нульовий проміжок відповідає контактному режиму сканування, найбільший проміжок – 35 мкм, тобто показана картинка профілю як би перевернута; при скануванні будь-якої точки вплив провалів або гірок, що знаходяться поблизу точки сканування не враховується.

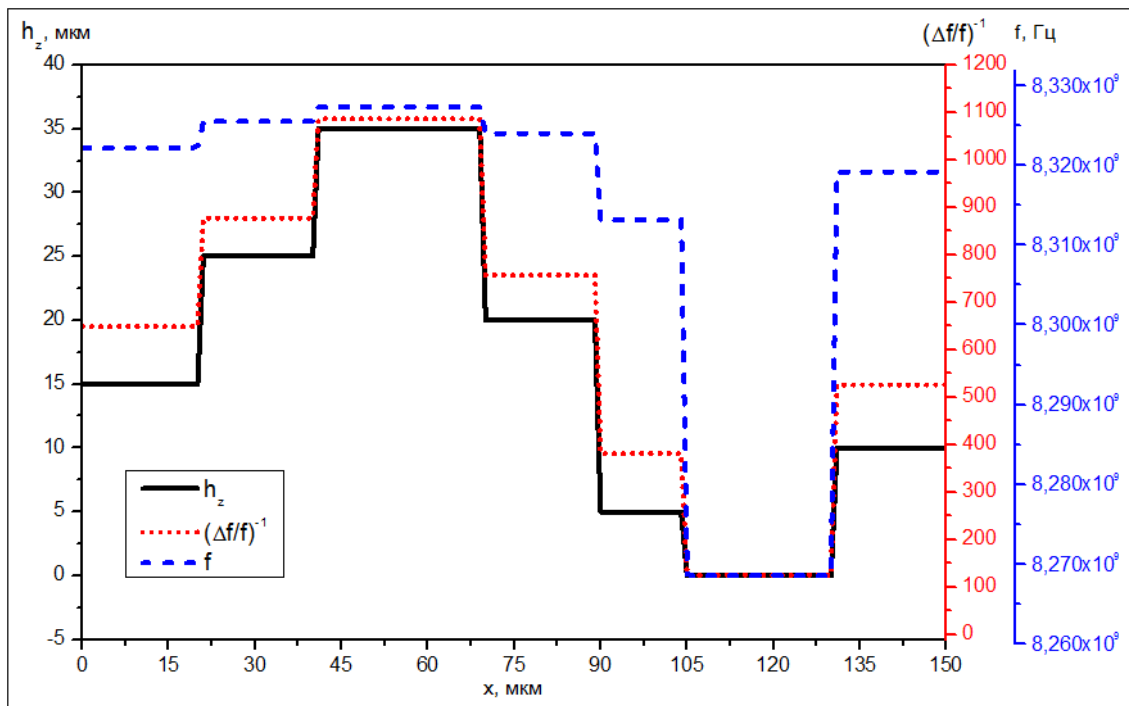


Рисунок 10.4 – Реконструкція профілю поверхні h_z по сигналу сканування

На рисунку чорною неперервною лінією зображений реальний профіль поверхні зразка, синьою пунктирною лінією зображений профіль поверхні реконструйований напряму з виміру резонансної частоти РВП, червоними точками профіль реконструйований з сигналу $\Delta f/f$. Чітко видно, що при наявності відносно малого зазору в 5 мікрометрів резонансна частота значно

зростає, але при подальшому зростанні зазору, частота зростає незначно. Але за допомогою АПЧ, що входить до складу мікрохвильового сенсору, вимірюється не сама частота, а її зсув. Чітко видно, що зсув частоти ближче повторює профіль поверхні, але недостатньо чітко, тому для реконструкції зображення використовують спеціалізовані прийоми, наприклад апроксимацію. Для здійснення апроксимації треба провести дослідження залежностей інформаційних сигналів від проміжку між вістрям РВП та об'єктом в широких межах. Такі залежності при різних електрофізичних параметрах зображені на рис. 10.5.

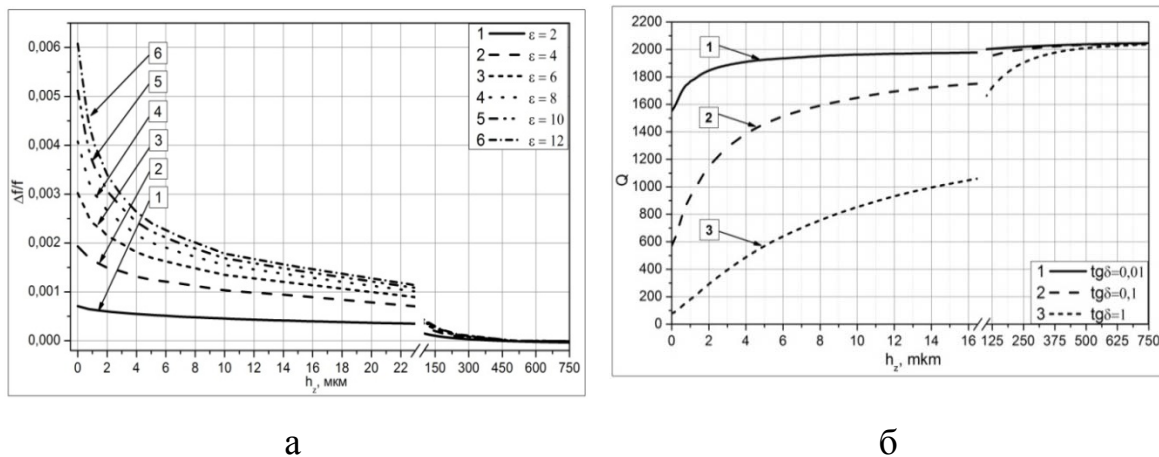


Рисунок 10.5 – Залежність вихідних сигналів РВП від величини проміжку між вістрям та об'єктом

Апроксимація за цими даними приведена у підрозділі 10.4.

Також за допомогою СММ можна проводити вимір товщини плівки. Але на відміну від залежності інформаційних сигналів від проміжку між вістрям РВП та об'єктом їх залежність від товщини плівки, при умові відсутності проміжку, є лінійною. Якщо електрофізичні параметри матеріалу підкладки відомі, то вимір товщини плівки у контактному режимі з поверхнею це проста задача. Але це доречно тільки в разі коли можливо реалізувати контактний режим. В тому разі, якщо потрібно реалізувати безконтактний режим сканування і ми не можемо з досить великою точністю контролювати наявний проміжок між вістрям РВП та об'єктом його вплив на

інформаційні сигнали внесе деякі ускладнення в процес виміру, тобто є істотним чинником, що заважає. В такому випадку треба проводити сканування двічі з різною висотою розташування РВП.

10.4 Двопараметровий контроль напівпровідникових плівок

Кінцева мета обробки вимірювальної інформації в СММ – це не тільки одержання радіозображень поверхні зразка (висотний профіль поверхні, просторова картина розподілу електрофізичних характеристик на поверхні зразка й т.д.), але й одержання кількісної інформації про розподіл електрофізичних характеристик на поверхні зразка. Сканування поверхні зразка може виконуватися в режимі м'якого контакту (випадок нульового зазору) і режиму зазору між вістрям мікрозонда й поверхнею зразка. Наявність зазору при вимірах суттєво збільшує обсяг експериментальних даних, які підлягають обробці.

Ця задача може бути ефективно вирішена, зокрема, шляхом параметризації еталонних вимірювань (вимірювань по еталонних зразках з відомими електричними параметрами). Припускаємо, що є кінцевий набір таких еталонних зразків, які забезпечать (при еталонних вимірюваннях) дискретний набір даних вимірювань (значення добротності Q і значення резонансних частот f при різних зазорах), що відповідають заданим наборам значень проникності ε і параметра втрат $\operatorname{tg}\delta$ еталонних зразків. Для одержання всіх проміжних значень доцільно виконати підбір аналітичних функцій, що апроксимують отримані залежності. Приклад рішення цієї задачі представлено нижче [146].

Покажемо це на прикладі найпростішого випадку ідентифікації СММ зображень нерівності поверхні діелектричних і напівпровідникових об'єктів (пластин, епітаксійних плівок і вакуумно-осаджених шарів). Велика частина опублікованих результатів експериментальних досліджень з техніки СММ представлена саме такими зображеннями. Вони будуються по сигналу

сканування, пов'язаному зі зміною резонансної частоти РЗ. Фактично при цьому нерівність поверхні проявляється як зміна величини зазору між вістрям РЗ і об'єктом. Для пластин і шарів, товщина яких більше глибини провисання ближнього поля, типовий вид теоретичних характеристик перетворення цього типу представлений на рис. 10.5, а. Конкретно вони розраховані нами для РЗ на основі конусного коаксіального резонатора [148] з геометрією $R_1=8$ мм, $R_2=1,9$ мм, $R_{1t}=25$ мкм $R_{2t}=600$ мкм на частоті $f=8,3$ ГГц.

Загалом зображення нерівності поверхні також можна отримати виділяючи сигнал, пов'язаний із зміною добротності РЗ при скануванні об'єкта. На рис. 10.5,б приведений вид відповідних вимірювальних характеристик.

У загальному випадку, характеристики на рис. 10.5 відображають метрологічні можливості СММ з контролю, як нерівності поверхні об'єкта, так і неоднорідності розподілу електрофізичних властивостей по поверхні матеріалу.

За умови однорідності діелектричної проникності, яка часто має місце для ідеальної кристалічної структури матеріалу, по сигналу $\Delta f/f$ реалізується тільки контроль нерівності поверхні. З рис. 10.5,а очевидно, що в цілому ці залежності є нелінійними по h_z . Отже, реконструкція зображення нерівності поверхні повинна використовувати аналітичне представлення розглянутих залежностей для вирішення зворотного завдання вимірювання, яке враховує значення діелектричної проникності об'єкта і вихідну величину зазору.

Аналогічний висновок можна зробити і щодо зв'язку сигналу $Q(h_z)$ з нерівністю поверхні.

Необхідне апроксимаційне уявлення залежностей (рис. 10.5) пропонується використовувати у вигляді:

$$\Delta f / f(h_z, \varepsilon) = \frac{A(\varepsilon) - B(\varepsilon)}{1 + \left(\frac{h_z}{C(\varepsilon)} \right)^{D(\varepsilon)}} + B(\varepsilon) \quad (10.38)$$

Значення коефіцієнтів виразу (10.38) наведені нижче у таблиці 10.3:

$$Q(h_z, \varepsilon) = B(\varepsilon) + \frac{A(\varepsilon) - B(\varepsilon)}{1 + \left(\frac{h_z}{C(\varepsilon)}\right)^{D(\varepsilon)}} \quad (10.39)$$

Значення коефіцієнтів виразу (10.39) наведені нижче у таблиці 10.4:

Таблиця 10.3 – Значення коефіцієнтів

$A(\varepsilon) = a - b \cdot c^\varepsilon$	$C(\varepsilon) = a \cdot e^{b/(\varepsilon+c)}$
$a=0,0244$ $b=0,02495$ $c=0,9743$	$a=0,29687$ $b=44,41916$ $c=7,24723$
$B(\varepsilon) = a_0 + a_1\varepsilon + a_2\varepsilon^2 + a_3\varepsilon^3 + a_4\varepsilon^4$	$D(\varepsilon) = a_0 + a_1\varepsilon + a_2\varepsilon^2 + a_3\varepsilon^3 + a_4\varepsilon^4 + a_5\varepsilon^5$
$a_0=-1,01524E-5$ $a_1=-9,34751E-5$ $a_2=1,7361E-5$ $a_3=-1,25022E-6$ $a_4=3,38556E-8$	$a_0=0,52027$ $a_1=0,12025$ $a_2=-0,03506$ $a_3=0,00487$ $a_4=-3,20431E-4$ $a_5=8,11753E-6$

Дослідження цих уявлень в області значень ε від 2 до 12 і $\text{tg}\delta$ від 10^{-3} до 5 показало, що похибка апроксимації не перевищує 1%.

Таким чином, можна побачити, що реконструкція розглянутих зображень, в плані надання їм строгих кількісних співвідношень, не складає труднощів для цього конструктиву РЗ і відомого значення ε и $\text{tg}\delta$.

Таблиця 10.4 – Значення коефіцієнтів

$A(\varepsilon) = a - b \cdot c^\varepsilon$	$B(\varepsilon) = e^{a+b \cdot \varepsilon + c \cdot \varepsilon^2}$
$a=408.3779$ $b=-1325.4526$ $c=0.83265$	$a=7.68266$ $b=-0.0113$ $c=4.47536 \cdot 10^{-4}$
$C(\varepsilon) = a - b \cdot c^\varepsilon$	$D(\varepsilon) = S + (E - S) \frac{\varepsilon^n}{k^n + \varepsilon^n}$
$a=3.54768$ $b=-115.77506$ $c=0.53504$	$S=0.69318$ $E=1.10002$ $k=10.79851$ $n=2.16601$

На основі аналізу (10.38) і (10.39) може здійснюватися оптимальний вибір геометрії РЗ і вихідної величини зазору по критеріям необхідної просторової роздільної здатності, контрасту та діапазону реєстрованих неоднорідностей. Однак для цього додатково необхідно мати аналітичні залежності коефіцієнтів, що входять до (10.38) і (10.39), від геометрії РЗ. Слід окремо зауважити, що при необхідності істотно підвищити ПРЗ виникають труднощі з використанням (10.38) і (10.39) для екстраполяції характеристик перетворення в область субмікронних зазорів. Рішення подібних питань потребують корекції виразів (10.38) і (10.39).

11 РЕЗОНАТОРНІ СТРУКТУРИ З МІКРОЗОНДОВИМИ СЕНСОРНИМИ ЕЛЕМЕНТАМИ

11.1 Загальні вимоги щодо створення резонаторних вимірювальних перетворювачів

Резонансні вимірювальні перетворювачі (РВП) з апертурними і зондовими чутливими елементами дають можливість забезпечити високочутливий контроль при високій локальності вимірювань [149-155]. Інформація про досліджувані об'єкти міститься при цьому в змінах добротності і резонансної частоти РВП, що обумовлені взаємодією електромагнітних полів, що створюються апертурними або зондовими чутливими елементами, з локальними ділянками або структурами об'єктів контролю.

Для РВП апертурного типу величина коефіцієнта перетворення визначається головним чином характером і ступенем взаємодії полів резонатора з об'єктом через апертуру.

В останні роки з розвитком методів скануючої зондової мікроскопії та необхідністю вивчення параметрів різних об'єктів на мікро- і нанорозмірному рівні формується напрямок діагностики, що пов'язаний зі скануючою мікрохвильовою мікроскопією (СММ) [149, 151-154, 156-159]. Основою СММ є ближньопольова взаємодія мікрохвильових електромагнітних полів, що створюються мікрозондовими структурами, з локалізованими (ступінь локалізації визначається розмірами і конструкцією мікрозонда) поверхневими і приповерхневими шарами досліджуваних матеріалів [160, 161]. Відповідно, особливістю РВП, що застосовуються в СММ, є наявність мікрозондових структур, геометричні розміри і форма яких багато в чому визначають функціональні і метрологічні можливості СММ в цілому.

Як правило, така мікрозондова структура являє собою малорозмірний хвилеводний або коаксіальний випромінювач (мікроантену), який безпосередньо входить в резонатор або приєднується до нього за допомогою елемента зв'язку. При цьому необхідно врахувати характер взаємодії зондової

структури зі складовими електромагнітного поля резонатора. Конструкція і технологія виготовлення резонатора мають забезпечувати його максимальну власну добротність при збудженні на виді коливань, що підходить для спряження з мікрозондовою структурою. Чим вище добротність РВП, тим точніше вимірюються зміни резонансної частоти і вище чутливість до внесених втрат.

Максимальні значення власної добротності зазвичай досягаються за допомогою об'ємних НВЧ резонаторів ($\sim 10^3 \dots 10^4$ в залежності від виду коливань і використаного матеріалу).

Оскільки в СММ найбільш ефективною конструкцією зонда, що безпосередньо взаємодіє з досліджуваним об'єктом, є коаксіальна, то виникає необхідність аналізу та побудови такої резонаторної частини РВП, яка сполучається за структурою поля з коаксіальним мікрозондом.

Функціонально РВП для СММ можна представити у вигляді наступних елементів: резонатора, елементів зв'язку резонатора з вимірювальною схемою, відрізка лінії, що має з одного боку елемент зв'язку з резонатором, а з іншого – зондову структуру для формування необхідного розподілу поля, що взаємодіє з локальною ділянкою досліджуваного об'єкта. Відповідно характеристики РВП в цілому будуть визначатися параметрами і конструкцією його елементів, а також методами сполучення і узгодження їх один з одним.

Робоча добротність РВП головним чином буде залежати від добротності резонатора.

У резонаторі, який використовується в якості вимірювального перетворювача в СММ, мають бути передбачені елементи зв'язку для включення в вимірювальну схему, а також пристрій або елемент зв'язку з мікрозондовою структурою. За рахунок цього втрати в резонаторі зростають і добротність його буде зменшуватися:

$$Q_H = \frac{Q_0}{1 + \sum_i \beta_i}, \quad (11.1)$$

де Q_H – навантажена добротність резонатора; $\beta_i = \frac{\overline{P_{\text{вн}i}}}{P_p}$ – величина коефіцієнта зв'язку; $\overline{P_{\text{вн}i}}$ – середня потужність втрат у відповідному елементі зв'язку або потужність, яка випромінюється з резонатора через відповідний елемент зв'язку при вимкненому джерелі сигналу; $\overline{P_p}$ – середня потужність втрат власне в резонаторі.

Зондова структура, як правило, являє собою відрізок коаксіальної лінії, з одного боку якої розташований виступаючий загострений внутрішній провідник лінії, що використовується як зонд, а, з іншого – елемент зв'язку з резонатором у вигляді штиря або петлі. У ряді випадків в зонд за рахунок плавного переходу трансформується власна структура резонаторного перетворювача (наприклад, в коаксіальних резонаторних перетворювачах [149, 151-154, 156, 157, 159]). Цей пристрій повинен забезпечувати ефективну взаємодію поля, що формується за допомогою зондової структури, з досліджуваним об'єктом, і прийом відбитих і (або) перевипромінених об'єктом хвиль. Мікрозондова структура при цьому має бути взаємним пристроєм з досить великим (~ 1) значенням коефіцієнта зв'язку з резонатором. Величина коефіцієнта зв'язку зазвичай механічно регулюється ступенем занурення петльового або штирьового елемента зв'язку в резонаторний об'єм. Відповідно, при таких значеннях коефіцієнта зв'язку навантажена добротність РВП буде зменшуватися майже в два рази в порівнянні з власним значенням тільки за рахунок мікрозондового пристрою.

Основною умовою роботи системи формування вимірювального НВЧ сигналу є отримання на НВЧ детекторі величини сигналу достатньої для подальшої обробки.

Вплив РВП на величину сигналу на детекторі визначатиметься коефіцієнтом передачі:

– для прохідного включення [162]

$$K_p = \frac{4 \cdot \beta_1 \cdot \beta_2}{(1 + \beta_1 + \beta_2)^2} \frac{1}{1 + a^2}, \quad (11.2)$$

де β_1, β_2 – коефіцієнти зв'язку;

$a = Q_H(\omega_r/\omega_0 - \omega_0/\omega_r) \approx 2 \cdot \Delta\omega \cdot Q_H/\omega_0$ – узагальнене розстроювання;

ω_r – частота вимірювального генератора ;

$\Delta\omega$ – відхилення частоти вимірювального генератора ω_r від резонансної частоти ω_0 .

Графік залежності коефіцієнта передачі від коефіцієнтів зв'язку та узагальненого розстроювання наведено на рис. 11.1.

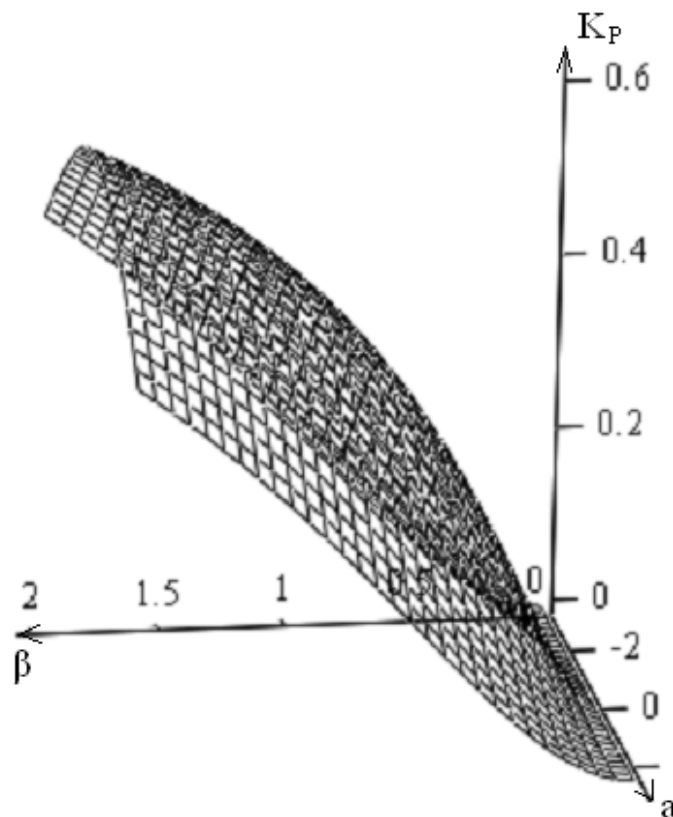


Рисунок 11.1 – Залежність коефіцієнта передачі РВП від β і a при прохідному включенні ($\beta_1 = \beta_2 = 0 \dots 2$; $a = -3 \dots 3$; $Q_0 = 10^3$)

– для відбивного включення РВП з урахуванням того, що коефіцієнт відбиття в загальному випадку описується формулою:

$$R_p = 1 - \frac{4 \cdot \beta_1 (1 + \beta_2)}{(1 + \beta_1 + \beta_2)^2} \frac{1}{1 + a^2}, \quad (11.3)$$

відповідно:

$$R_p = 1 - \frac{4 \cdot \beta}{(1 + \beta)^2} \frac{1}{1 + a^2} \quad (11.4)$$

або при зв'язку , рівний критичної ($\beta = 1$):

$$R_p = \frac{a^2}{1 + a^2}. \quad (11.5)$$

Залежність коефіцієнта передачі РВП при відбивному включенні від β і a наведена на рис. 11.2.

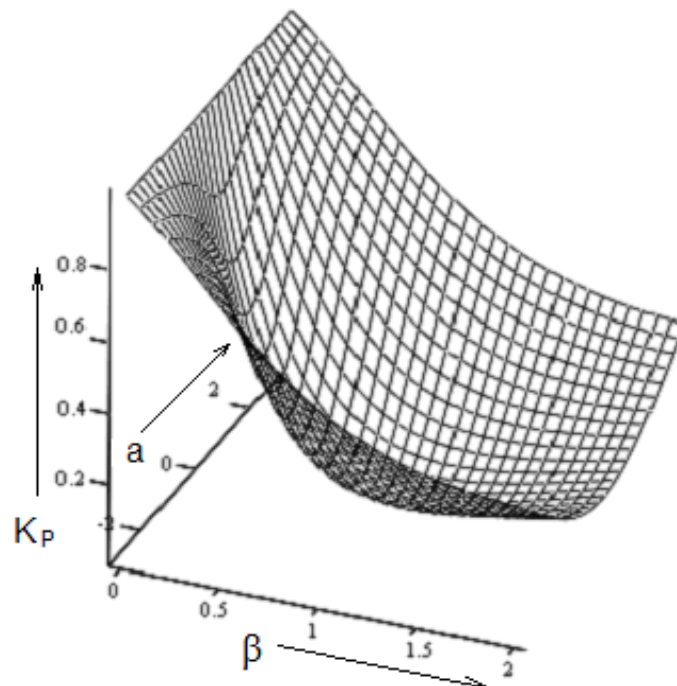


Рисунок 11.2 – Залежність коефіцієнта передачі РВП від β і a при відбивному включенні ($\beta = 0 \dots 2$; $a = -3 \dots 3$; $Q_0 = 10^3$)

З графіків рис.11.1 і рис.11.2 видно, що зі зменшенням коефіцієнтів зв'язку при прохідному включенні зростає перехідне загасання РВП, а при відбивному включенні оптимальним є режим роботи з $\beta = 1$, коли амплітуда сигналу, відбитого від резонатора буде мінімальною.

Зменшення сигналу при збільшенні перехідного загасання за рахунок зменшення коефіцієнтів зв'язку при прохідному включенні можна компенсувати додатковим його посиленням після детектора, однак це буде вести до зростання відношення сигнал/шум.

Таким чином, вибір прийнятних для роботи системи формування вимірювальних НВЧ сигналів значень коефіцієнтів зв'язку призводить до додаткового зменшення величини навантаженої добротності РВП. Сумарне зменшення добротності РВП в порівнянні з власним значенням буде приблизно в три рази (11.1).

Наступна група вимог до конструкції коефіцієнтів зв'язку визначається передбачуваними до розробки технічними характеристиками вимірювальної системи та РВП. При використанні широкодіапазонної за частотою вимірювальної системи та РВП, що працюють на різних резонансних частотах, розташованих в широкому діапазоні частот, переважним є використання коаксіальних елементів зв'язку з вимірювальною системою, які володіють кращими діапазонними властивостями. При роботі з однорезонансним РВП краще використовувати хвильові елементи зв'язку, які мають менші втрати, простіше конструктивно і більш технологічні.

Таким чином, аналіз і дослідження повинні бути проведені для складених конструкцій РВП, що включають резонаторну частину, зондову структуру, елементи зв'язку з вимірювальною схемою.

Задачами аналізу є:

- визначення умов забезпечення максимальної добротності РВП;
- оцінка впливу конструктивних параметрів елементів зв'язку на передавальну функцію і добротність РВП;

– оцінка впливу параметрів об'єкта дослідження на характеристики складових РВП;

– зміни характеристик складових РВП залежно від конструктиву і геометрії мікрозондової структури.

Результати аналізу дозволять визначитися з набором можливих варіантів побудови конструкцій РВП та їх складових частин.

З урахуванням використання коаксіальної мікрозондової структури для аналізу були обрані:

- РВП на основі резонаторів на видах коливань E_{01n} ;
- РВП на основі конусного чвертьхвильового резонатора
- РВП на основі призматичних прямокутних резонаторів на видах коливань H_{10n} ;
- РВП на основі циліндричного резонатора на виді коливань H_{011} ;
- РВП на основі нерегулярних коаксіальних структур.

11.2 Резонаторні вимірювальні перетворювачі на основі резонаторів на видах коливань E_{01n}

РВП, в якому найбільш просто здійснюється сполучення резонаторної частини з коаксіальною структурою мікрозонда, являє собою конструкцію на основі циліндричного резонатора, збуджуваного на осесиметричних видах коливань E_{01n} [163].

Типова конструкція та зовнішній вигляд такого РВП наведені на рис.11.3.

Циліндричний резонатор збуджується на виді коливань E_{011} за допомогою гвинта зв'язку, що проходить через прямокутний хвилевід в середині його широкої стінки і отвір у торцевій стінці резонатора. Розміри резонатора наступні: $H = D = 27,5$ мм.

Схематично аналізований складовий РВП і структура поля в його елементах можуть бути представлені так, як показано на рис. 11.4.

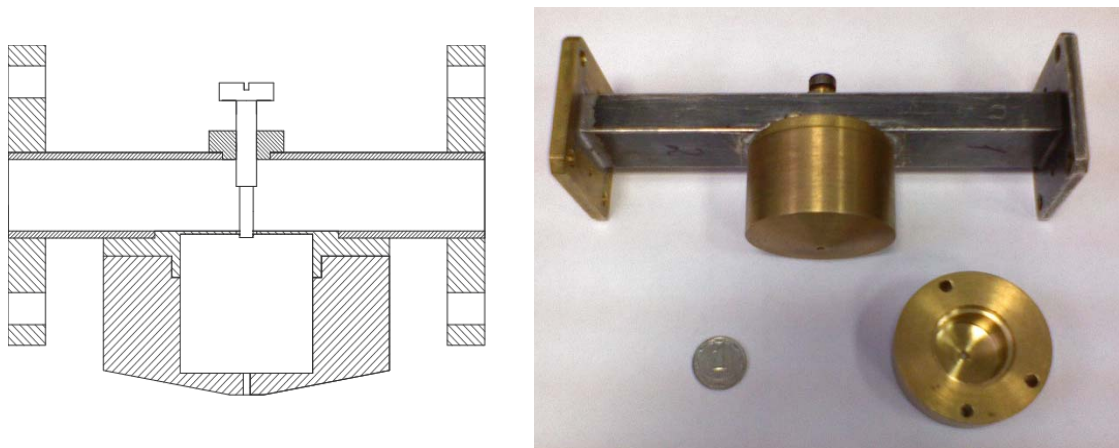


Рисунок 11.3 – Типова конструкція та зовнішній вигляд РВП на основі циліндричного резонатора, збуджуваного на виді коливань E_{01n}

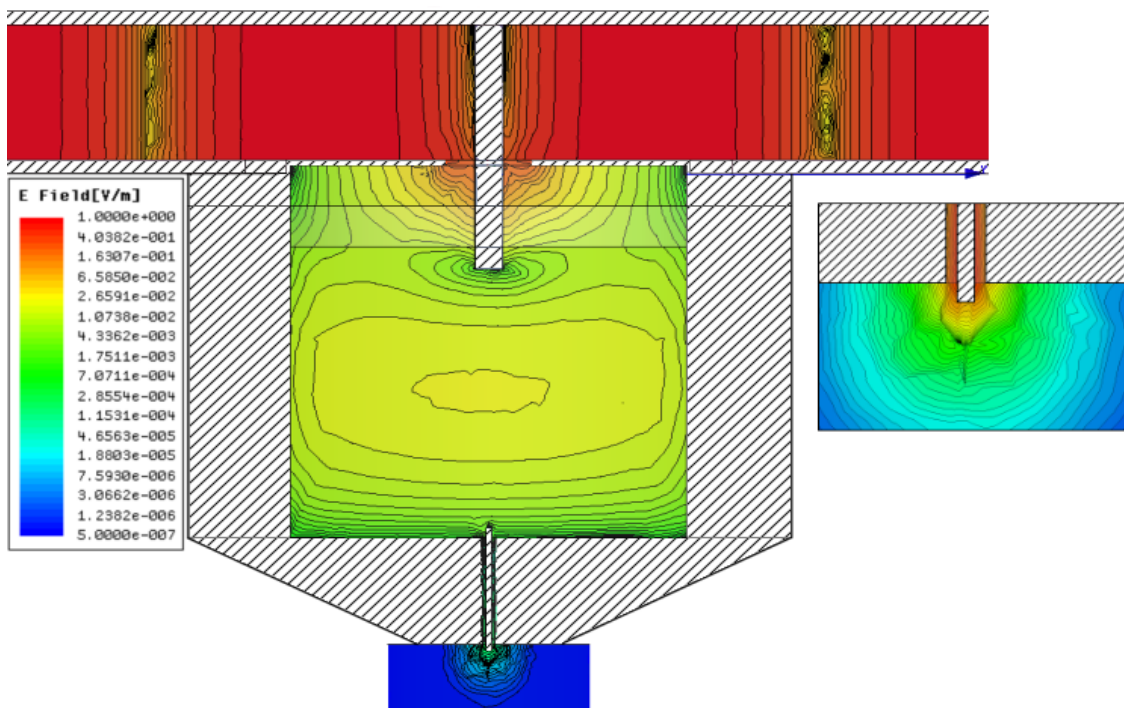


Рисунок 11.4 – Схема РВП і структура поля в його елементах

На рис. 11.5 наведено залежності передавальної функції РВП від глибини L занурення гвинта зв'язку в резонатор, на рис. 11.6 – залежності передавальної функції РВП від глибини введення h центрального провідника зондової структури всередину резонатора.

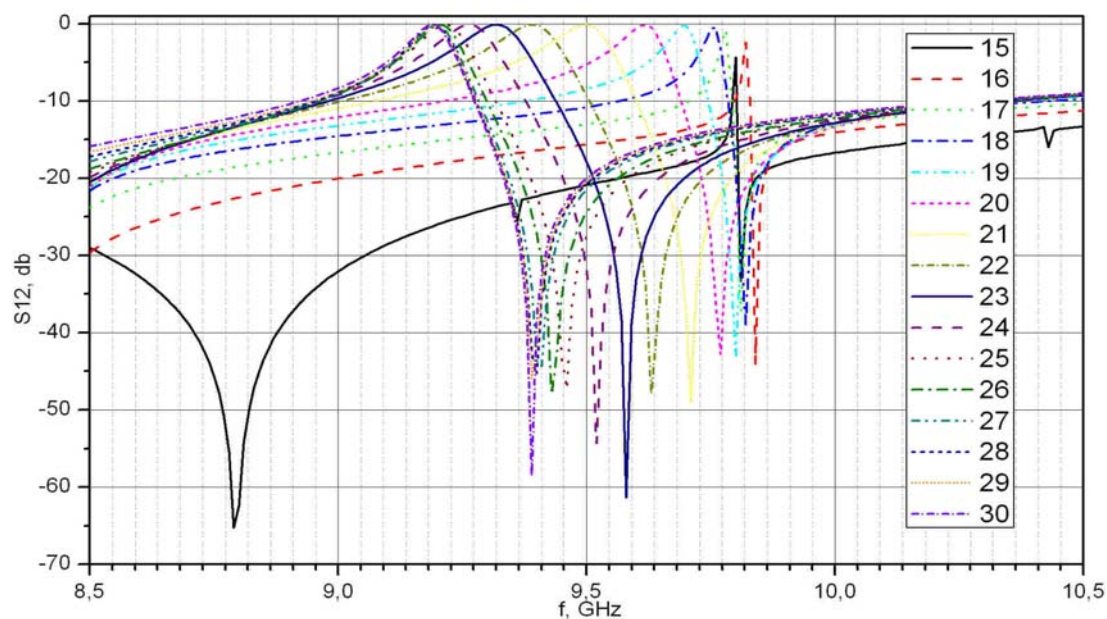


Рисунок 11.5 – Залежність $S_{12}(f)$ від L

З графіків, наведених на рис. 11.5 і рис. 11.6, видно, що занурення гвинта перестроювання і центрального провідника зондової структури всередину резонатора практично не змінює форму передавальної функції, проте веде до зміни резонансної частоти. Водночас з наведених сімейств графіків можуть бути визначені умови отримання передавальних функцій з найбільш крутими фронтами .

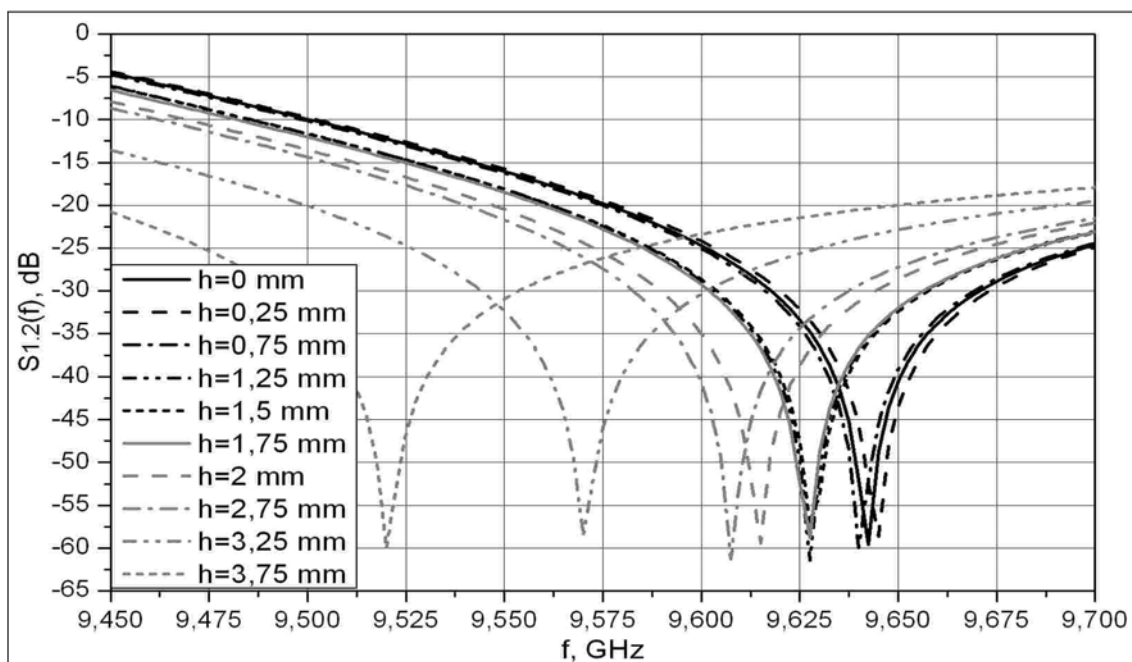


Рисунок 11.6 – Залежність $S_{12}(f)$ від h

На рис. 11.7 наведені графіки залежності коефіцієнта відбиття РВП S_{11} від глибини L занурення гвинта зв'язку в резонатор. Залежності $S_{22}(L)$ виглядають аналогічно.

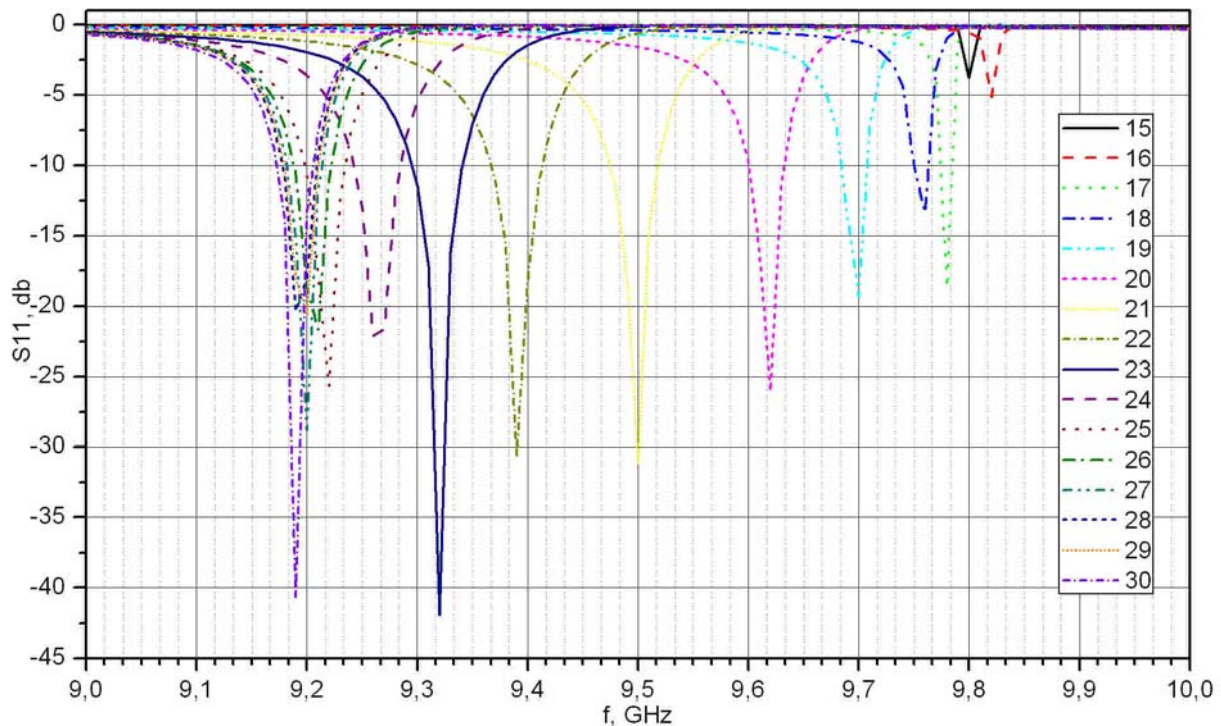


Рисунок 11.7 – Залежності коефіцієнта відбиття РВП S_{11} від глибини L занурення гвинта зв'язку в резонатор

Аналіз графіків (рис. 11.6 і рис.11.7) показує, що передавальна функція (АЧХ) розглянутого РВП сильно залежить від налаштування елемента зв'язку і не забезпечує чітко виражену залежність однорезонансного відклику. Більш того, при різних настройках і на різних частотах робочого діапазону характер передавальної функції може мінятися від прохідного до режекторного (див. рис. 11.5), що, в кінцевому рахунку, буде ускладнювати настройку і функціонування системи реєстрації в процесі формування інформаційних сигналів.

Розміри апертурної області РВП, зокрема ступінь виносу штиря коаксіальної зондової структури за межі РВП також повинні позначатися на передавальних характеристиках. Однак при аналізі залежності $S_{12}(f)$ від довжини t центрального провідника зондової структури за межами

резонатора істотних змін передавальних характеристик не спостерігається (рис. 11.8).

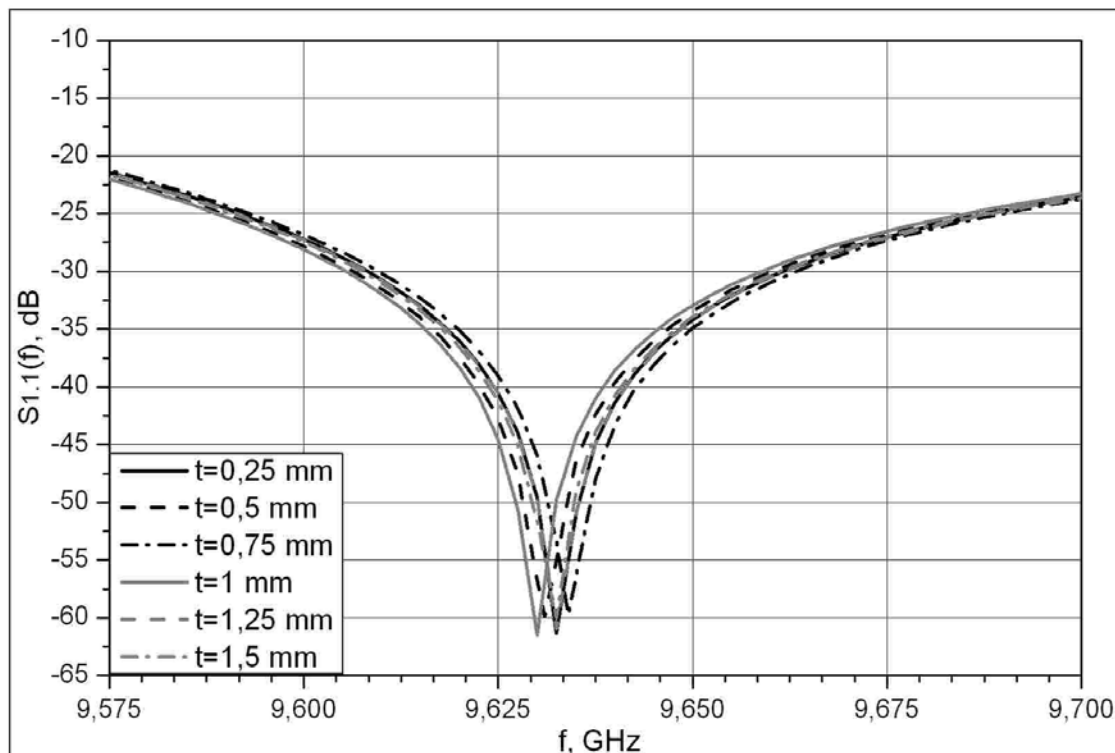


Рисунок 11.8 – Залежність $S_{12}(f)$ від t

Мабуть, це пов'язано з особливостями конкретної конструкції РВП, а також тим, що при аналізі в апертурній області не передбачалося наявності середовища з діелектричною проникністю більше одиниці і помітними втратами.

Проведені дослідження показують, що характеристики РВП даного виду сильно залежать від настроювальних елементів, що викривляють передавальну функцію, а при зміні робочої частоти в результаті взаємодії з досліджуваним об'єктом можуть відбуватися принципові зміни її виду. До того ж реалізація високودобротних коливальних видів E_{01n} на практиці досить скрутна через наявність поздовжніх поверхневих струмів, що перетинають стикові з'єднання.

Для дослідження АЧХ експериментальних макетів РВП, їх вхідних і вихідних параметрів в широкому частотному діапазоні використовувався векторний мережевий аналізатор NA 5230A фірми Agilent Центру загального

користування "ЕПР спектроскопія" ІРЕ НАНУ. Прилад забезпечує вимірювання параметрів S_{11} , S_{12} , S_{21} , S_{22} різних елементів і вузлів у діапазоні частот 0,05...40 ГГц з високою точністю. Оскільки прилад має коаксіальні входи і виходи, дослідження в діапазоні частот, порівнянному з робочим діапазоном вимірювача, можуть проводитися тільки для пристроїв з коаксіальними входами і виходами. При дослідженні хвильоводних пристроїв необхідно використання каліброваних коаксіально-хвильоводних переходів для кожного з робочих піддіапазонів.

Вимірювальна схема при цьому отримана проста, оскільки містить обмежений набір пристроїв: аналізатор, коаксіально-хвильоводні переходи (за необхідністю), з'єднувальні кабелі і досліджуваний об'єкт. Обробка сигналів і при необхідності візуалізація результатів здійснюються за допомогою комп'ютера і дисплея аналізатора.

Для проведення експрес-вимірювань була проведена розробка компактного пристрою для вимірювання АЧХ елементів і вузлів НВЧ тракту, в тому числі типу резонатора, що дозволяє проводити визначення таких параметрів РВП як добротність і резонансна частота з достатньою для практичних потреб точністю [164, 165].

При розробці вимірювального пристрою ставилася задача задовольнити таким вимогам: діапазон робочих частот 35...37 ГГц, потужність вимірювального генератора не менше 5 мВт, точність визначення значення вимірюваної частоти не гірше 2 МГц, можливість ручного і напівавтоматичного режимів вимірювань.

Для реалізації вимірювального пристрою використовувалася типова схема вимірювання амплітудно-частотних характеристик з прохідним включенням досліджуваного об'єкта (рис.11.9). До складу вимірювального пристрою входять: вимірювальний НВЧ генератор 1 з блоком живлення генератора БПГ 2, регульований атенюатор 3, феритові вентилі 4, резонаторний частотомір на основі високودобротного, що перебудовується,

об'ємного резонатора 5, досліджуваний об'єкт ІО 6, НВЧ детектор 7, вимірювальний прилад ИП 8, генератор сигналів управління ГСУ 9.

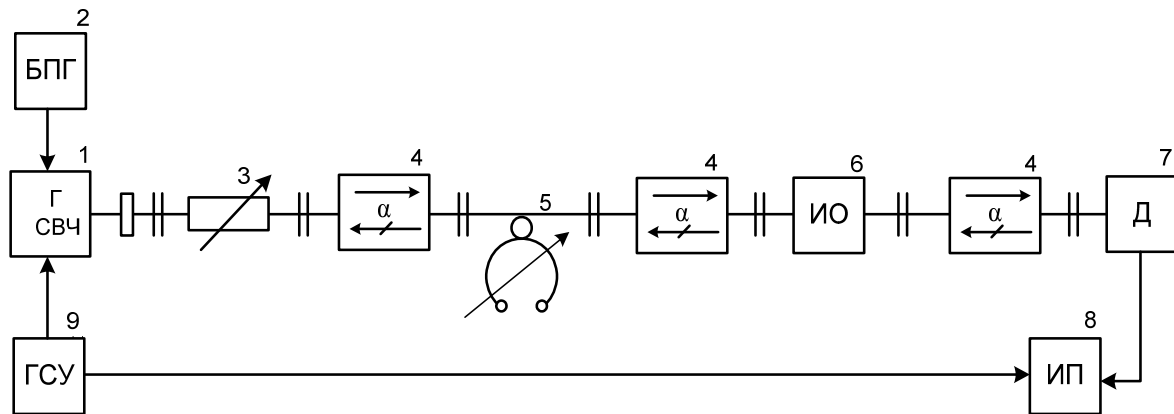


Рисунок 11.9 – Структурна схема пристрою вимірювання АЧХ елементів НВЧ тракту 8 мм діапазону довжин хвиль

Основним елементом, що визначає можливості пристрою вимірювання АЧХ, є вимірювальний НВЧ генератор. Як вимірювальний генератора використовувався генератор на діоді Ганна з електричною перебудовою частоти. Генератор перебудовувався в межах 3,15 ГГц (34,3...37,5 ГГц), вихідна потужність змінюється при цьому в межах від 5 до 20 мВт. Графіки вимірюваних залежностей генеруємої частоти і потужності вихідного сигналу генератора від керуючої напруги наведені на рис.11.10 і рис. 11.11, відповідно.

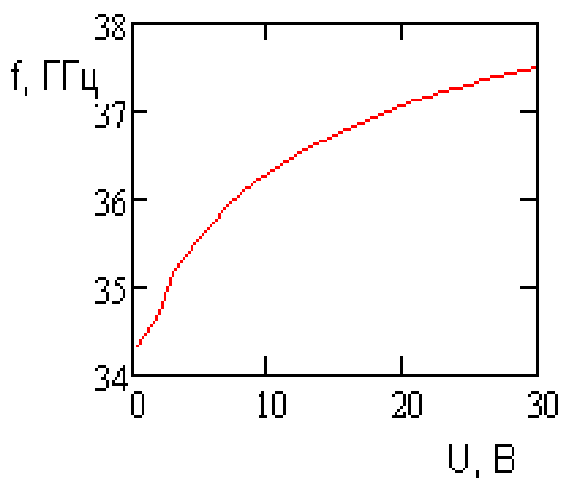


Рисунок 11.10 – Залежність $f_r(U_{упр})$

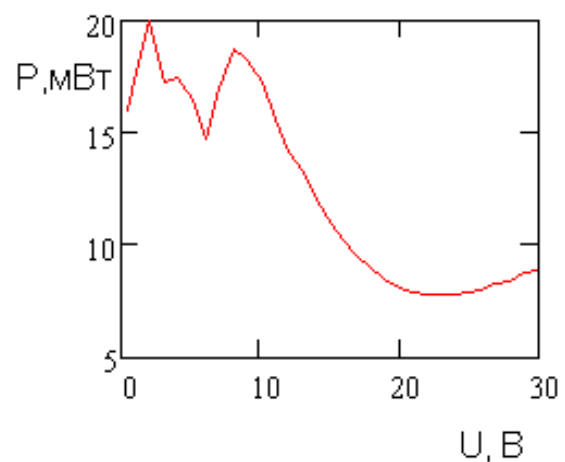


Рисунок 11.11 – Залежність $P_r(U_{упр})$

З графіків видно, що залежність $f_r (U_{\text{упр}})$ носить сильно виражений нелінійний характер, а вихідна потужність P_r також сильно змінюється в межах робочого діапазону частот. Природно, такий вид залежностей буде приводити до викривленню форми відображеної АЧХ і призводити до збільшення похибок вимірювань.

Для усунення нелінійності частотної перебудови генератора був розроблений спеціалізований пристрій – генератор імпульсів спеціальної форми, який формує сигнали керування діодом, що перестроює, генератора, що дозволяють компенсувати нелінійність його частотної розгортки. Функціональна схема генератора наведена на рис.11.12. До складу схеми входять: генератор імпульсів прямокутної форми G зі шпаруватістю близькою до 1, джерело опорного напруги ИОН, аналогові інтегратори И, електронні ключі K , підсилювач потужності УМ і блок живлення (на рис.11.12 не показаний).

Генератор імпульсів спеціальної форми формує послідовність імпульсів з частотою рівною частоті генератора G , огинаюча яких описується функцією, близькою до $1/x^2$. Формування імпульсів відбувається методом послідовного подвійного інтегрування постійної напруги ИОН. Потім отриманий сигнал посилюється в підсилювачі потужності. Величина вихідної напруги може бути підлаштована за допомогою регульовального елемента. Перепад значень вихідного сигналу по амплітуді відповідає паспортним даним керуючої напруги НВЧ генератора, який перебудовується (0...30 В).

Використання генератора імпульсів спеціальної форми як ГСУ (див. рис.11.12) дозволило лінеаризувати залежність $f_r(U_{\text{упр}})$ вимірювального НВЧ генератора (рис.11.13). Залежність потужності сигналу генератора від частоти, що отримана при цьому, наведена на рис.11.14.

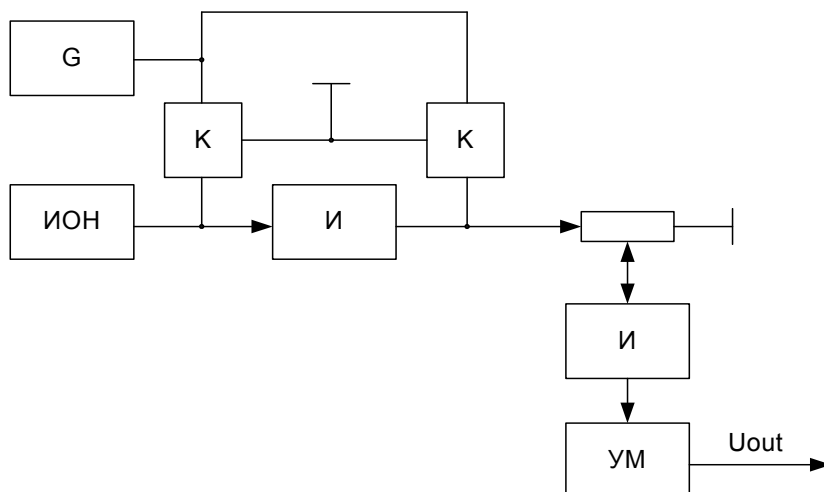


Рисунок 11.12 – Функціональна схема генератора імпульсів спеціальної форми

Процес вимірювання АЧХ в ручному режимі здійснюється наступним чином (рис.11.9): за допомогою ГСУ проводиться періодичне перестроювання частоти вимірювального НВЧ генератора в діапазоні його робочих частот і одночасна синхронізація розгортки ИП, в якості якого може бути використаний осцилограф. В результаті на екрані осцилографа формується зображення АЧХ досліджуваного об'єкта. Прив'язка АЧХ до частотної осі здійснюється за допомогою переміщуваної частотної мітки від резонатора, що перестроюється, частотоміра.

Ручний режим вимірювання може бути реалізований тільки при дослідженні вузькосмугових НВЧ пристроїв типу резонаторів і фільтрів, у яких ширина АЧХ не перевищує декількох десятків МГц, оскільки нерівномірність вихідної характеристики вимірювального НВЧ генератора (рис.11.14) буде призводити до значного зростання похибки вимірювань при збільшенні смуги частот аналізу.

Можливості розглянутого пристрою вимірювання АЧХ елементів НВЧ тракту можуть бути суттєво розширені і похибки вимірювань знижені при використанні як ИП цифрового осцилографа, сполученого з комп'ютером (ПК).

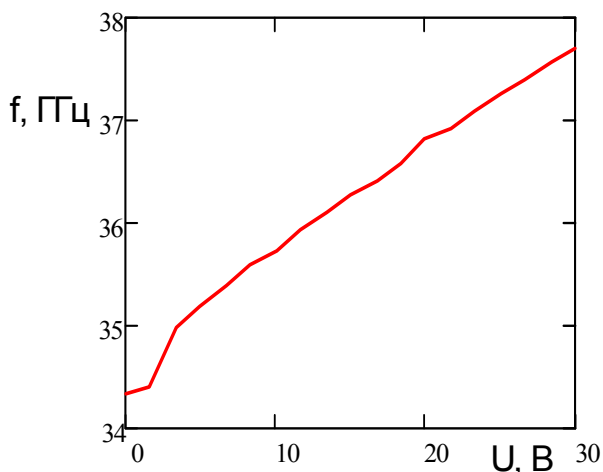


Рисунок 11.13 – Залежність $f_r(U_{\text{упр}})$ після лінеаризації

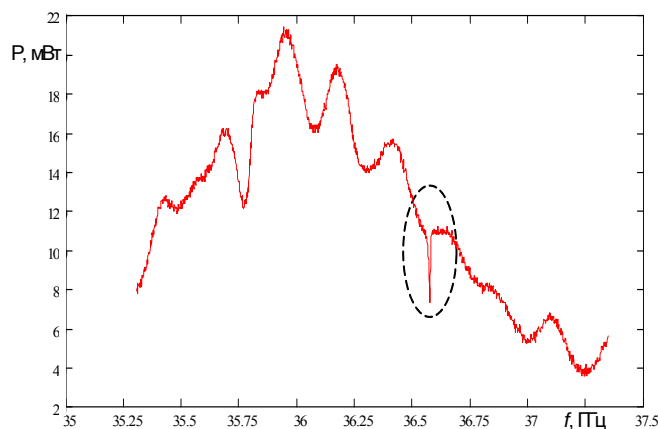


Рисунок 11.14 – Залежність $P_r(f_r)$ з міткою від резонансного частотоміра

При вимірах використовувався цифровий осцилограф марки DS5152MA фірми Rigol.

Застосування в вимірювальній схемі цифрового осцилографа спільно з комп'ютером і відповідним програмним забезпеченням дозволяє:

- проводити калібрування розгортки в значеннях частоти;
- виділяти і змінювати масштаб окремих ділянок частотної розгортки;
- проводити нормування відбивної амплітудної характеристики з урахуванням нерівномірності вихідної характеристики вимірювального НВЧ генератора;
- з використанням додаткової обробки первинних сигналів при дослідженні резонансних елементів отримувати інформацію безпосередньо про значення резонансної частоти і добротності (при необхідності – їх змінах);
- зберігати результати вимірювань в цифровій формі для подальшої обробки та порівняння.

У функції осцилографа при його сполученні з ПК входить: оцифрування сигналу, прив'язка його до часової шкали, підсилення,

масштабування для підвищення здатності осцилограми, забезпечення інтерфейсу для зв'язку з ПК (в нашому випадку – інтерфейс USB).

Узагальнена блок-схема роботи програмного забезпечення (ПЗ) з визначення основних параметрів наведена на рис.11.15.

На першому етапі проводиться процедура встановлення зв'язку ПК з осцилографом. Вона виконується при запуску програми, або примусово натисканням на кнопку «Connect» інтерфейсу ПЗ. Далі викликається процедура отримання осцилограми з осцилографа. У рамках цієї процедури проводиться відправка на осцилограф команди-запиту та прийняття відповіді в форматі послідовності символів в кодуванні ASCII, а також конвертація отриманих даних до виду масиву числових значень, що відповідають осцилограмі. Після цього проводиться вивід осцилограми на дисплей ПК.

За допомогою резонансного частотоміра визначаються і потім вводяться в програму значення крайніх частот розгортки для даної осцилограми. Це необхідно для зіставлення часової шкали розгортки осцилографа з частотною шкалою. Далі ініціюється процедура знаходження центральної частоти резонансної кривої і її добротності по осцилограмі. Добротність визначається за формулою $Q = f_0 / \Delta f$, де f_0 – центральна частота резонансної кривої, $\Delta f = (f_2 - f_1)$ – ширина резонансної кривої в значеннях частоти при заданому рівні сигналу (0,5 або 0,707 залежно від умов детектування сигналу). Отримані в результаті обробки значення центральної частоти і добротності виводяться на екран, а також при необхідності зберігаються в пам'яті пристрою.

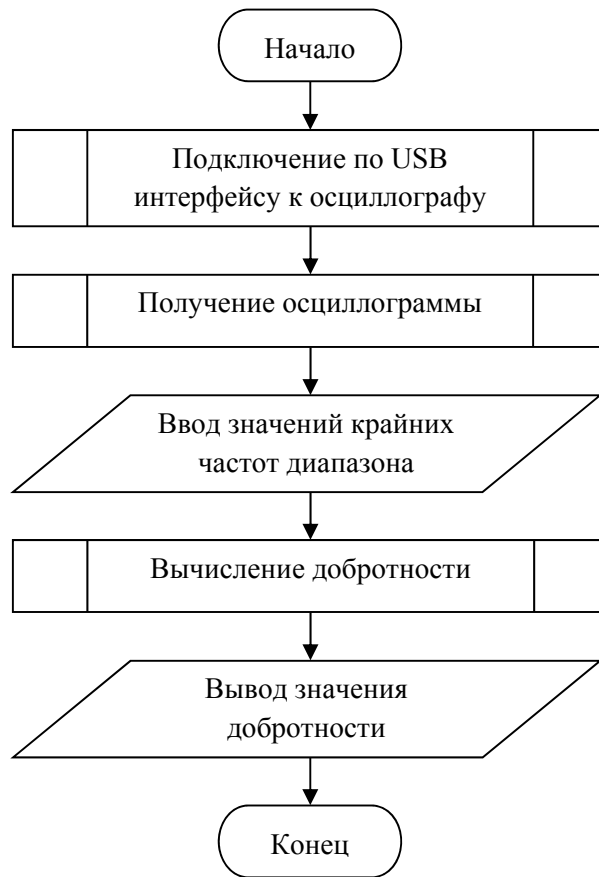


Рисунок 11.15 – Алгоритм визначення основних параметрів

Основним чинником, що обмежує метрологічні можливості розробленого пристрою, є зміна потужності генеруємого сигналу в діапазоні робочих частот (рис.11.14). Проте вплив зазначеного чинника може бути в значній мірі ослаблено за допомогою нормування інформаційного сигналу сигналом, що відображає відповідну вихідну характеристику генератора (типа наведеної на рис. 11.14) в обраному діапазоні робочих частот. Для цього в схемі (рис. 11.9) включенням трійника або спрямованого відгалужувача перед досліджуванним об'єктом (ІО) формується додатковий канал для отримання сигналу вихідної характеристики генератора. Продетектований сигнал цього додаткового каналу подається на вхід другого каналу вимірювального осцилографа, який переводиться в режим роботи відображення відношення інформаційного сигналу до нормуючого.

Процедура обробки отриманої при цьому осцилограми аналогічна описаній вище.

Для оцінки можливостей розробленого пристрою з візуалізації АЧХ і визначенню добротності резонаторів були проведені порівняльні вимірювання характеристик декількох резонаторів з його допомогою і з допомогою векторного мережевого аналізатора NA 5230A фірми Agilent.

Форми отриманих АЧХ тестових резонаторів практично не відрізнялися, а по добротності пристрій давав занижені приблизно на 15...20% показання, що, мабуть, пов'язано з якоюсь систематичною помилкою при визначенні рівня відліку смуги пропускання резонатора (можливо з недостатнім ступенем лінеаризації характеристики $f_r(U_{\text{упр}})$ вимірювального генератора, а також неідентичністю характеристик перетворення використовуваних НВЧ детекторів). Оскільки виявлена похибка носить систематичний характер, вона може бути врахована при вимірюваннях шляхом введення відповідної поправки.

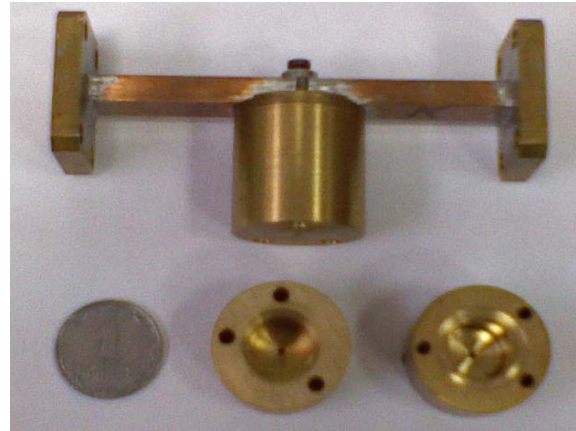
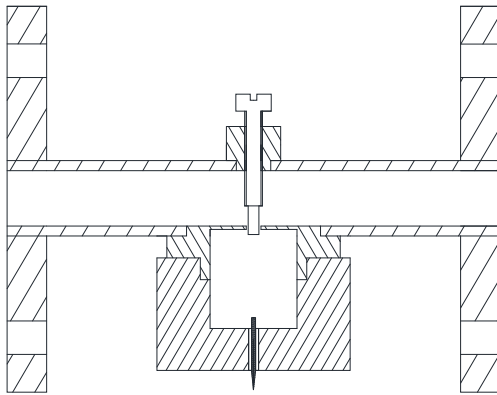
Мінімальні значення вимірюваних значень добротності становлять величину порядку декількох десятків і визначаються можливістю виявлення резонансних кривих на фоні власної АЧХ вимірювального тракту. Максимальні значення вимірюваної добротності становлять величину порядку декількох тисяч і визначаються можливістю фіксації мітки від резонансного частотоміра при проведенні операції зіставлення часової шкали розгортки осцилографа з частотною шкалою.

Розроблений вимірювач дозволяє оперативно і ефективно проводити вимірювання характеристик резонаторних структур з достатньою для практичних потреб точністю.

Структурна і функціональна схеми вимірювача можуть бути використані і в інших діапазонах довжин хвиль за наявності відповідного вимірювального генератора.

Для відпрацювання конструкції РИП міліметрового діапазону були розроблені і виготовлені експериментальні макети вимірювальних

перетворювачів з хвильовдними елементами зв'язку. Конструкція і зовнішній вигляд пристроїв наведені на рис.11.16.



а

б

а – конструкція, б – зовнішній вигляд

Рисунок 11.16 – РВП міліметрового діапазону

Коливання в резонаторі збуджувалися за допомогою провідного штиря, що проходить через прямокутний хвильвід перетином $7,2 \times 3,4$ мм і через отвір в загальній стінці хвильоводу і циліндричного резонатора. Переміщенням штиря можна було міняти величину зв'язку з резонатором. У резонаторі збуджувалися коливання виду E_{01n} . За допомогою змінних корпусів можна було забезпечувати збудження в резонаторі коливань виду E_{011} , E_{012} и E_{013} .

При експериментальних дослідженнях зразків були отримані наступні результати:

- при зміні корпусів резонаторів і збудженні їх на видах коливань E_{011} , E_{012} и E_{013} зміна резонансної частоти не перевищує кілька десятків МГц при середньому значенні ~ 36 ГГц;

- добротність резонаторів зростає із зростанням кількості напівхвиль по висоті резонатора (E_{01n} , $n = 1, 2, 3$) від 300 до 1000;

– коефіцієнти зв'язку резонатора по входу і виходу складають величини порядку 0,6...0,8;

– величина добротності РВП сильно залежить від включення зондової структури.

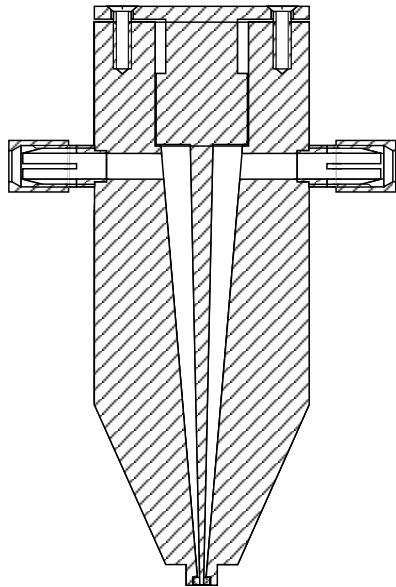
Навантажена добротність макета РВП 3-х сантиметрового діапазону (рис. 11.3) навіть без зондової структури виявилася невисокою ($Q_n \sim 134$) порівняно з теоретичними оцінками навіть з урахуванням впливу елементів зв'язку ($Q_{нт} \sim Q_{0т}/3 \approx 3,47 \cdot 10^3$). Факторами, що вплинули на зменшення величини добротності, можна вважати більш високе значення питомого опору матеріалу резонатора (латунь) і недостатньо якісне полірування робочих поверхонь, а також наявність втрат в місці контакту корпусу резонатора з кришкою-діафрагмою. Усунення або ослаблення цих факторів дасть можливість підвищити добротність в 4-5 разів.

11.3 Резонатроний вимірювальний перетворювач на основі чвертьхвильового конічного коаксіального резонатора

Для відпрацювання можливості створення універсального РВП з зондовою структурою, що збуджується на великій кількості резонансних частот, що лежать в широкому частотному діапазоні, досліджувався РВП на основі конусного чвертьхвильового резонатора [151, 165, 166], конструкція та зовнішній вигляд якого наведені на рис.11.17.

Особливістю конструкції РВП в даному випадку є використання коаксіального резонатора, збуджуваного хвилею ТЕМ типу. Перехід до зонду здійснюється плавною трансформацією коаксіальної структури резонатора в коаксіальну зондову структуру. Перевагою такого РВП є можливість отримання резонансів на різних частотах в широкому діапазоні робочих частот (при електричних довжинах коаксіальної структури, кратних непарному числу чвертей довжин хвиль). Наприклад, при довжині резонатора ~ 83 мм резонанси будуть спостерігатися на частотах :

$\sim 0,904 (L = \lambda/4)$; $\sim 2,71 (L = 3 \cdot \lambda/4)$; $\sim 4,52 (L = 5 \cdot \lambda/4)$; $\sim 6,325 (L = 7 \cdot \lambda/4)$; $\sim 8,132 (L = 9 \cdot \lambda/4)$; $\sim 9,94 (L = 11 \cdot \lambda/4)$; $\sim 11,75 (L = 13 \cdot \lambda/4)$; $\sim 13,55 (L = 15 \cdot \lambda/4)$; $\sim 15,36 (L = 17 \cdot \lambda/4)$ ГГц і т. д.



а



б

а – конструкція; б – зовнішній вигляд

Рисунок 11.17 – РВП на основі конусного чвертьхвильового резонатора

До недоліків такого резонатора можна віднести невисокі значення добротності в порівнянні з об'ємними циліндричними і навіть призматичними резонаторами, а також необхідність обліку частотної дисперсії характеристик елементів зв'язку при великому розкіді значень робочих резонансних частот.

АЧХ експериментального макета РВП на основі конусного чвертьхвильового резонатора наведені на рис. 11.18 і рис. 11.19.

Графіки рис.11.18 і рис.11.19, отримані при експериментальних дослідженнях макета РВП, доводять існування резонансних відкликів в широкому діапазоні частот, які можуть бути використані для проведення вимірювань на відповідних частотах в ЛМД.

Добротність резонансу на частоті $\sim 8,2$ ГГц складає близько 560, а на частоті $\sim 9,9$ ГГц – порядку 300 (рис.11.19). З пониженням частоти добротність резонансів падає, а із зростанням частоти починають з'являтися небажані резонанси на вищих типах коливань, які спотворюють форму резонансних кривих основних типів коливань.

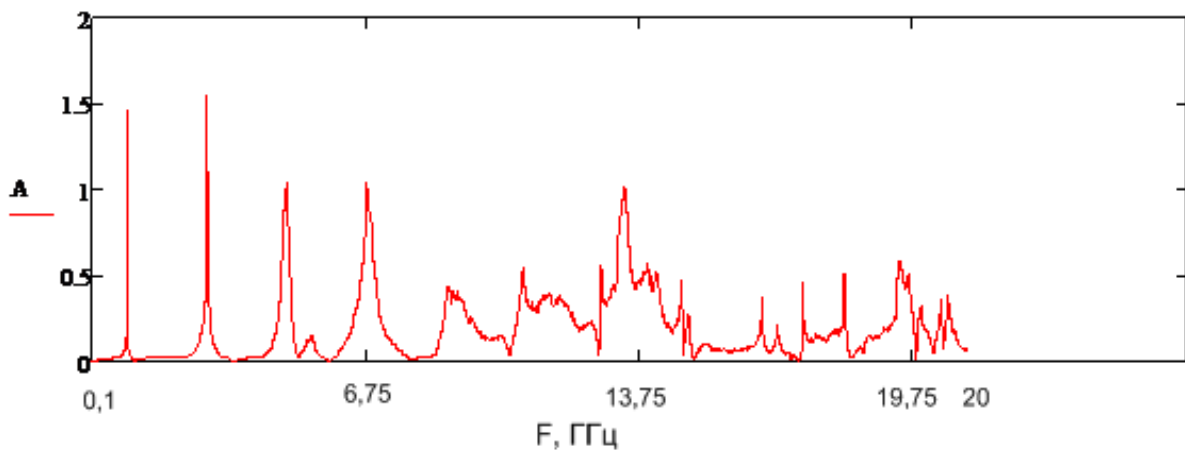


Рисунок 11.18 – АЧХ РВП на основі конусного чвертьхвильового резонатора в широкому діапазоні частот від 0,1 до 20 ГГц

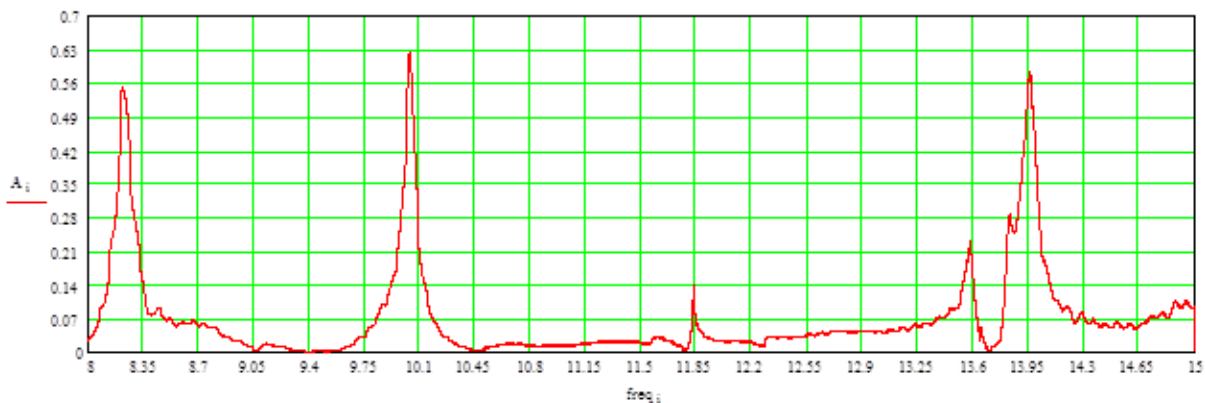


Рисунок 11.19 – АЧХ РВП на основі конусного чвертьхвильового резонатора в діапазоні частот від 8...15 ГГц

11.4 Резонаторні вимірювальні перетворювачі на основі призматичних прямокутних резонаторів на видах коливань H_{10n}

В табл. 11.1 наведені значення добротності для призматичних прямокутних резонаторів, що збуджуються на видах коливань H_{10n} .

Таблиця 11.1 – Параметри об'ємних призматичних резонаторів

F_0 , ГГц	Вид коливань	Розміри, мм	Q_0
10	H_{101}	$a = b = L = 21$	$\sim 1,61 \cdot 10^4$
	H_{101}	$a = 23, b = 10, L = 20$	$\sim 5,41 \cdot 10^3$
	H_{103}	$a = 23, b = 10, L = 60$	$\sim 6,027 \cdot 10^3$
36	H_{101}	$a = b = L = 16,4$	$\sim 8,485 \cdot 10^3$
	H_{101}	$a = 7,2, b = 3,4, L = 5$	$\sim 3,605 \cdot 10^3$
	H_{105}	$a = 7,2, b = 3,4, L = 25$	$\sim 4,138 \cdot 10^3$

Дані табл. 11.1 показують, що максимальні значення добротності мають кубічні резонатори, але резонатори на основі відрізків стандартних регулярних хвильоводів також дозволяють забезпечити їх високі значення. Перевагою таких резонаторів є простота виготовлення і сполучення з хвильоводними лініями передачі. Використання регулярних хвильоводів і робота на нижчому основному типі хвилі дозволяють, до того ж, забезпечити одномодовий режим в робочому діапазоні частот [167-169].

Зовнішній вигляд РВП на основі регулярних хвильоводів показаний на рис.11.20.

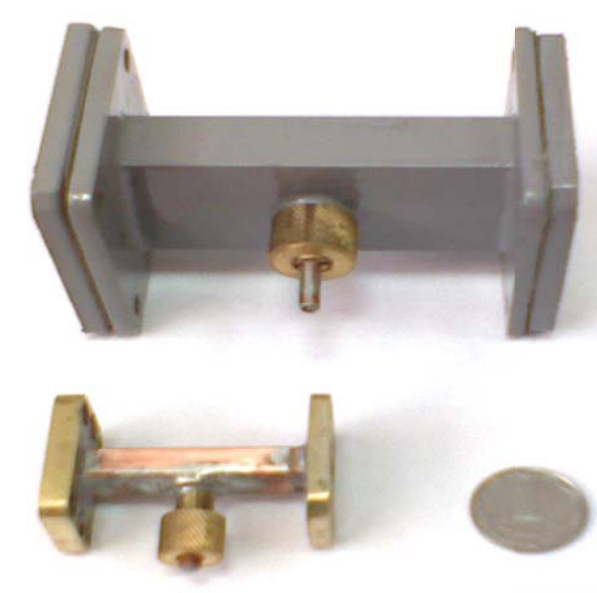


Рисунок 11.20 – Зовнішній вигляд РВП на основі регулярних хвильоводів

Для модельного експерименту була обрана конструкція призматичного резонатора, збуджуваного на виді коливань H_{103} . Резонатор представляє собою відрізок стандартного прямокутного хвильоводу перетином 23×10 мм, довжиною 60 мм. Зв'язок з лінією передачі здійснюється через діафрагми товщиною 0,1 мм з круглими отворами в центрі діаметром 3 мм. Коаксіальний провідник зондової структури вводиться в резонатор через отвір в центрі широкої стінки резонатора. Зондова структура представляла собою коаксіальну лінію довжиною рівною непарному числу чвертей довжин хвиль, центральний провідник якої з одного боку входить всередину резонатора, а з іншого – закінчується виступаючим за край лінії вістрям (розміри коаксіалу: довжина – 26 мм, внутрішній діаметр зовнішнього провідника – 3 мм, діаметр внутрішнього провідника – 0,8 мм).

Типовий розподіл полів в модельній структурі РВП наведено на рис.11.21.

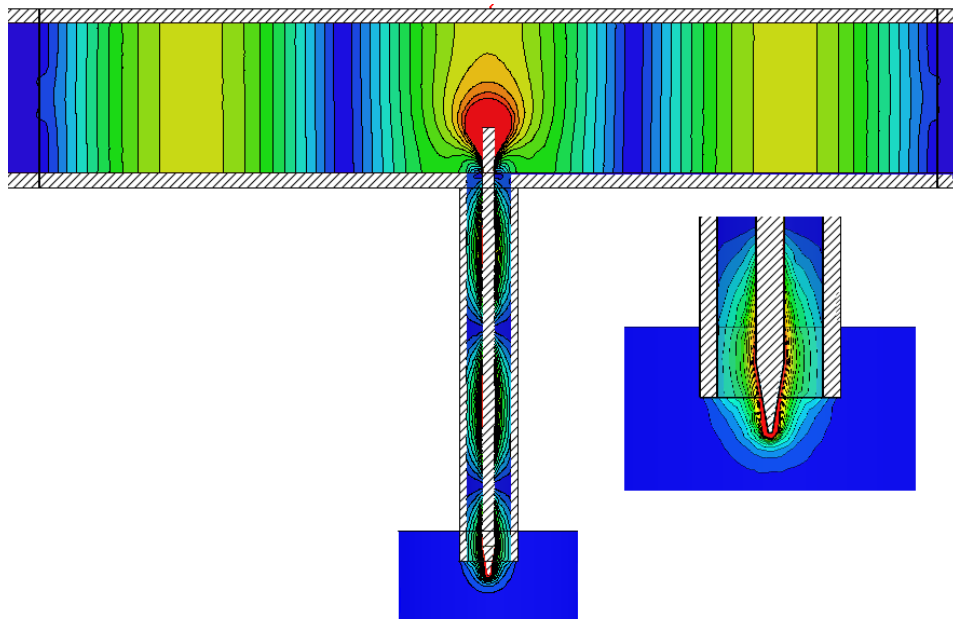


Рисунок 11.21 – Розподіл полів в елементах РВП

Для резонансу на виді коливань H_{103} резонансна частота резонатора без зондової структури 9837,3 МГц, добротність $6,028 \cdot 10^3$. Отримані дані корелюють з даними табл. 11.1.

Графіки, що наведені на рис.11.22, показують вплив величини зв'язку на параметри резонатора. Видно, що зі збільшенням діаметра отвору в діафрагмах частота резонатора зменшується, а добротність значно падає (при діаметрі отвору 7 мм – добротність $\sim 0,7 \cdot 10^3$).

Підключення зондової структури веде до зміни характеристик в даному випадку вже складової структури резонатор-зонд. Характер цих змін відображений на графіках рис.11.23. При цьому розглядалися зміни добротності і резонансної частоти в залежності від ступеня зв'язку коаксимальної зондової структури, навантаженої на об'єкт з характеристиками вакууму ($\epsilon = 1$, $\text{tg}\delta = 0$), з резонатором (глибина введення штиря зв'язку зонда в порожнину резонатора). В табл. 11.2 наведені результати кількісних оцінок зазначених змін.

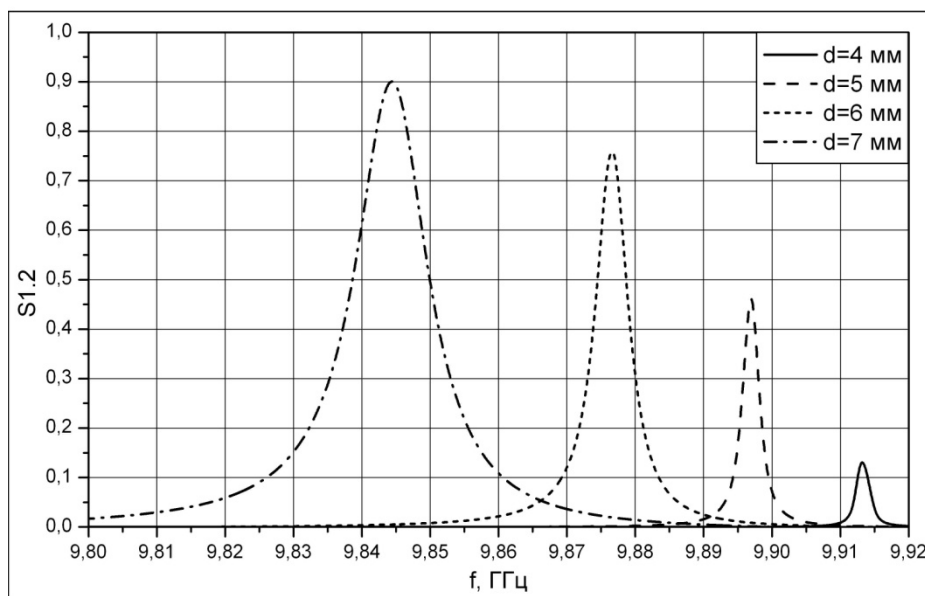


Рисунок 11.22 – Вплив діаметра діафрагм на резонансну частоту і добротність резонатора на основі відрізка прямокутного хвильоводу

Таблиця 11.2 – Значення f_p і Q РВП від висоти штиря зв'язку

h , мм	0	1	2	3	4	5
f_p , ГГц	9,9265	9,9187	9,8927	9,8347	9,7262	9,3422
Q	5183,172	5124,698	4474,016	3683,992	2448,465	1040,477

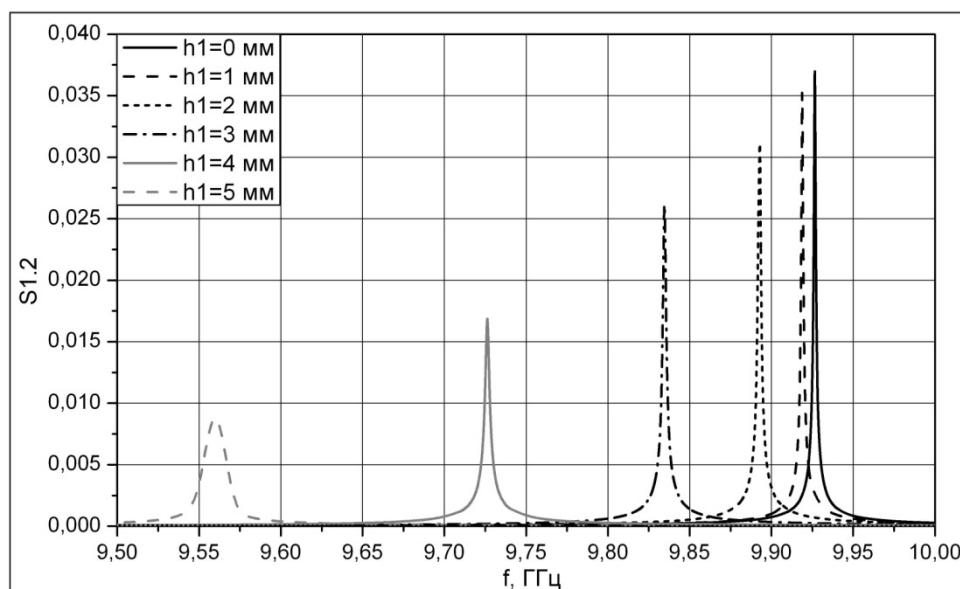


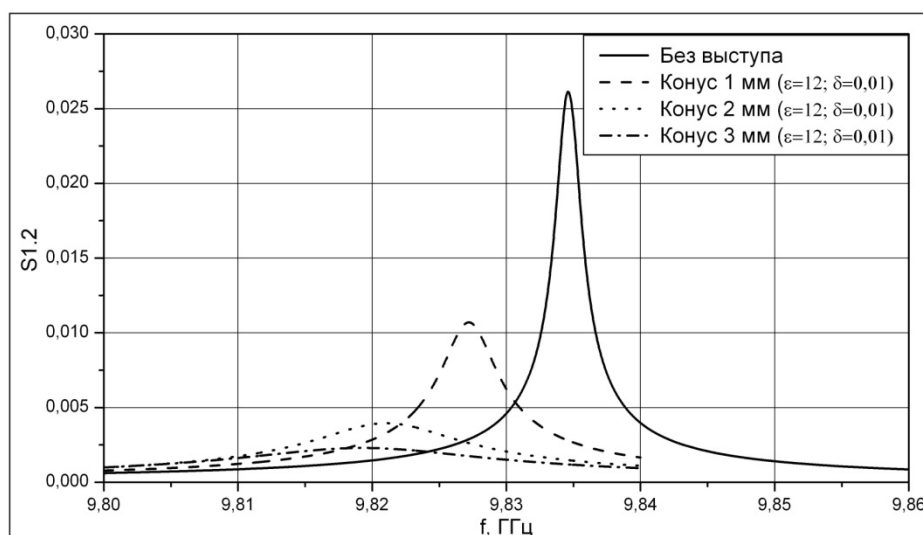
Рисунок 11.23 – Вплив глибини занурення штиря зв'язку зонда в порожнину резонатора на частоту і добротність РВП

З урахуванням даних, наведених на рис.11.23 і в табл. 11.2, можна зробити висновок, що глибину введення штиря зв'язку в резонаторний об'єм слід вибирати виходячи з умов збереження високого значення добротності, з одного боку, і забезпечення досить гарного зв'язку з зондовою структурою, з іншого. Тобто глибина введення штиря зв'язку повинна бути від 2 до 4 мм для даного типу РВП.

Результати дослідження залежності параметрів РВП від форми вістря зондової структури при взаємодії з об'єктом наведені на рис.11.24 і в табл. 11.3.

Таблиця 11.3 – Зміна значень f_p і Q РВП від форми вістря

$h_{\text{кон}}$ (довжина конуса)	0	1	2	3
f_p , ГГц	9,8345	9,8272	9,8211	9,8195
Q	3496,338	1421,562	506,9832	307,9768

Рисунок 11.24 – Вплив форми відкритої частини зонда на Q і f резонатора

Видно, що при великій довжині конічної частини вістря зондової структури вплив об'єкта (середовище з $\epsilon = 12$ і $\text{tg}\delta = 0,01$) на РВП веде до значного зниження величини добротності.

Важливим чинником, який слід враховувати при розробці РВП, є вимога формування в його робочій апертурі структури поля, що забезпечує ефективну взаємодію з досліджуваним об'єктом. На рис.11.25 наведені здатності електричних полів при різних конфігураціях геометрії апертурної частини і параметрів зразка. Видно, що при загостренні (рис.11.26, б) і малому виносі вістря зонда за межі площини апертурного отвору (рис.11.25, в) локалізація поля зростає.

З урахуванням проведених досліджень обрано такі розміри для елементів РВП: глибина введення штиря зв'язку – 3 мм, довжина конусної частини зонда – 2 мм, вістря виступає з апертури на 1 мм, радіус кінця вістря –

50 мкм. Для обраних розмірів проведено аналіз впливу електрофізичних параметрів досліджуваного об'єкта на f_p і Q РВП.

Результати розрахункових оцінок наведені в табл. 11.4 та на рис.11.26.

З даних, наведених у табл. 11.4 та на рис.11.26, випливає, що РВП на основі резонатора на відрізку прямокутного хвилеводу при оптимальному виконанні його елементів з урахуванням проведеного вище аналізу дозволяє ефективно фіксувати значення електрофізичних параметрів досліджуваних об'єктів в широкому діапазоні їх зміни.

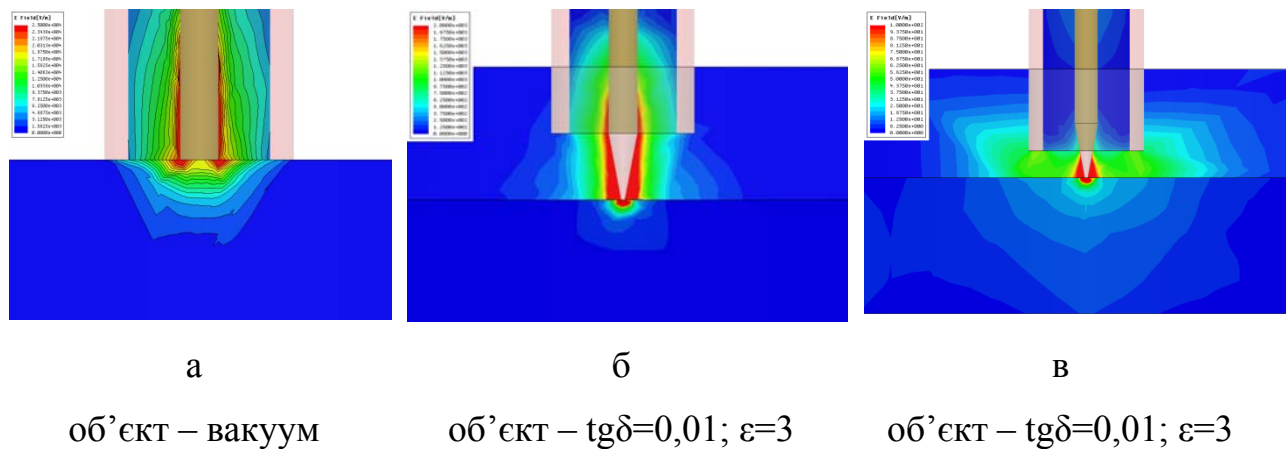


Рисунок 11.25 – Розподіл електричних полів при різних конфігураціях геометрії апертурної частини і параметрів зразка

Таблиця 11.4 – Зміна значень f_p і Q РВП від електрофізичних параметрів об'єкта

Матеріал		f_p , ГГц	Q
ϵ	$\text{tg}\delta$		
3	0,01	9,818188	2205,735
	0,1	9,818256	2056,937
	1	9,818452	1238,612
	10	9,820359	356,1253
6	0,01	9,815922	1683,261
	0,1	9,815957	1526,338
	1	9,81778	860,8765
	10	9,8225	—
9	0,01	9,814154	1291,183
	0,1	9,815438	1178,359
	1	9,817763	659,378
	10	9,823	—
12	0,01	9,811961	1036,666
	0,1	9,812181	922,5538
	1	9,816988	536,448
	10	9,824	—

На експериментальних зразках РВП на основі регулярних хвильоводних структур (рис. 11.20) були отримані добротності $\sim 1,7 \cdot 10^3$ на частоті 9,89 ГГц і виді коливань $H_{103} \sim 2,7 \cdot 10^3$ на частоті 35,88 ГГц на виді коливань H_{107} . Отримані значення добротності природно нижче, ніж ті, що даються теоретичними оцінками і модельними експериментами, але вони значно вище одержуваних для РВП на E_{01n} видах коливань і РВП на основі чвертьхвильового конічного коаксіального резонатора.

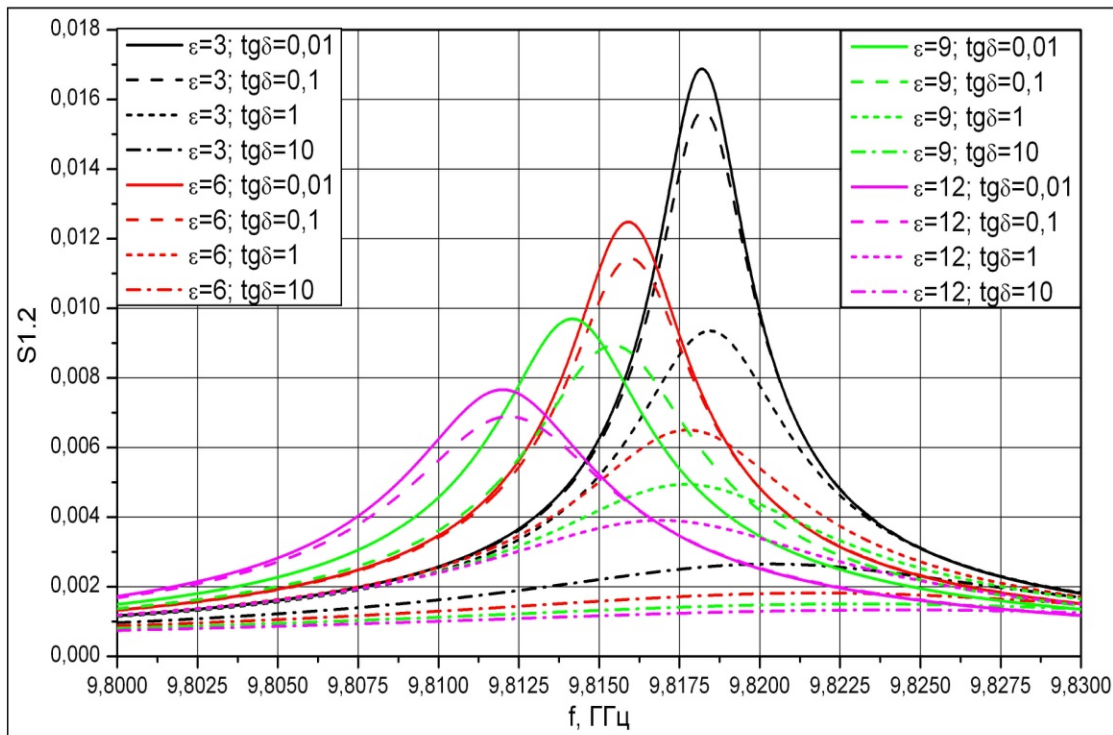


Рисунок 11.26 – Вплив електрофізичних параметрів об'єкта на Q і f_p РВП

11.5 Резонаторний вимірювальний перетворювач на основі циліндричного резонатора на виді коливань H_{011}

Незважаючи на велику різноманітність резонансних елементів, що використовуються в РВП ЛМД, максимальне значення добротності може бути досягнуто в циліндричних резонаторах, збуджуваних на видах коливань H_{01n} . Оцінене значення добротності для таких резонаторів досягає величини 10^4 і більше. Навіть при приєднанні до такого резонатору елементів зв'язку і

зондової структури величина добротності такого РВП повинна бути досить великою.

Тому представляється доцільним проведення аналізу елементів і структури РВП на основі циліндричного резонатора на виді коливань H_{011} [167, 170].

На рис.11.27 наведені структури полів і струмів в циліндричному резонаторі при збудженні його на виді коливань H_{011} . Знання характеру розподілу полів і струмів дозволяє визначати вид і розташування елементів зв'язку з резонатором, тобто, в нашому випадку, – конструкцію РВП на основі такого резонатора.

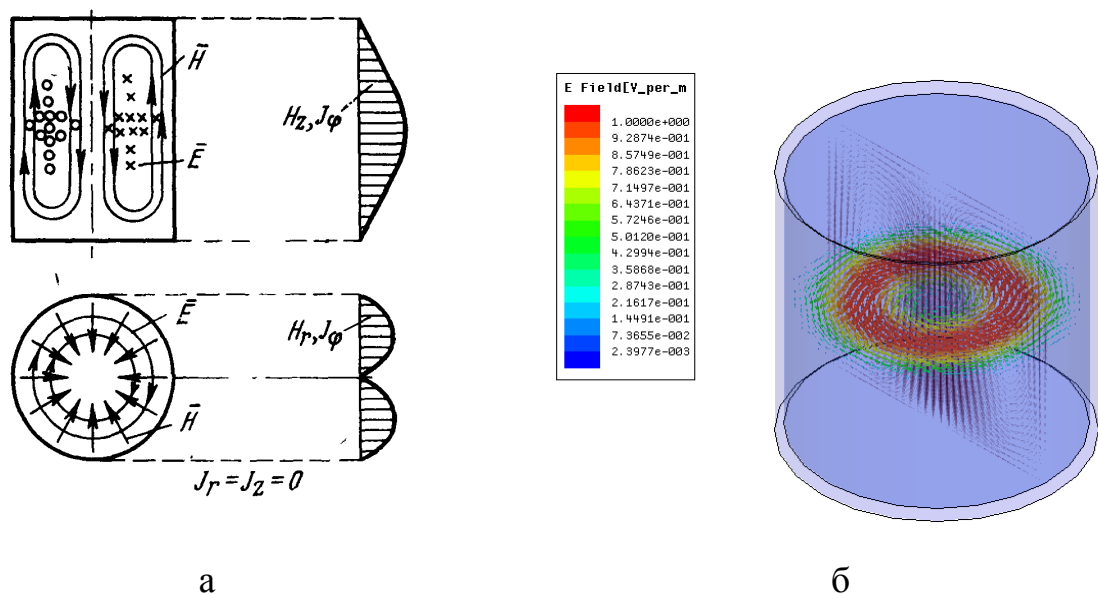


Рисунок 11.27 – Представлення виду коливань H_{011} в циліндричному резонаторі: а – структура і епюри поля і струму в стінках циліндричного резонатора при виді коливань H_{011} ; б – векторне представлення полів в циліндричному резонаторі при виді коливань H_{011} програмою HFSS

Результати розрахунків, проведених для циліндричних мідних резонаторів, збуджених на виді коливань H_{011} , наведені в табл. 11.5.

Таблиця 11.5 – Значення f_p і Q для резонаторів на виді коливань H_{011}

Заповнення	Розміри, мм	f_p , ГГц	Q
Вакуум (повітря)	$d = h = 39,55$	10,103071	29557
Фторопласт	$d = h = 26,5$	10,662041	4013

Розрахунок для резонатора, заповненого діелектриком, проводився з метою з'ясування можливості зменшення габаритів РВП при збереженні високої добротності. Отримані результати показують, що навіть у разі застосування як заповнювача фторопласта з $\operatorname{tg} \delta \sim 10^{-3}$, добротність суттєво зменшується за рахунок втрат в діелектрику. Добротність такого резонатора стає порівнянною з добротністю резонаторів на основі відрізків хвильоводів, які в конструктивному і технологічному плані значно простіше. При використанні діелектрика з меншими втратами добротність вдасться збільшити, але такі діелектрики менш технологічні.

Таким чином, на даному етапі слід зосередитися на вивченні РВП для ЛМД на основі резонатора без заповнення.

Одним з найбільш технологічно простих варіантів зв'язків з резонатором такого типу є використання коаксіальних ліній, що підводяться з боку торцевої кришки резонатора (рис.11.28). Коаксіальні лінії з боку резонатора закінчуються петлями зв'язку, площа яких перпендикулярна магнітним силовим лініям виду коливань H_{011} . Подача та знімання сигналу при використанні таких ліній може здійснюватися як за допомогою коаксіально-хвильоводних переходів, так і коаксіальних роз'ємів.

Чисельне моделювання проводилося при використанні коаксіальних ліній з внутрішнім діаметром зовнішнього провідника – 4,6 мм, діаметром внутрішнього провідника – 2 мм, діаметром чверть хвильової вставки – 1 мм, довжиною – 7,5 мм, діаметром провідника петлі зв'язку – 0,5 мм.

Досліджувалися як характер коливань збуджених в резонаторі за допомогою вибраних пристроїв зв'язку (рис.11.29), так і вплив зв'язків на параметри резонатора (табл. 11.6).

З даних табл. 11.6 видно, що робоча добротність резонатора навіть за розрахунковими оцінками за рахунок елементів зв'язку знижується і вимагає оптимізованого підбору величини зв'язку з урахуванням вимог вимірювальної системи та збереження в той же час досить високого значення добротності для забезпечення високої чутливості РВП в цілому. Розподіли електричного поля в резонаторі, наведені на рис.11.29, підтверджують, що обрана конструкція елементів зв'язку забезпечує збудження виду коливань H_{011} .

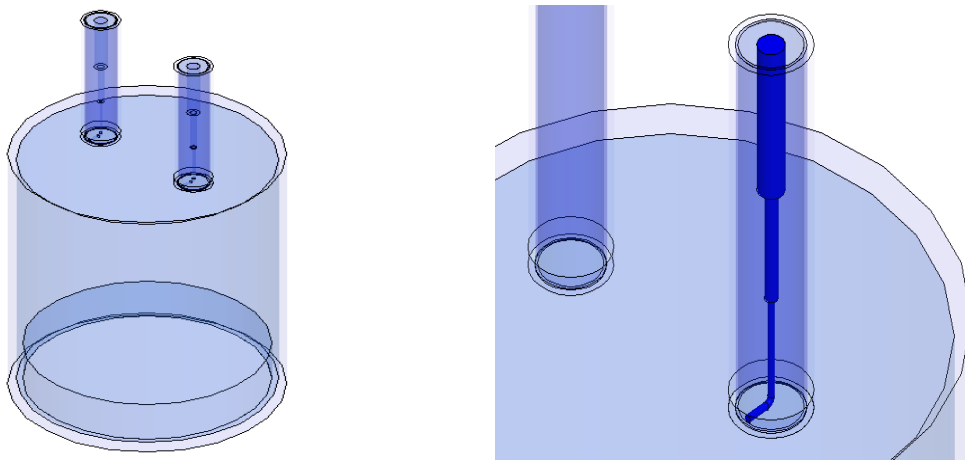


Рисунок 11.28 – Циліндричний резонатор на вид коливань H_{011}
з елементами зв'язку

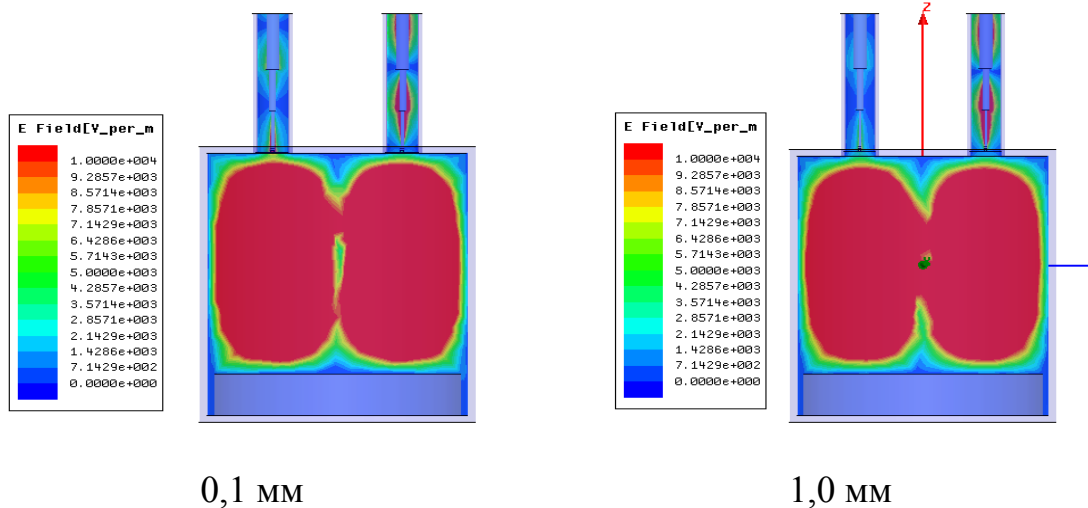


Рисунок 11.29 – Розподіл електричного поля в циліндричному резонаторі зі зв'язками

Таблиця 11.6 – Залежність f_p і Q від величини зв'язку

Відстань від елемента зв'язку до порожнини резонатора, мм	f_p , ГГц	Q
0,1	10,1125	13133
1,0	10,1042	21139

Наступний розгляд проводилося для конструкції РВП з зондовою структурою, яка підключається до резонатора через циліндричну стінку. Схематичне зображення цієї конструкції наведено на рис.11.30. Довжина коаксимальної частини зондової структури становила $(3/4) \cdot \lambda$.

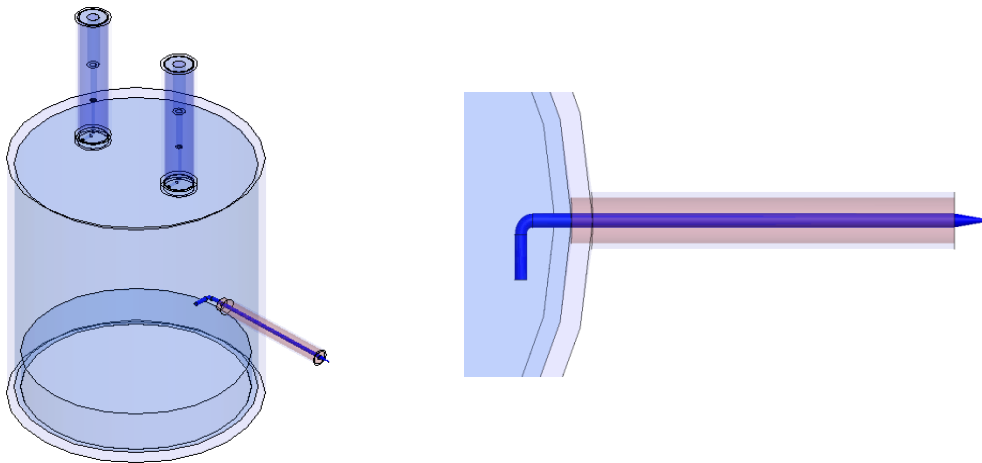


Рисунок 11.30 – Схематичне зображення РВП і зондової структури

Під час аналізу РВП з елементами зв'язку (петлями) розташованими на відстані 1 мм від порожнини резонатора з боку торцевої кришки, довжині зігнутої частини елемента зв'язку резонатора з зондом – 3 мм, глибині занурення зігнутої частини в порожнину резонатора в середині його бічної циліндричної поверхні – 2 мм, зовнішнього кінця зонда в виді відкритої коаксимальної лінії з розмірами $D/d = 3 \text{ мм}/0,8 \text{ мм}$ отримано значення добротності – 19916,5 на частоті 10,097645 ГГц без зразка. Розподіл полів в РВП і його апертурної частини наведено на рис. 11.31.

В табл. 11.7 наведені значення параметрів РВП при різних величинах $\text{tg}\delta$ зразка та зазорах між площиною апертури зонда і зразком.

Розподіл полів в РВП і апертурній частині зонда при зазорі між зондом і зразком, що дорівнює 1 мкм, наведені на рис.11.32.

З зіставлення рис.11.30 і рис.11.31, а також даних табл. 11.7, видно, що зміна величини втрат у зразку веде до помітної зміни добротності РВП, а наявність зазору – до локалізації поля і ослаблення взаємодії із зразком.

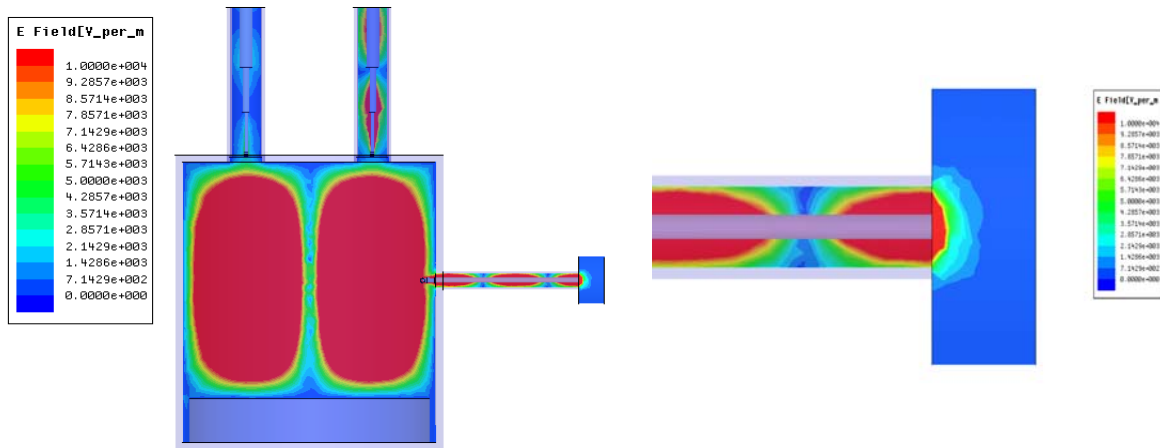


Рисунок 11.31 – Розподіл полів в РВП на виді коливань H_{011} і в його апертурній частині

Таблиця 11.7 – Залежність f_p і Q від величини $\text{tg}\delta$ зразка і зазора

Зазор, мкм	$\text{tg}\delta$ ($\epsilon = 12$)	f_p , ГГц	Q
0	0,01	10,096151	15413,971
	0,1	10,096164	10484,075
	1,0	10,096069	2244,0696
1	0,01	10,09548495	19349,6795

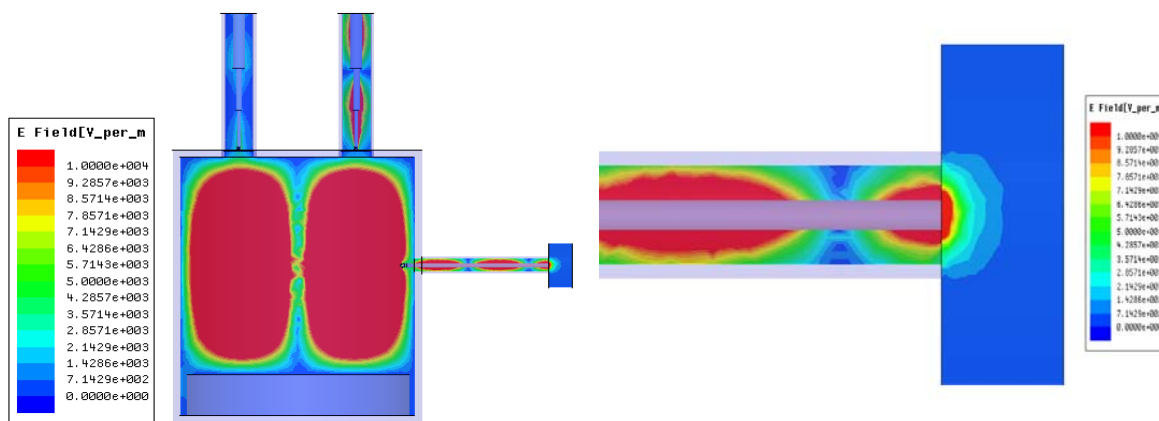


Рисунок 11.32 – Розподіл полів в РВП на виді коливань H_{011} і в його апертурній частині при зазорі 1 мкм ($\text{tg}\delta = 0,01$; $\epsilon = 12$)

Розподіл поля в апертурній частині зондової структури також суттєво залежить від геометрії виступаючого центрального провідника (рис. 11.34).

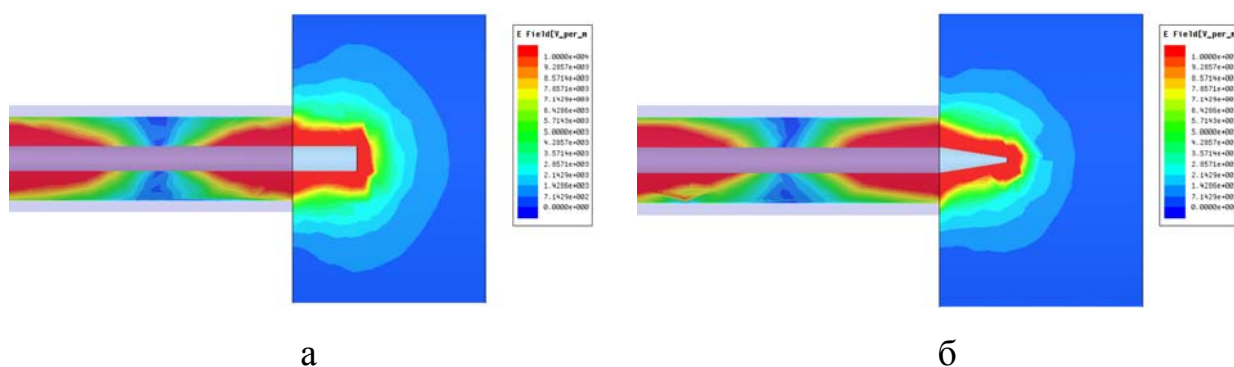


Рисунок 11.33 – Розподіл поля в апертурній частині зондової структури РВП при різній геометрії виступаючого провідника: а – циліндричний виступ (довжина – 2 мм, діаметр – 0,8 мм), б – конічний виступ (довжина – 2 мм, діаметр вістря конуса – 50 мкм)

Добротність РВП для циліндричного виступу, оточеного повітрям, становить 20327,535 на частоті 10,0959 ГГц, а для загостреного – 20354,401 на частоті 10,0958 ГГц. Як і слід було очікувати, загострення веде до більшого ступеня локалізації поля в апертурі зондової структури РВП.

На рис. 11.34 наведені розподіли полів у апертурній частині зондової структури РВП при наявності зразка ($\text{tg}\delta = 0,01$; $\epsilon = 12$) і наявності та відсутності зазору між конічним зондом і зразком.

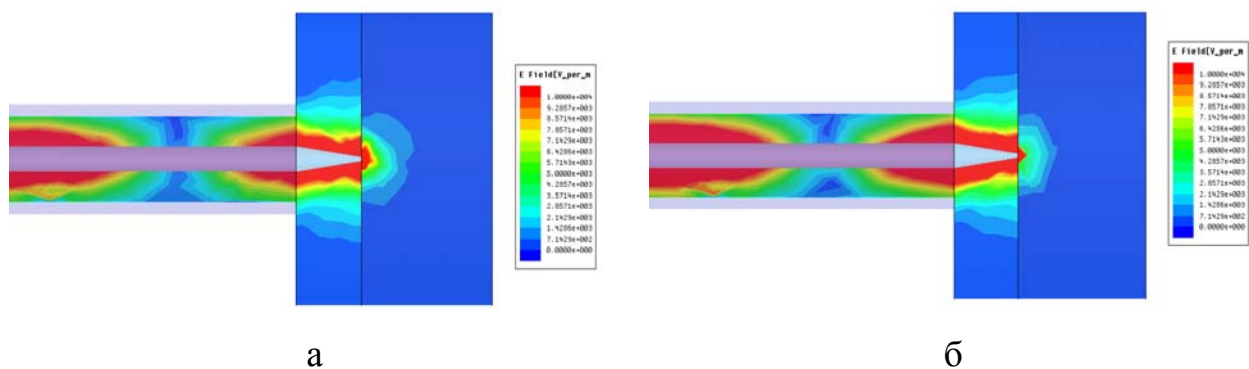


Рисунок 11.34 – Розподіл поля в апертурній частині зондової структури РВП при наявності зразка ($\text{tg}\delta = 0,01$; $\epsilon = 12$): а – без зазору; б – зазор 1 мкм

В табл. 11.8 наведені значення параметрів РВП при різних величинах $\text{tg}\delta$ зразка та зазорах між площиною апертури зонда і зразком при кінцевому виступі зонда.

Таблиця 11.8 – Залежність f_p і Q від величини $\text{tg}\delta$ зразка і зазора при кінцевому виступі зонда

Зазор, мкм	$\text{tg}\delta$ ($\epsilon = 12$)	f_p , ГГц	Q
0	0,01	10,09580769	16229,28225
	0,1	10,09577759	15722,07032
	1,0	10,09665217	9317,589507
1	0,01	10,09559565	17861,43844
	0,1	10,09559799	17468,65623
	1,0	10,09566522	14333,35185

Дані табл. 11.8 свідчать про досить високу чутливості параметрів (зокрема добротності) РВП до змін втрат у зразку.

При моделюванні конфігурацій апертурної частини зондової структури РВП, наведених на рис. 11.34, не враховувалися кінцеві розміри зовнішнього провідника коаксіальної зондової структури. Результати моделювання з урахуванням цього фактора наведені на рис.11.35 і в табл. 11.9.

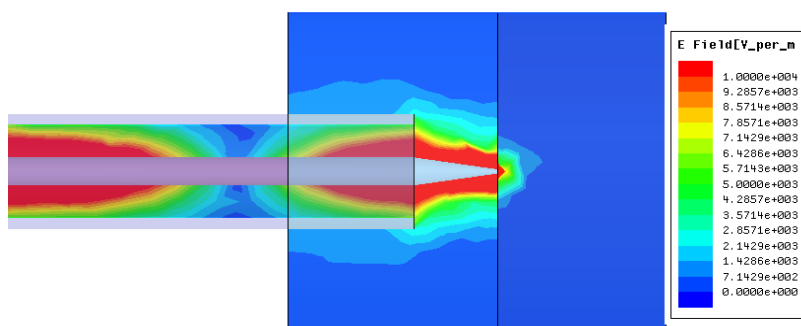


Рисунок 11.35 – Розподіл поля в області взаємодії загостреного зонда із зразком з урахуванням кінцевої товщини зовнішнього провідника (зазор – 1 мкм, $\text{tg}\delta = 0,01$; $\varepsilon = 12$)

Таблиця 11.9 – Залежність f_p і Q від величини $\text{tg}\delta$ зразка та зазору при обліку кінцевої товщини зовнішнього провідника зондової структури

Зазор, мкм	$\text{tg}\delta$ ($\varepsilon = 12$)	f_p , ГГц	Q
0	0,01	10,09575485	15168,99848
	0,1	10,09579498	15018,12288
	1,0	10,09576522	13821,58333
1	0,01	10,09559732	17249,04914
	1,0	10,09559866	15559,71135

З даних табл. 11.9 видно, що чутливість при наближенні модельної конструкції до реальних умов експлуатації перетворювача буде падати. Отже, необхідно збільшувати зв'язок зондової структури з резонатором РВП.

Для збільшення зв'язку вводимо елемент зв'язку зонда з резонатором РВП на глибину 3 мм (було 2 мм). На рис.11.36 наведені розподіли полів для цього випадку.

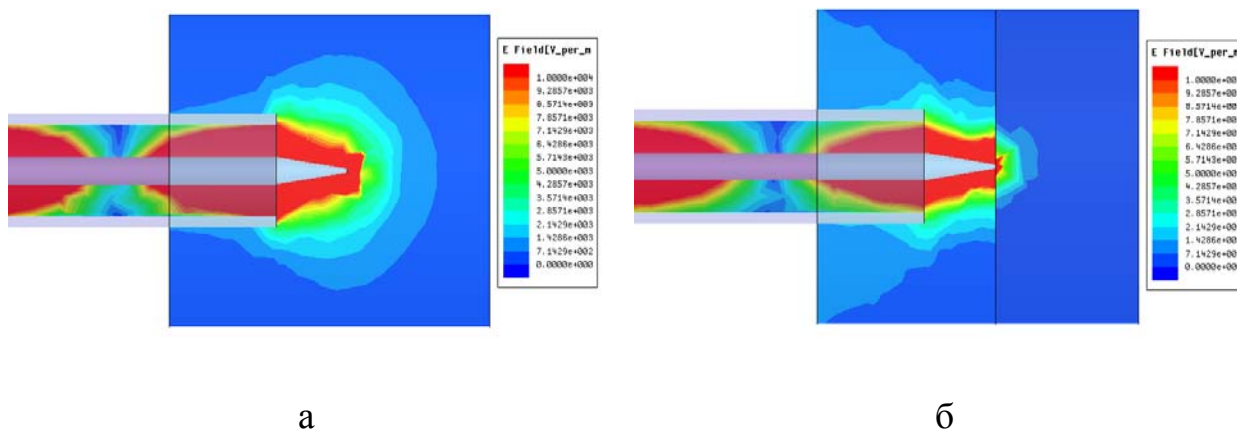


Рисунок 11.36 – Розподіл полів в апертурі зондової структури при збільшеному зв'язку: а – без зразка; б – із зразком (зазор – 1 мкм; $\text{tg}\delta = 0,01$; $\epsilon = 12$)

Добротність РВП без зразка складає 16223,96 на частоті 10,0925 ГГц. Залежність f_p і Q від величини $\text{tg}\delta$ зразка та зазору, що дорівнює 1 мкм, наведені в табл. 11.10.

Таблиця 11.10 – Залежність f_p і Q від величини $\text{tg}\delta$ зразка при збільшеному зв'язку

Зазор, мкм	$\text{tg}\delta$ ($\epsilon = 12$)	f_p , ГГц	Q
1	0,01	10,09221237	10681,66902
	1,0	10,09228571	7926,814963

Порівняння даних табл. 11.9 та табл. 11.10 показує, що, незважаючи на значне зменшення добротності РВП (майже на 40 %), чутливість вимірювань може бути підвищена приблизно в 2,5 рази.

Наступним чинником, що впливає на величину добротності РВП, є величина виносу загостреної частини зонда. У табл. 11.11 наведені значення зміни параметрів РВП без зразка при зміні величини виносу загостреної частини зонда.

Таблиця 11.11 – Залежність f_p і Q від величини виносу загостреної частини зонда

Величина виносу загостреної частини зонда, мм	f_p , ГГц	Q
0	10,09306241	18969,06219
0,5	10,09298722	18968,92088
1,0	10,09288997	18678,40028
2,0	10,09249832	16223,96238

Видно, що зі зменшенням виносу загостреної частини зонда добротність РВП зростає. Однак, більш інформативним і близьким до реальних умов експлуатації є варіант з урахуванням впливу характеристик зразка при зазорі між вістрям і зразком.

У табл. 11.12 наведено дані про зміну параметрів РВП залежно від виносу вістря зонда і зміни характеристик зразка при зазорі 1 мкм.

Таблиця 11.12 – Залежність f_p і Q від величини виносу загостреної частини зонда і характеристик зразка

$\text{tg}\delta$ ($\epsilon = 12$)	Величина виносу загостреної частини зонда, мм	f_p , ГГц	Q
0,01	0	10,09309549	18748,34775
	0,5	10,09276491	16343,39772
	1,0	10,09237444	14340,66027
	2,0	10,09221237	10681,66902
0,1	0,5	10,09283434	15429,2755
	1,0	10,09201278	13706,12662
1,0	0,5	10,09285657	9853,972379
	1,0	10,09243759	9670,707489

Аналіз даних, наведених у табл. 11.12, показує, що величина виносу загостреної частини зонда порядку 0,5 мм є оптимальною як з точки зору забезпечення високої вихідної добротності РВП, так і чутливості вимірювань. Розподіл полів при виносі вістря зонда на величину 0,5 мм наведено на рис.11.37.

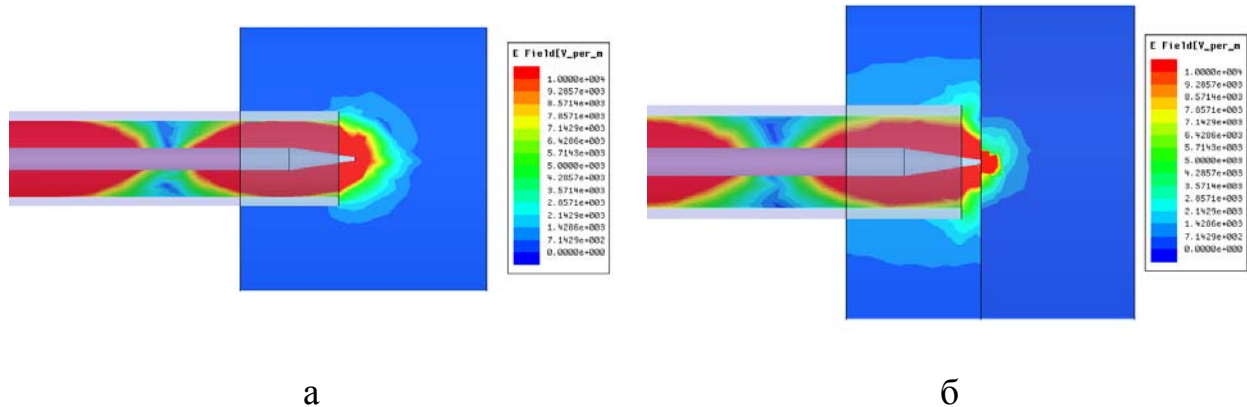


Рисунок 11.37 – Розподіл полів в апертурі зондової структури при виносі вістря 0,5 мм: а – без зразка; б – із зразком (зазор – 1 мкм, $\text{tg}\delta = 0,01$; $\epsilon = 12$)

Для визначення вимог до точності орієнтації елемента зв'язку зондової структури в порожнині резонатора було проведено моделювання РВП при елементі зв'язку, повернутому на 45° . Було отримано значення добротності 13495,492 на частоті 10,094628 ГГц для вістря зонда, висунутого на 3 мм, зразку з $\epsilon = 12$; $\text{tg}\delta = 0,01$ і зазорі між вістрями і зразком 1 мкм. Вид структури полів при цьому наведений на рис.11.38. Видно, що навіть при значному (до 45°) зсуві площині елемента зв'язку добротність РВП залишається досить високою і, отже, при практичній реалізації такого РВП допустимо деяке відхилення в орієнтації елемента зв'язку.

При експериментальному дослідженні РВП, виготовленого з латуні, конструкція та зовнішній вигляд якого показані на рис.11.39, на частоті 9,9955 ГГц була отримана добротність $\sim 9,52 \cdot 10^3$.

Таким чином, проведені дослідження показують, що можливе створення РВП на основі циліндричного резонатора, збуджуваного на виді коливань H_{011} ,

який дозволяє забезпечити високу вихідну добротність РВП в цілому і, відповідно, підвищити чутливість проведених вимірювань [168, 171].

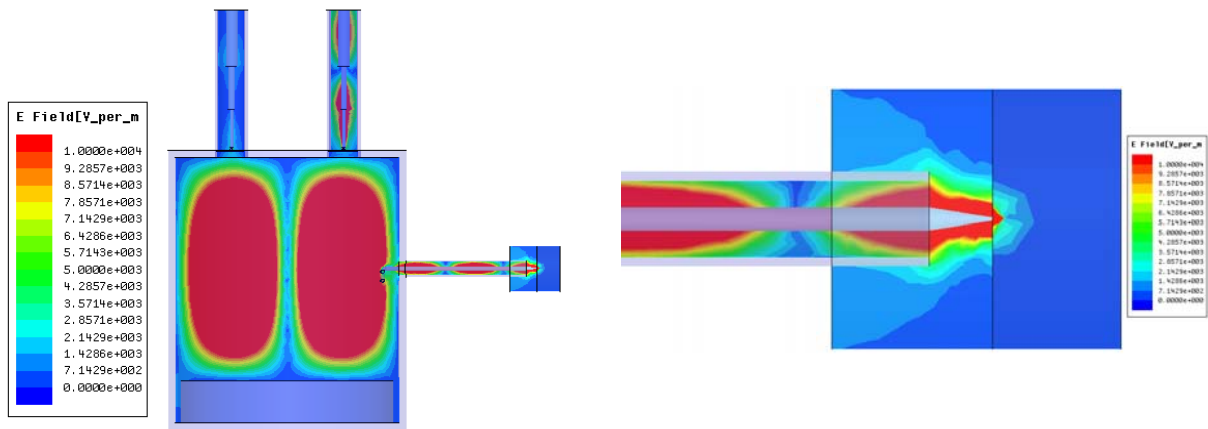
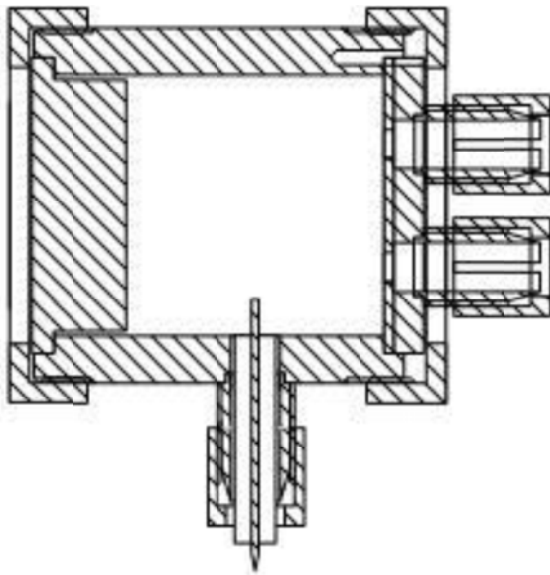


Рисунок 11.38 – Структура полів в циліндричному РВП на виді коливань H_{011} при повороті елемента зв'язку зонда з резонатором на 45° (зазор 1 мкм, $\epsilon = 12$; $\text{tg}\delta = 0,01$, винос вістря зонда 3 мм)



а



б

Рисунок 11.39 – РВП на основі циліндричного резонатора, збудженого на виді коливань H_{011} : а – конструкція, б – зовнішній вигляд

11.6 Резонаторні вимірювальні перетворювачі на основі нерегулярних коаксіальних структур

У коаксіальній лінії при певних співвідношеннях діаметрів внутрішнього і зовнішнього провідників можливе виникнення вищих типів хвиль, у тому числі і хвилі типу H_{01} . Зазвичай вищі типи хвиль в лініях вважаються небажаним чинником і від них, як правило, намагаються позбаватися. Однак хвилю H_{01} -типу можна використовувати для створення високодобротного коаксіального резонатора, а наявність у такого резонатора центрального провідника дозволить досить просто здійснити його сполучення з коаксіальною мікрозондовою структурою [172]. До недоліків такої конструкції можна віднести необхідність прийняття заходів щодо зняття виродження видів коливань H_{01n} і E_{11n} , які до того ж не є нижчими, а також складності в забезпеченні конструктивної жорсткості тонкого центрального провідника, що переходить у зондову структуру.

У той же час в конструкції коаксіального конусного чвертьхвильового резонатора досить просто реалізуються коливання на хвилі TEM типу і плавний перехід від резонатора до зонду (рис.11.40). Недоліком такої конструкції є низька добротність чвертьхвильових резонансів коаксіальної структури, які, як правило, навіть для теоретичних оцінок не перевищують кількох тисяч, а на практиці з урахуванням зв'язків і втрат у з'єднаннях можуть бути і менш 10^3 .

Як показує модельний експеримент, в кінчному коаксіальному резонаторі також можливе збудження коливань відмінних від TEM, при збільшенні відношення внутрішнього діаметра зовнішнього екранного провідника до діаметру внутрішнього (рис.11.41). Добротність резонатора виходить при цьому в кілька разів більшою, ніж для коливань хвиль TEM типу. Варіацією кута розкриття конуса, його довжини і відношення відповідних діаметрів провідників можна забезпечити необхідне значення резонансної частоти [172-176].

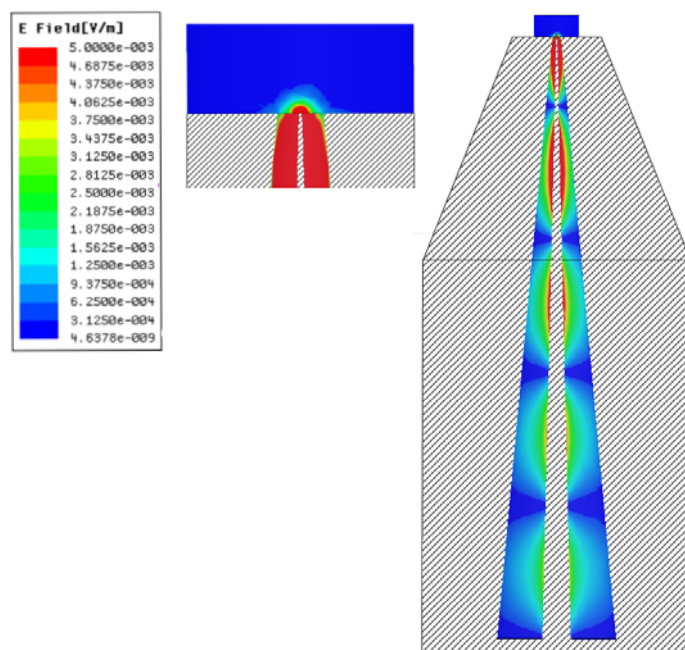


Рисунок 11.40 – Коаксіальний конічний чвертьхвильовий РВП: $f_p = 8,32$ ГГц, $Q = 1548,6$

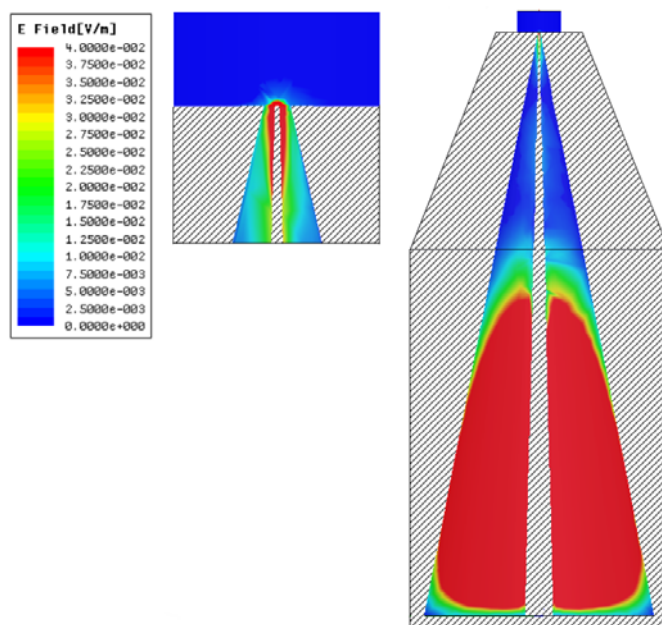


Рисунок 11.41 – Коаксіальний конічний РВП з видом коливань H_{111} : $f_p = 7,85$ ГГц, $Q = 11460$

Порівняння і аналіз структури електромагнітних полів у поперечному перерізі зони збудження конічного РВП і одного з можливих вищих типів хвиль в коаксіальній лінії показують (рис.11.42), що високодобротний

резонансний відклик в кінчному коаксіальному РВП можна ідентифікувати з нижчим видом коливань H_{111} в циліндричному резонаторі.

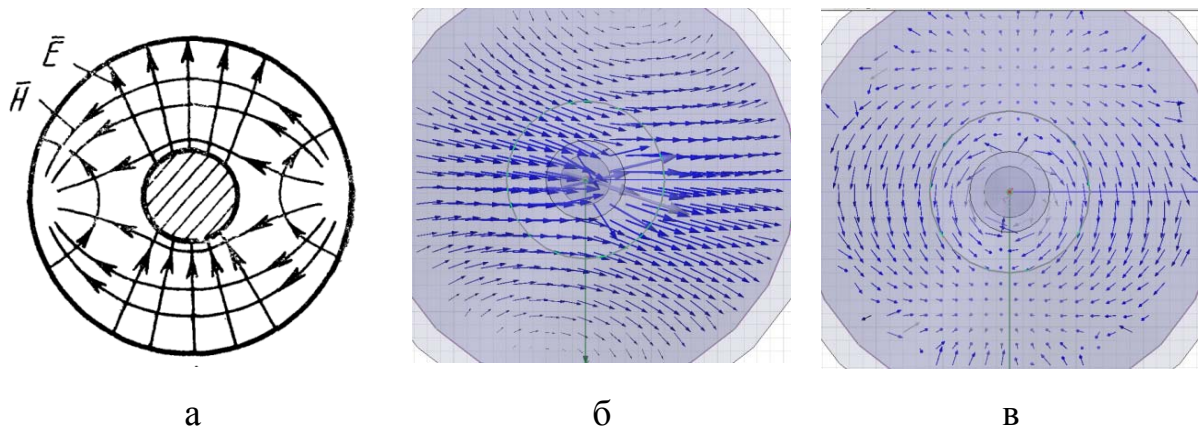


Рисунок 11.42 – Структура полів: а – хвиля H_{11} в коаксіальній лінії; б – Е в кінчному коаксіальному резонаторі (рис.11.41) ; в – Н в кінчному коаксіальному резонаторі (рис.11.41)

При розгляді нерегулярної коаксіальної резонансної структури приймалося, що її центральний провідник також має кінчну форму, але діаметри його кінців постійні: 3,8 і 0,6 мм; також не змінюється внутрішній діаметр апертурного отвору (2 мм). Решта розміри (довжина L і внутрішній радіус R_1 широкої частини зовнішнього провідника нерегулярної коаксіальної структури) при моделюванні змінювалися з метою з'ясування області існування виду коливань квазі- H_{111} . Результати розрахунків наведено в табл. 11.13.

Таблиця 11.13 – Значення f_p і Q для виду коливань квазі- H_{111} в нерегулярної коаксіальної структурі

L , мм	86	81	81	81	76	71	66	64	60
R_1 , мм	16	15,5	16	16,5	16	16	16	18	18
f_p , ГГц	7,8603	8,0249	7,8136	7,8296	8,113	8,261	8,42	7,85101	8,0078
Q	11222,9	11063	10693	11184	11109,5	11053,4	10935	11460,2	11384,9

Із даних табл. 11.13 можна зробити висновок, що на подібних видах коливань можна забезпечити досить високі значення добротності. При подальшому варіюванні розмірами нерегулярної коаксіальної структури з'ясувалося, що в ній можуть збуджуватися і інші високодобротні види коливань, наприклад, виду квазі- H_{112} (рис.11.43 і табл. 11.14).

Таблиця 11.14 – Значення f_p і Q для виду коливань квазі- H_{112} в нерегулярної коаксіальної структурі

L , мм	86	86	86	86	88	88	90	90
R_1 , мм	18	19	20	21	19	21	19	21
f_p , ГГц	9,1708	8,9087	8,638	8,5532	8,98	8,4713	8,896	8,3891
Q	12059	12613	12882	13380,9	12678	13303	12578,5	13245,9

L , мм	96	96	101	106	106	111	111
R_1 , мм	21	22	22	17	21	18	20
f_p , ГГц	8,1895	7,9626	7,813	8,9682	7,884	8,529	7,9903
Q	13548	13648,2	13910,9	12046,5	13582,7	12483,2	13302,7

З табл. 11.14 видно, що в цьому випадку можуть бути отримані великі значення добротностей і великі значення резонансних частот, ніж для виду коливань квазі- H_{111} .

У розглянутій нерегулярній коаксіальній структурі при підборі відповідних розмірів можливо також збудження видів коливань квазі- E_{011} (рис.11.44, табл. 11.15) і квазі- H_{221} (рис.11.45, табл. 11.16).

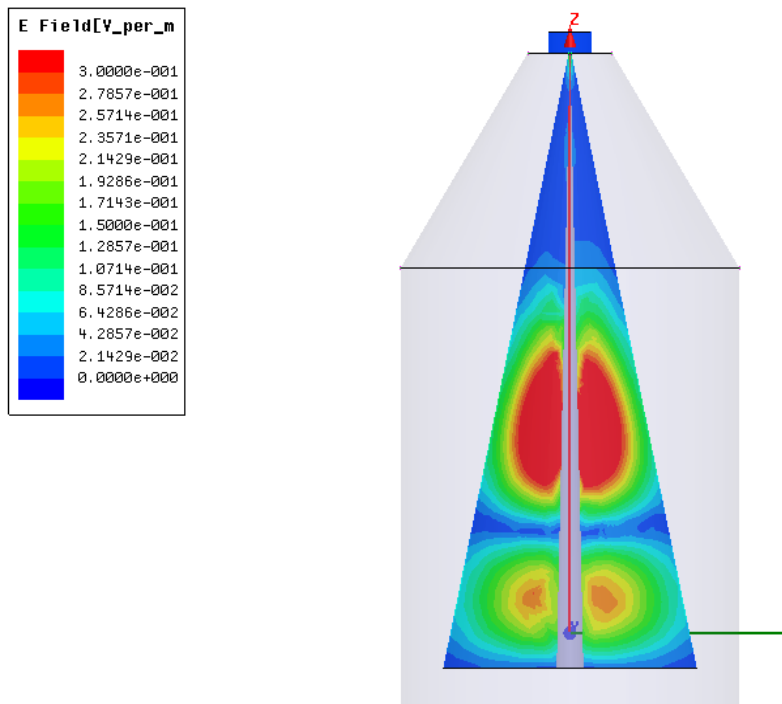


Рисунок 11.43 – Розподіл Е поля виду коливань квазі- H_{112} в нерегулярній коаксальній структурі

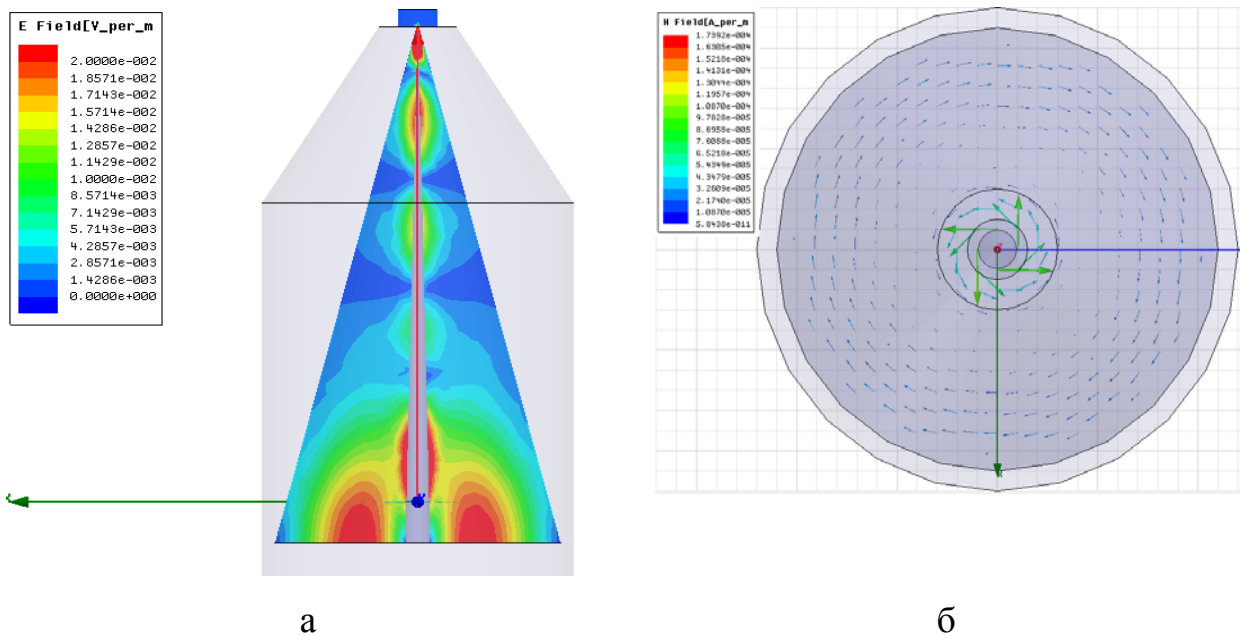
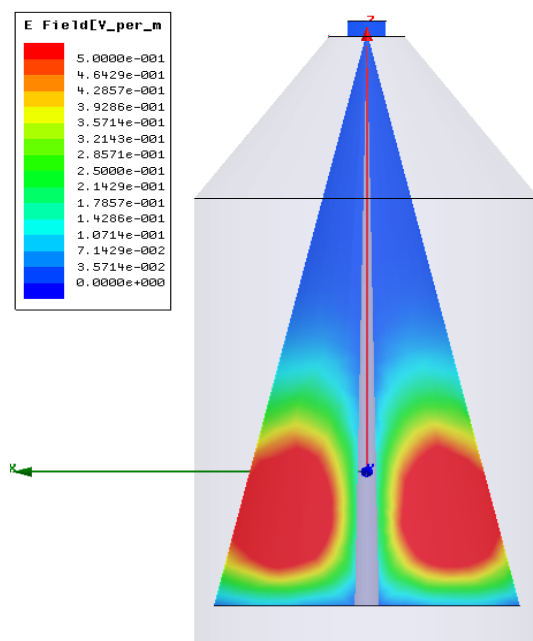


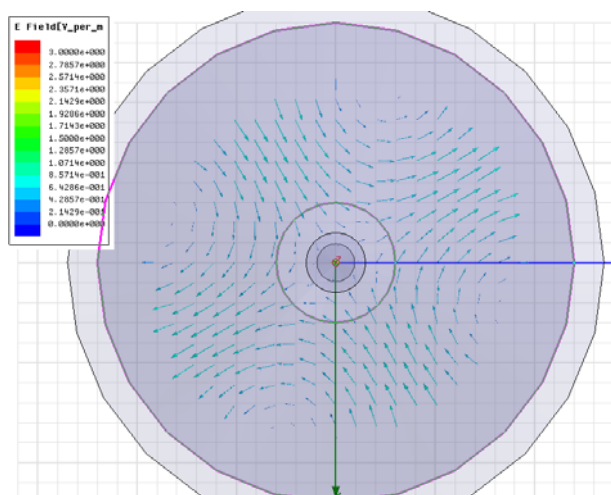
Рисунок 11.44 – Конфігурація полів виду коливань квазі- E_{011} в нерегулярній коаксальній структурі: а – поле Е; б – поле Н

Таблиця 11.15 – Значення f_p і Q для виду коливань квазі- E_{011} в нерегулярній коаксіальній структурі

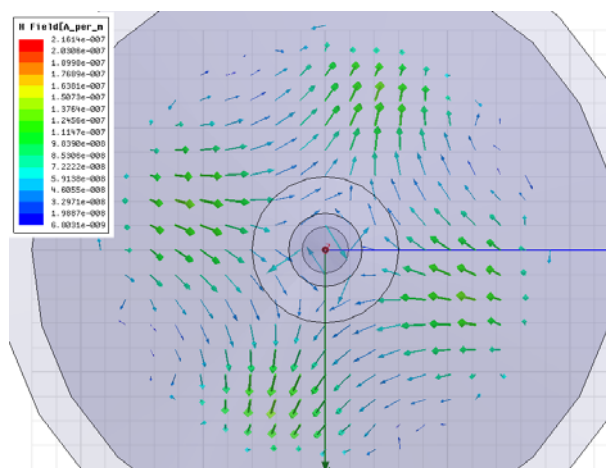
L , мм	86	86	88	88	111	111
R_1 , мм	22	23	22	23	21	22
f_p , ГГц	8,18039	7,87	8,1618	7,81	8,38022	8,00363
Q	5673,78	3819,55	5965,07	5019,86	4937,46	6525



а



б



в

Рисунок 11.45 – Конфігурація полів виду коливань квазі- H_{221} в нерегулярній коаксіальній структурі: а – поле E ; б – поле E ; в – поле H

Таблиця 11.16 – Значення f_p і Q для виду коливань квазі- H_{221} в нерегулярній коаксіальній структурі

L , мм	86	86	86	86	91	91	91	96	96
R_1 , мм	24	25	26	27	24	25	27	25	26
f_p , ГГц	7,96	8,46	8,2024	7,968	8,621	8,0958	7,866	8,255	8,0052
Q	14063	14663	14807,3	14975,8	14545,5	14951,5	15147,9	14877,8	15087,6

L , мм	101	101	106	106	106	106	111
R_1 , мм	25	26	24	25	26	27	25
f_p , ГГц	8,1688	7,92	8,35832	8,08963	7,8409	7,8407	8,0157
Q	14981,2	15202,3	14842,2	15078,9	15301	15302	15147,9

Із даних табл. 11.16 видно, що збудження коаксіальної нерегулярної структури на виді коливань квазі- H_{221} також може призвести до отримання високодобротного резонансу. Даний резонанс більш високодобротний в порівнянні з попередніми видами коливань, але його збудження і виділення можуть стати складною технічною задачею, оскільки він має складну конфігурацію електричних і магнітних полів (рис.11.45).

Забезпечення роботи розглянутих резонансних нерегулярних структур на обраному виді коливань може стати також досить складною електродинамічною та технічною задачами, оскільки така структура має багатомодову і може збуджуватися на різних видах коливань в робочому діапазоні частот. На рис.11.46 наведені розподіли полів для видів коливань, які можуть існувати при розмірах: $L = 81$ мм, $R_1 = 16$ мм. Видно, що при цьому можуть збуджуватися як резонанси n -чвертьхвильового коаксіального резонатора, так і резонанси на вищих видах коливань.

Кількість можливих резонансів у розглянутій структурі може бути скорочено за рахунок вибору конструкції та місця підключення елементів зв'язку, призначених для збудження обраного резонансу.

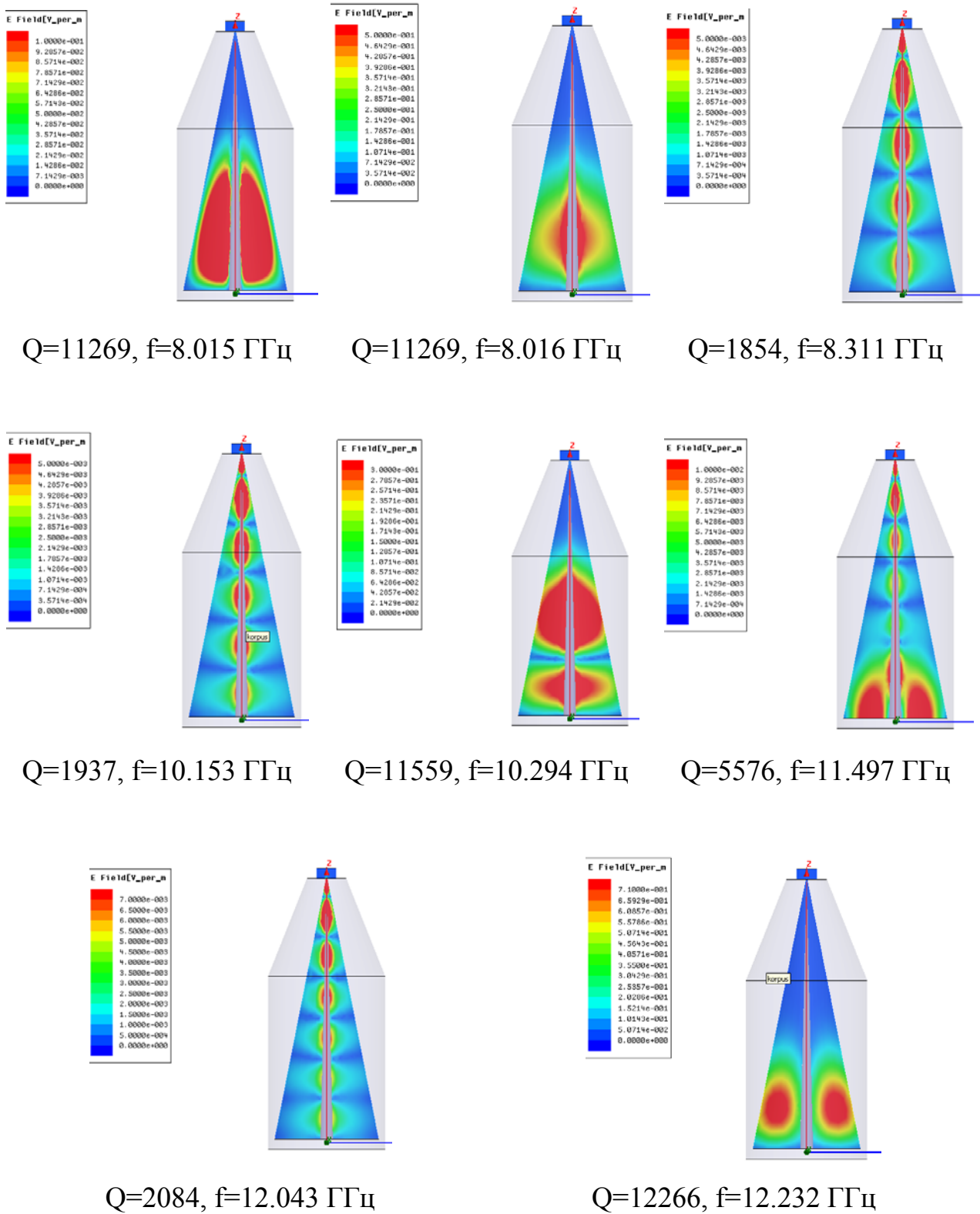


Рисунок 11.46 – Види власних коливань нерегулярної коаксialної структури з фіксованими розмірами ($L = 81$ мм, $R1 = 16$ мм)

При виборі в якості пристроїв зв'язку коаксіальних ліній, що підключаються до досліджуваної структури через торцеву стінку, і орієнтації петель зв'язку з урахуванням конфігурації полів необхідного виду коливань, АЧХ такого РВП буде виглядати так, як показано на рис.11.47. Видно, що в робочому діапазоні залишилося тільки три високодобротних резонанса.

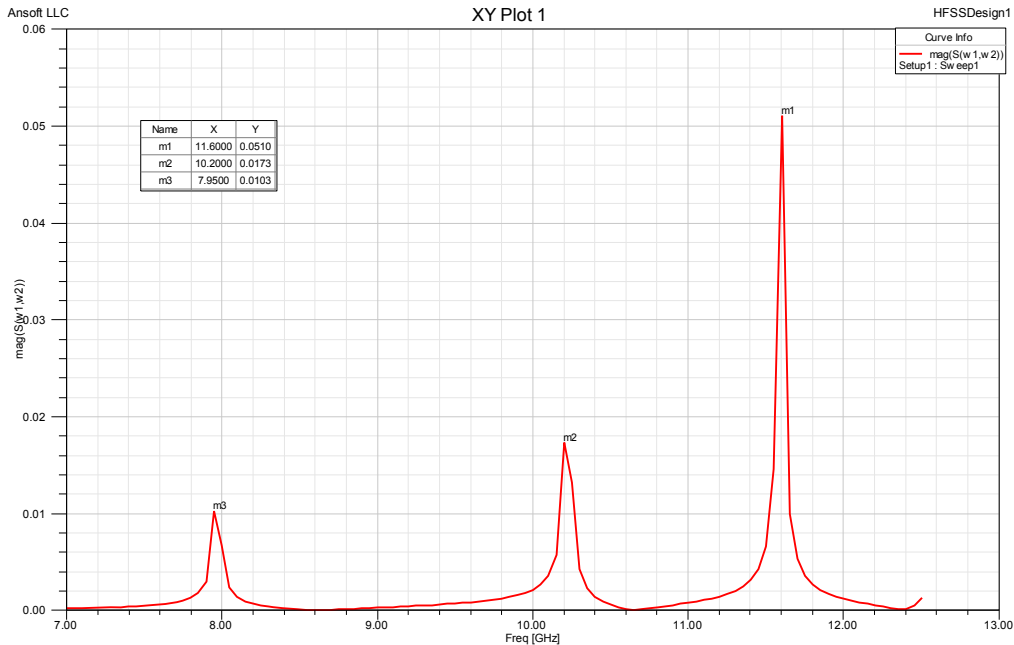
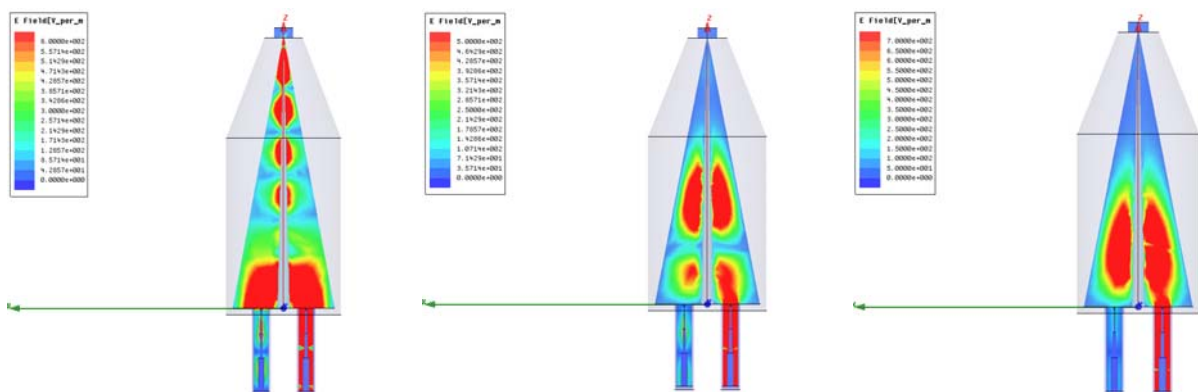


Рисунок 11.47 – АЧХ РВП на основі нерегулярної коаксіальної структури

На рис.11.48 показані конфігурації електричних полів відповідні резонансам графіка, наведеного на рис.11.47.



Резонанс m1 (11,6 ГГц) Резонанс m2(10,2 ГГц) Резонанс m3 (7,95 ГГц)

Рисунок 11.48 – Конфігурації електричних полів, відповідні резонансам рис. 11.47

Експериментальна перевірка результатів чисельного моделювання проводилася за допомогою макета РВП, зовнішній вигляд якого наведено на рис. 11.49.

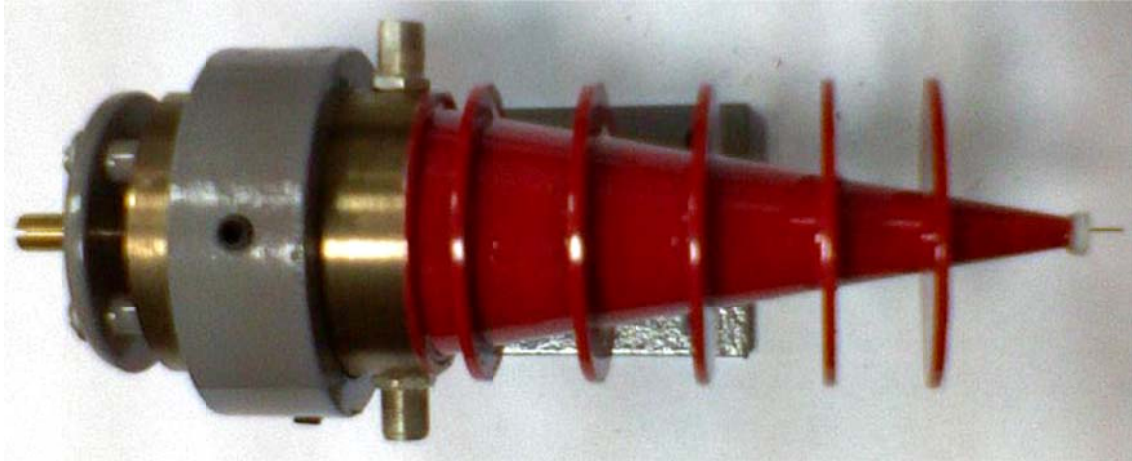


Рисунок 11.49 – Зовнішній вигляд експериментального макета РВП на основі нерегулярної коаксимальної структури

Для РВП з центральним коаксимальним провідником був зафіксований резонанс на частоті 9,98 ГГц з добротністю $\sim 1,3 \cdot 10^3$, для РВП без коаксимального провідника був отриманий резонанс на частоті 9,5 ГГц з добротністю $\sim 4 \cdot 10^3$. Оскільки зміна параметрів зовнішнього середовища в першому випадку призводить до зміни частоти і добротності, а в другому – ні, можна стверджувати, що в першому випадку ми маємо резонанс хвилі ТЕМ чвертьхвильового коаксимального резонатора, а в другому – резонанс хвилі вищого типу.

Таким чином, нерегулярні коаксимальні структури, збуджені на вищих видах коливань, можуть бути з успіхом застосовані для створення високодобротних РВП з досить далеко рознесеними резонансами. Проте їх реалізація пов'язана з подоланням ряду труднощів, а саме: аналітичний розрахунок таких систем утруднений, отже, визначення конкретних геометричних розмірів конструкцій під задане значення частоти здійснюватиметься перебором модельних систем і подальшою експериментальною підгонкою; технологія отримання якісних кінцевих

поверхонь і співвісного високоточного сполучення двох конусів (внутрішнього провідника і зовнішнього) складна і вимагає розробки спеціальних технологічних оснащень. Тому використання такого типу РВП обґрунтоване тільки в тому випадку, якщо неможливо вирішення задачі іншими способами або є налагоджена технологія виготовлення таких пристроїв.

11.7 Резонаторні вимірювальні перетворювачі на основі мікострічкових структур

Ще одним варіантом реалізації РВП для локальної діагностики є використання планарних (смушкових і мікросмушкових) структур [177-179]. В цьому випадку резонансні властивості забезпечуються або півхвильовими або кільцевими резонансними елементами, а локалізація поля – загостренням одного з кінців півхвильового смушкового резонатора або підключенням окремих відрізків смушкових ліній з зондовим загостренням.

Однак для просування у вирішенні зазначеної задачі необхідно провести значний обсяг попередніх досліджень, пов'язаних безпосередньо зі смушковими та мікросмушковими резонансними структурами.

Завданням даної роботи є аналіз і облік факторів, що визначають можливості забезпечення резонансних властивостей вимірювальних перетворювачів на основі відрізків мікросмушкових ліній при топологіях зондових структур, що представляють собою невід'ємну частину резонаторного вимірювача.

Найбільш простим по конструкції і технології резонансним елементом на основі мікросмушкової лінії є напівхвильовий резонатор. Набір формул для розрахунку параметрів такого резонатора наведено нижче [180]:

$$L = \frac{\lambda_v}{2} = \frac{c}{2 \cdot f \cdot \sqrt{\epsilon_{ef}}}, \quad \epsilon_{ef} = \frac{\epsilon_d + 1}{2} + \frac{\epsilon_d - 1}{2 \cdot \sqrt{1 + 10 \cdot h/W}},$$

$$\frac{W}{h} = 8/(e^d - e^{-d}), \quad d = \frac{Z_v}{60} \sqrt{\frac{\varepsilon_d + 1}{2}} + \frac{\varepsilon_d - 1}{\varepsilon_d + 1} \left(0,226 + \frac{0,12}{\varepsilon_d} \right),$$

$$Q_0 = \frac{Q_R \cdot Q_d}{Q_R + Q_d}, \quad Q_R = \frac{8,68 \cdot \pi \cdot \sqrt{\varepsilon_{ef}}}{\lambda_0 \cdot \alpha_R}, \quad Q_d = \frac{1}{(\operatorname{tg} \delta)_{ef}},$$

$$\alpha_R = \frac{4,34 \cdot R_s}{Z_v \cdot W}, \quad R_s = \sqrt{\pi \cdot \mu_0 \cdot f \cdot \rho},$$

$$(\operatorname{tg} \delta)_{ef} = \operatorname{tg} \delta \cdot \{1 + (A - 1)/[\varepsilon_d \cdot (A + 1)]\}^{-1}, \quad A = \sqrt{1 + 10 \cdot h/W},$$

де L – довжина напівхвильового мікросмужкового резонатора; λ_v – довжина хвилі в мікросмужковій лінії; c – швидкість світла; f – робоча частота; ε_d – діелектрична проникність діелектрика підкладки мікросмужкової лінії; h – товщина діелектричної підкладки; W – ширина сигнального провідника мікросмужкової лінії (резонатора); Z_v – хвильовий опір мікросмужкової лінії; Q_0 – власна (ненавантажена) добротність мікросмужкового резонатора; Q_R – добротність, що обумовлена втратами в провідниках; Q_d – добротність, що обумовлена втратами в діелектрику; λ_0 – довжина хвилі у вільному просторі; α_R – коефіцієнт загасання хвилі в лінії, що обумовлений втратами в провідниках; R_s – поверхневий опір провідника лінії (резонатора); μ_0 – магнітна проникність вакууму; ρ – питомий опір провідника (мідь).

Розрахунок, що проведений при $f = 10$ ГГц, $h = 1$ мм, $Z_v = 50$ Ом, $\varepsilon_d \approx 9,6$ (полікор), $\operatorname{tg} \delta \approx 10^{-4}$, $\rho = 0,0172 \cdot 10^{-6}$ Ом·м, показує, що при $L = 5,84$ мм, $W = 1$ мм, власна (ненавантажена) добротність мікросмужкового напівхвильового резонатора $Q_0 \sim 5 \cdot 10^2$.

Отримане розрахункове значення добротності є максимально можливим для даної структури.

На практиці, при конфігуруванні напівхвильового резонансного відрізка мікрохвильової лінії у вигляді напівхвильового відрізка з зондовою структурою, а також необхідності забезпечення зв'язку такого РВП з зовнішніми колами вимірювальної системи, реальне робоче значення добротності буде в півтора-два рази менше.

Були проведені чисельні модельні дослідження характеру розподілу полів і залежності АЧХ мікросмужкових резонансних структур з зондами різної конфігурації від схеми включення, величини зв'язку і параметрів зразків можливої діагностики [178, 179, 181].

Топології досліджуваних напівхвильових резонансних структур з крайовим ємнісним підключенням наведені на рис. 11.50. Аналіз проводився для резонансного напівхвильового відрізка мікросмужкової лінії (рис. 11.50,а), напівхвильового відрізка лінії з загостренням 45° (рис. 11.50,б), напівхвильового відрізка лінії у вигляді трикутної нерегулярної структури з розмірами сторін: $a = b = 5,84$ мм, $c = 0,981$ мм (рис. 11.50,в) і напівхвильового відрізка лінії з загостренням 45° і наконечником довжиною $\sim 0,1$ мм і радіусом 30 мкм (рис. 11.50, г).

У всіх випадках на відкритому кінці резонансного відрізка забезпечується перевищення значення напруженості електричної складової поля в півтора-два порядки, а ступінь його локалізації визначається геометрією загостреного кінця.

Оскільки резонансні властивості в значній мірі залежать і від величини зв'язку були проведені дослідження впливу величини ємнісного зазору елемента зв'язку на АЧХ розглянутих резонансних структур (рис. 11.51, 11.52).

З графіків, що наведені на рис. 11.51 і 11.52, видно, що максимально резонансні властивості досліджуваних структур проявляються при мінімальних зазорах між резонансними елементами і лініями. Добротності резонаторів при цьому невисокі (близько декількох десятків), для нерегулярного відрізка (рис. 11.52) спостерігається досить сильна залежність

резонансної частоти від величини зв'язку, що обумовлена, можливо, особливостями формування резонансного відгуку в такій структурі.

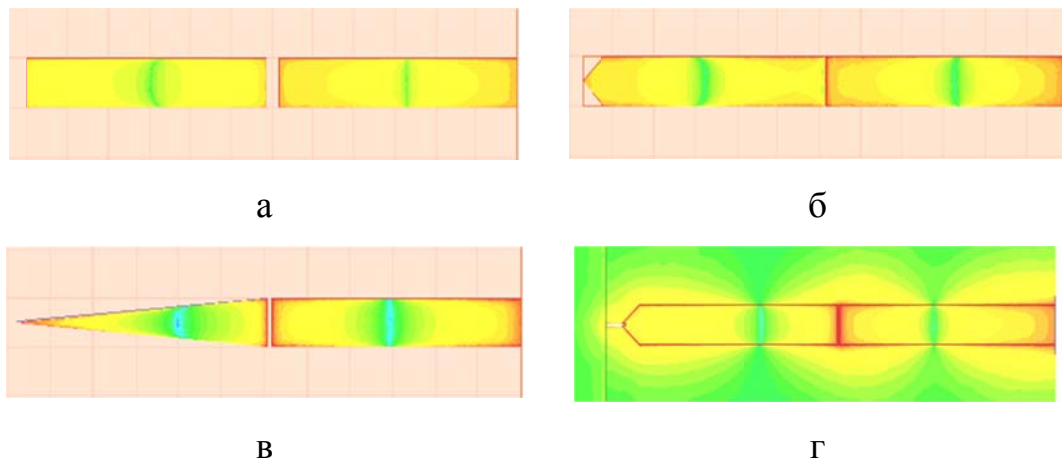


Рисунок 11.50 – Топології напівхвильових резонансних структур

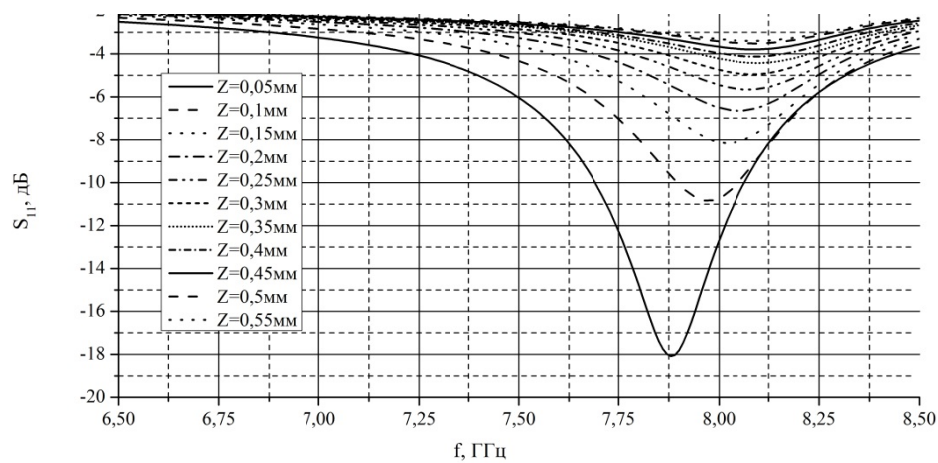


Рисунок 11.51 – Залежність АЧХ напівхвильового відрізка лінії з загостренням 45° (рис. 11.50, б) від величини ємнісного зазору елемента зв'язку

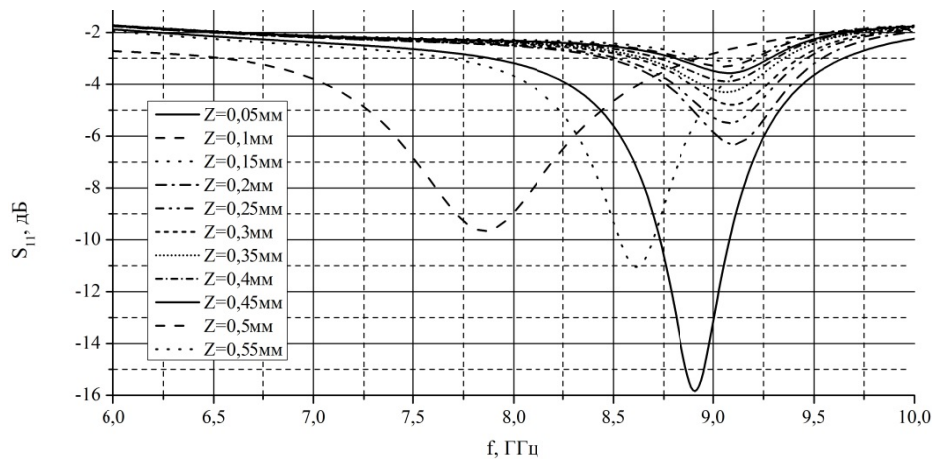


Рисунок 11.52 – Залежність АЧХ напівхвильового відрізка лінії у вигляді трикутної нерегулярної структури (рис. 11.50, в) від величини ємнісного зазору елемента зв'язку

Результати чисельних оцінок впливу зміни діелектричної проникності матеріалу, розташованого поблизу загостреної зондової частини мікросмужкової резонансної структури, на зміни АЧХ наведені на рис. 11.53.

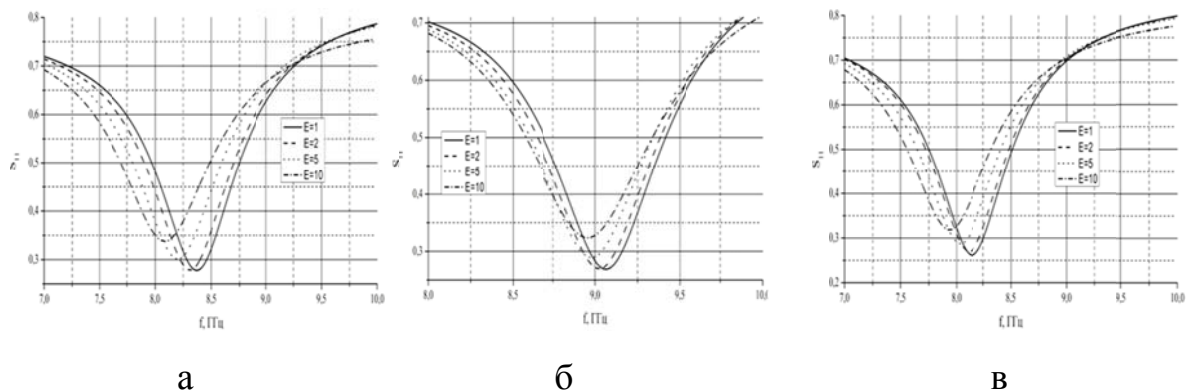


Рисунок 11.53 – Залежності АЧХ резонансних структур від величини діелектричної проникності об'єкта діагностики: а – напівхвильовий відрізок лінії з загостренням (рис.11.50, б), б – напівхвильовий відрізок лінії у вигляді нерегулярної структури (рис.11.50, в), в – напівхвильовий відрізок лінії з загостренням і наконечником (рис.11.50, г)

Для всіх варіантів топології резонансних структур з зондами при збільшенні діелектричної проникності об'єкта діагностики спостерігається зсув центральної частоти резонансів в бік зниження частоти, що, загалом, закономірно, оскільки при цьому збільшується і величина ϵ_{ef} (див. формули). З іншого боку, наявність такого зсуву свідчить про чутливість характеристик розглянутих структур до зміни параметрів об'єктів, що розташовані поблизу областей локалізованих з їх допомогою електромагнітних полів.

Таким чином, проведені дослідження дозволяють зробити наступні висновки:

- зміна топології напівхвильових резонансних відрізків мікросмужкової лінії не призводить до суттєвої зміни їх резонансних властивостей;
- на загострених ділянках (прототипах зондів) досягаються підвищені на півтора-два порядки значення напруженостей локалізованих полів;
- АЧХ розглянутих структур мають чутливість до змін параметрів об'єктів, що розташовані поблизу зондів, що може бути використано для діагностики.

В той же час, до практичної експериментальної реалізації напівхвильових смужкових резонансних структур з зондами необхідно проведення додаткових досліджень з аналізу прохідного типу їх включення, а також можливостей максимального використання їх резонансних властивостей.

Для РВП на основі кільцевого резонатора (рис. 11.54) виявлено можливість отримання більш високих значень добротності (рис. 11.55). З наведених графіків амплітудно-частотних характеристик коефіцієнтів відбиття при різних значеннях величин $\text{tg}\delta$ зразків з діелектричної проникністю $\epsilon \sim 7$, які розміщені в області вістря зонда, видно, що в діапазоні частот 7...11 ГГц спостерігаються три резонансних відгука розглянутого РВП. При цьому для всіх резонансних відгуків спостерігається сильна залежність їх форми від $\text{tg}\delta$ зразків поблизу вістря, що свідчить про

можливість використання перетворювачів такого типу для діагностики різних матеріалів і об'єктів. Найбільш висока чутливість до зміни величини втрат в зразку проявляється на частотах 7,64 ГГц і 10,11 ГГц.

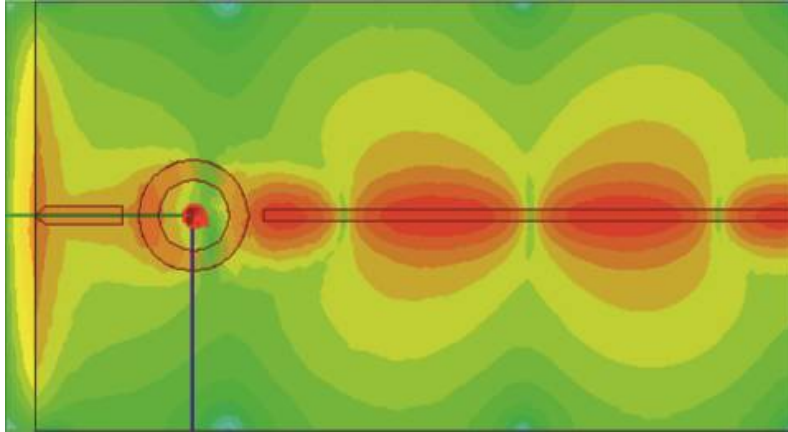


Рисунок 11.54 – Кільцевий резонатор з приєднаним відрізком лінії з загостренням

Варіювання величини діелектричної проникності зразка в межах 1...12 показує зростання чутливості розглянутого РВП до величини втрат в зразку зі збільшенням ϵ .

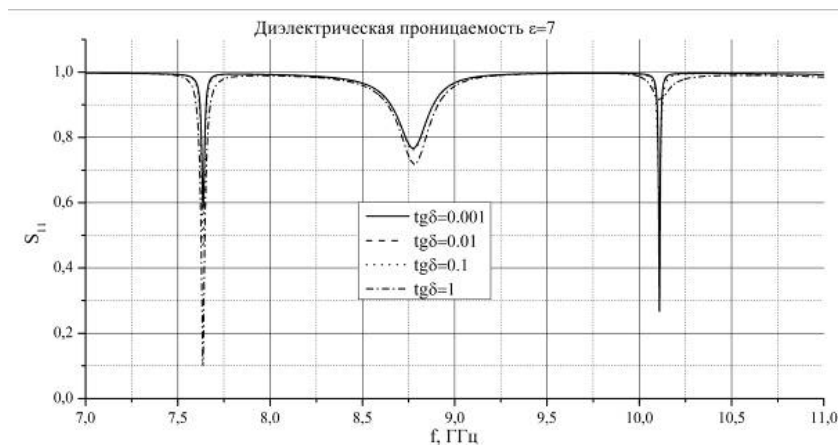


Рисунок 11.55 – АЧХ коефіцієнта відбиття РВП на основі кільцевого резонатора стоячої хвилі в смузі частот 7...11 ГГц

При успішній реалізації РВП на основі смужкових і мікросмужкових структур, що створюються за допомогою планарних технологій, які досить добре відпрацьовані при виготовленні мікро- і нанорозмірних елементів сучасної мікроелектроніки, відкриваються можливості побудови інтегральних механізмів формування інформаційних сигналів СММ, що включають в себе як первинний перетворювач (сенсор), так і систему формування та попередньої обробки сигналів, а також розробки такої конструкції мікрозонда, яку можна використовувати одночасно і для атомно-силової і тунельної мікроскопії.

11.8 Висновки

На підставі аналізу результатів проведених чисельно-аналітичних і експериментальних досліджень зразків РВП можна зробити наступні висновки:

- найбільш практичними конструкціями РВП з точки зору їх технологічності і досить високої добротності (до $(1...3) \cdot 10^3$) є конструкції вимірювальних перетворювачів на основі призматичних резонаторів (відрізків прямокутних хвилеводів), що збуджені на типах коливань H_{10n} ;
- при необхідності створення РВП з початковими вихідними добротностями близько 10^4 за доцільне використання в якості основи РВП циліндричних резонаторів, що збуджуються на типах коливань H_{01n} , незважаючи на більш складну їх конструкцію в порівнянні з РВП на призматичних резонаторах;
- представляється перспективним продовження досліджень можливостей реалізації РВП на основі нерегулярних коаксіальних структур, що збуджуються на вищих типах коливань, які за попередніми оцінками також можуть забезпечити величини вихідних добротностей РВП до 10^4 ;
- РВП з високою добротністю ($\sim 10^4$) можуть бути використані як резонатори-накопичувачі при створенні генераторів НВЧ імпульсів

збільшеної амплітуди на основі компресійного методу для теплового локального впливу на досліджувані об'єкти [182-184];

- зміна топології півхвильових резонансних відрізків мікросмужкової лінії не приводить до суттєвої зміни їх резонансних властивостей;

- РВП на основі кільцевих смужкових резонаторів стоячих хвиль дозволяють підвищити добротність більш ніж на порядок в порівнянні з півхвильовими резонаторами і забезпечити достатньо високу чутливість до змін параметрів об'єктів, які розташовані поблизу зондів, що може бути використано для діагностики.

12 РОЗРОБКА ФУНКЦІОНАЛЬНИХ СХЕМ НВЧ РЕЗОНАТОРНОЇ ДІЕЛЕКТРОМЕТРІЇ БІОБ'ЄКТІВ

Методи НВЧ діелектрометрії мають значні переваги порівняно з іншими методами, тому що, по-перше, дозволяють здійснювати безконтактне вимірювання характеристик об'єктів, що досліджуються, а, по-друге, можуть бути використані для досліджень об'єктів при одночасному впливі на них мікрохвильового випромінювання, що може бути корисним для отримання додаткової інформації щодо їх стану.

Взагалі всі методи НВЧ вимірювань локалізованих об'єктів можна поділити на дві групи: хвилеводні та резонаторні.

Хвилеводні методи базуються на вивченні змін характеристик електромагнітних хвиль, які пройшли крізь об'єкт, що досліджується, або відбилися від нього.

Резонаторні методи базуються на вимірюванні змін (зсувів) резонансної частоти та добротності, які відбуваються при взаємодії резонансного вимірювального перетворювача (РВП) з відповідним об'єктом внаслідок його внесення в резонатор, або збурень за рахунок зовнішнього зв'язку.

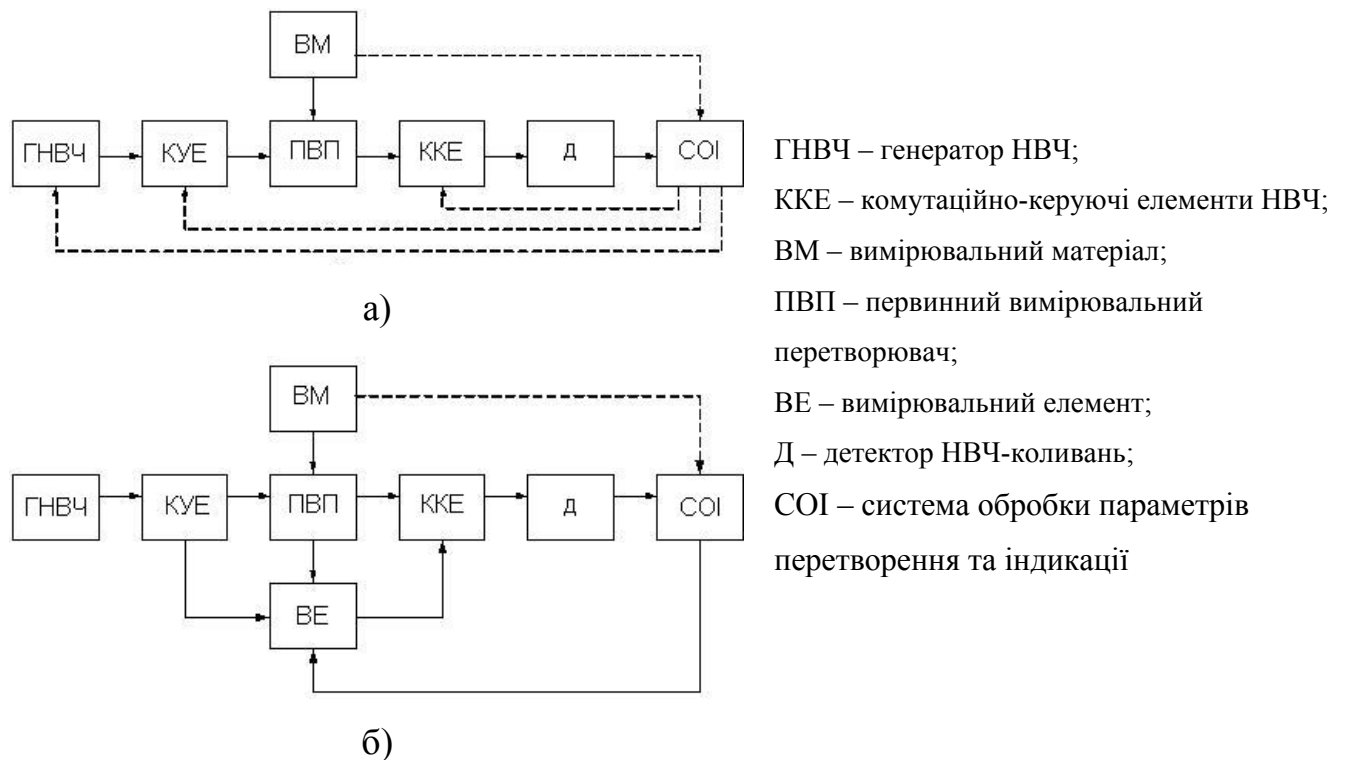
Однак, обидві групи, по-перше, потребують розробки методів розрахунку зв'язків характеристик хвиль, що пройшли крізь об'єкт або відбилися від нього у випадку хвилеводної групи методів або змін резонансної частоти і добротності в випадку резонаторної групи, з параметрами об'єкта, який вивчається. По-друге – створення відповідних конструкцій для розміщення під час дуже складних за формою і змістом об'єктів в зоні вимірювання. В третє – створення відповідних систем отримання інформаційних сигналів та їх обробки.

При виборі метода дослідження слід мати на увазі, що хвилеводні методи конструктивно більш прості і забезпечують вимірювання в досить широкій смузі частот, однак резонаторні методи, незважаючи на їх вузькосмуговість незрівняні за чутливістю, яка визначається величиною

добротності, що може сягати декількох тисяч у випадку використання об'ємних резонаторів в якості РВП.

У сучасному приладобудуванні широко використовується модульний принцип побудови вимірювальних систем, що характеризується великою гнучкістю й універсальністю. Його застосування в розробці НВЧ вимірювачів дозволяє реалізувати конструкції приладів універсального призначення, що використовують єдину елементну базу.

Представлені на рис. 12.1 блок-схеми реалізують практично всі алгоритми параметрів перетворення НВЧ вимірювачів. Ця задача вирішується за допомогою чотирьох основних функціональних вузлів (ФВ).



а) одноканальна б) двоканальна

Рисунок 12.1 – Узагальнені блок-схеми НВЧ вимірювачів

ГНВЧ здійснює генерацію електромагнітних коливань у заданому діапазоні довжин хвиль і з заданою вихідною потужністю. Установлено, що на частотах вище 4 ГГц доцільно застосовувати генератори на діодах Ганна,

на більш низьких – використовувати напівпровідникові генератори на НВЧ транзисторах.

У первинних вимірювальних перетворювачах (ПВП) формується область взаємодії електромагнітного поля НВЧ із вимірювальним матеріалом (ВМ) і вихідний сигнал відповідно до обраного параметра перетворення.

Для каналізації та передачі енергії електромагнітного поля НВЧ до інших ФВ використовуються хвилеводні, коаксіальні і смужкові лінії передач.

ККЕ здійснює комутацію і керування електромагнітних коливань НВЧ, зміну за допомогою вимірювальних елементів (ВЕ) основних параметрів перетворення.

СОІ здійснює обробку інформаційного сигналу, що надходить з детектора Д, обчислення алгоритму параметра перетворення, вироблення сигналів корекції і керування ККЕ і видачу інформації про стан об'єкта.

Усі сучасні прилади вимірювання оснащені мікроконтролерами. У залежності від типу вимірювача мікроконтролер може виконувати наступні функції:

- керування операціями вимірювання;
- обробка результатів вимірювання;
- видача результатів вимірювання в різній формі;
- запам'ятовування характеристик градуювання для різних матеріалів і типів датчика;
- компенсація деяких погрешностей;
- автоматичне калібрування по вбудованому еталоні;
- формування керуючих сигналів;
- керування пристроєм сканування проби (для вимірювачів, що сканують).

Крім сигналу з ПВП на мікроконтролер можуть надходити сигнали з інших датчиків (датчик температури, датчик положення та інше), потім, з

урахуванням цих сигналів формується значення параметра (або параметрів), що досліджуються.

Розглянемо найбільш розповсюджені функціональні схеми.

На рис. 12.2 представлена структурна схема амплітудно-фазового вимірювача НВЧ. Сутність вимірювань полягає в наступному. До протилежних кінців фазообертача через різні канали, що підключені до симетричних пліч подвійного Т-моста, надходять сигнали від одного генератора. Одна гілка є вимірювальною, інша — опорною. Вимірювальна гілка містить вихідний та вхідний елементи, між якими розташований матеріал, який досліджується. Опорна гілка містить хвилеводний тракт і атенюатор. При відсутності дослідного матеріалу за допомогою атенюатора зрівнюються амплітуди сигналів, що надходять на фазообертач із двох каналів. Якщо між антенами помістити зразок матеріалу, амплітуда і фаза сигналу змінюються, і для компенсації їх зміни необхідно ввести необхідне фазове зрушення фазообертачем, а ослаблення — атенюатором. Фазове зрушення, внесене у вимірювальну гілку зразком, буде визначатися діелектричною проникністю матеріалу і його лінійними розмірами у напрямку просвічування.

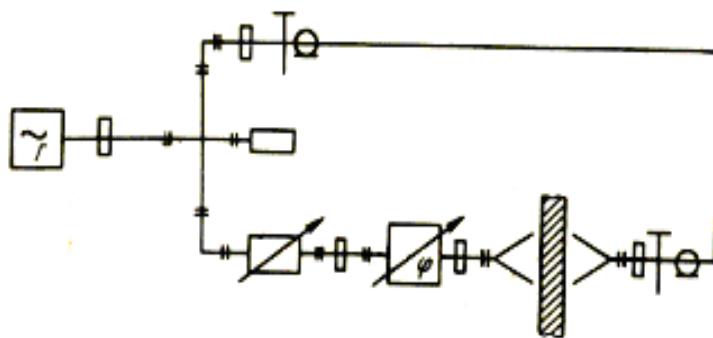


Рисунок 12.2 – Структурна схема амплітудно-фазового вимірювача НВЧ

Перевагою вимірювань по відбиттю в порівнянні з вимірюваннями по загасанню є однобічне розташування приймально-передавальної системи

НВЧ щодо об'єкта вимірювання. Вважається, що результат вимірювань по відбиттю не залежить від товщини зразка. У дійсності це справедливо лише для таких товщин досліджуваного зразка, при яких хвиля цілком загасає, не виходячи з матеріалу, і, отже, виключається відбиття від задньої поверхні зразка.

На рис. 12.3 приведена мостова схема, побудована за принципом відбиття з подвійним хвильовим трійником. Генератор НВЧ 1 приєднаний до Н-плеча, детектор – до Е-плеча подвійного хвильового трійника 2. Одне з бічних пліч має вихідний елемент 3, спрямований на поверхню досліджуваного матеріалу 4. Друге плече (опорне) містить еталон 5 (наприклад, узгоджене навантаження). При рівності модулів і фаз коефіцієнтів відбиття матеріалу R_x і еталона R_e напруженості відбитих хвиль в Е-плече рівні і знаходяться в протифазі. При цьому показання індикаторного приладу 6, підключеного через підсилювач 7 до детектора 8, дорівнюють нулю.

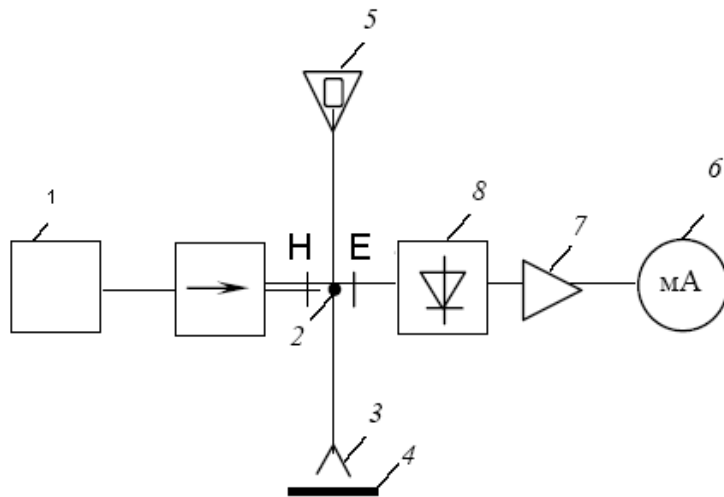


Рисунок 12.3 – Блок-схема вимірювача НВЧ, що базується на принципі відбиття

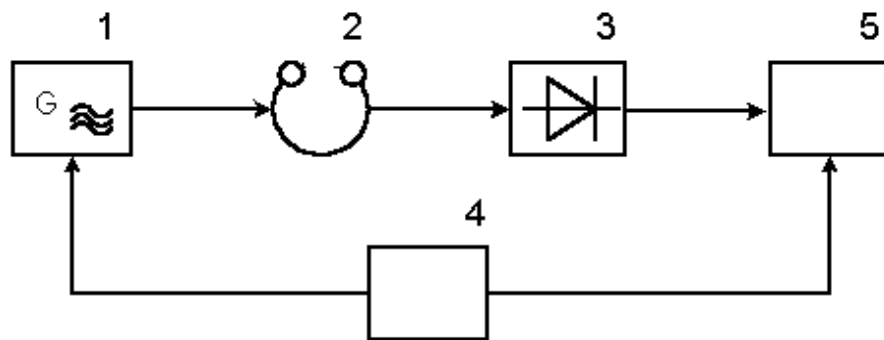
Якщо еталон ідеально узгоджений ($R_e = 0$), а характеристика детектора квадратична, показання індикатора приблизно пропорційні R_x . Для

неповністю поглинаючого навантаження ($R_z \neq 0$) максимальне і мінімальне значення потужності на детекторі будуть $P = \frac{1}{4}(|R_z| \pm |R_x|)^2$.

Типова функціональна схема НВЧ вимірювачів на основі РВП представлена на рис. 12.4. Режим роботи НВЧ генератора вибирається в залежності від первинних сигналів і способів їх формування.

Вимірювання параметрів РВП, які містять інформацію про стан об'єкта, що досліджується, можуть бути отримані також при використанні схеми включення РВП на відбиття.

Функціональні схеми вимірювачів на основі хвилеводних вимірювальних перетворювачів (ХВП) відрізняються від зображеної на рис. 9.4 лише системою 4, що призначена для вимірювання складового комплексного вхідного імпедансу ХВП.



1 - НВЧ генератор, 2 – РВП, 3 – НВЧ детектор, 4 - система вимірювання резонансної частоти і добротності РВП, 5 - система обробки і представлення результатів вимірювання

Рисунок 12.4 – Функціональна схема НВЧ вимірювача на основі РВП

При НВЧ-діагностиці матеріалів і середовищ істотною є проблема виключення або подавлення впливу факторів, що заважають. Найчастіше фігурують серед них невідтворюваність геометрії і щільності зразка, ступеня включення зразка в електромагнітне поле НВЧ-вимірювального перетворювача (ВП), характеристики перетворення НВЧ-детектора;

нестабільність температури навколишнього середовища, потужності і частоти НВЧ-генератора і т.п.

У більшості випадків виділяються переважаючі за впливом на традиційні сигнали вимірювальної інформації фактори, що заважають, і вирішуються питання їх урахування в моделі діагностики, радикального їх придушення або повного виключення при побудові системи вимірювання й обробці інформаційних сигналів. Варіанти таких підходів можуть бути реалізовані на основі модуляційних методів НВЧ-діагностики.

Існує кілька варіантів таких методів. Одні з них базуються на модуляції параметрів об'єкта діагностики, наприклад, НВЧ-фотомодуляційний метод діагностики напівпровідникових матеріалів. Інші – на модуляційних принципах виділення стандартних сигналів вимірювальної інформації, наприклад, вимірювання добротності і резонансної частоти (або їхніх змін) НВЧ-резонаторного ВП.

Одним з варіантів другої групи є формування комбінованих сигналів вимірювальної інформації. Найбільш простим може бути варіант, орієнтований у першу чергу на придушення таких факторів, як невідтворюваність щільності речовини проби і ступеню включення її в електромагнітне поле ВП. Для НВЧ-РВП якісний розгляд можна здійснити, оперуючи співвідношеннями теорії малих збурень. Викликані внесенням зразка в електромагнітне поле резонатора зміни його добротності і резонансної частоти представляються співвідношеннями:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{\Delta W_{zan}}{W_{zan}} \approx (\varepsilon - 1)\eta, \quad (12.1)$$

$$\frac{\Delta Q}{Q} = \left(\frac{1}{Q} - \frac{1}{Q_0} \right) Q_0 = \varepsilon \cdot \operatorname{tg} \delta \cdot Q_0 \eta, \quad (12.2)$$

де ε і $\operatorname{tg}\delta$ – діелектричні параметри об'єкта дослідження, за значенням і зміною яких він діагностується;

$W_{\text{зан}}$ і $\Delta W_{\text{зан}}$ – енергія, що запасасться в резонаторі, і її зміна при внесенні проби в поле резонатора;

η – параметр, що у даному розгляді одночасно характеризує і ступінь включення об'єкта в поле, і його геометричні розміри, щільність і форму;

Q_0 і Q – ненавантажена добротність РВП при відсутності і при наявності зразка.

Якщо окремо виділяти сигнали, що визначають величини $\frac{\Delta f}{f_0}$, $\frac{\Delta Q}{Q}$, і за ними оцінювати ε і $\operatorname{tg}\delta$, то значення η необхідно встановлювати, використовуючи додаткові відомості про об'єкт і структуру поля НВЧ-РВП. Похибка визначення η і невідтворюваність цього параметра є основними джерелами значних похибок зазначеного підходу.

Дуже часто ε представляється малоінформативним параметром НВЧ-діагностики і його можна виключити з розгляду. Це притаманне, наприклад, для діагностики напівпровідників, у яких $\operatorname{tg}\delta$ однозначно зв'язаний з питомим опором матеріалу. При контролі матеріалів із значним вмістом вологості на НВЧ виявляється також доцільним вимірювати саме ефективне значення $\operatorname{tg}\delta$.

Тоді, як випливає з (12.1) і (12.2), сигнал вимірювальної інформації формується у виді відношення $\frac{\Delta Q}{Q} \left(\frac{\Delta f}{f} \right)^{-1}$, і можна виключити необхідність додаткової оцінки η , а отже, і забезпечити відтворюваність цього параметра:

$$N = \frac{\Delta Q}{Q} \cdot \left(\frac{\Delta f}{f_0} \right)^{-1} \approx K \operatorname{tg}\delta \frac{\varepsilon}{\varepsilon - 1}. \quad (12.3)$$

У загальному випадку необхідно робити одночасне вимірювання змін добротності і резонансної частоти.

12.1 Похибки визначення основних параметрів резонаторних вимірювальних перетворювачів

Безпосереднє вимірювання енергії, накопиченої та розсіяної в резонаторі та зовнішніх колах, технічно реалізувати досить важко, тому для визначення величини добротності зазвичай користуються непрямими методами [185-187]. При цьому вимірюються параметри резонансної системи, які пов'язані з її добротністю відповідними співвідношеннями. У більшості випадків величина добротності визначається за формулою:

$$Q_H = f_p / 2\Delta f_p, \quad (12.4)$$

де $2\Delta f_p$ – ширина смуги пропускання резонатора на рівні 0,5 за потужністю або на рівні 0,707 по амплітуді сигналу, який проходить через резонатор (при включенні на прохід) або відбитого від нього (при включенні на відображення).

Отже, точність визначення f_p , Q_H (δf_p , δQ_H) визначатиметься точністю вимірювання частоти при відповідних рівнях потужності або амплітуди сигналів на виході РВП.

Таким чином, похибки вимірювань інформаційних параметрів залежатимуть від похибок вимірювання значень частоти (визначається нестабільністю частоти вимірювального генератора і точністю частотоміра) і похибок вимірювання відповідних рівнів сигналів (точністю відліку відповідних рівнів на резонансній кривій).

У загальному випадку можна записати:

$$\frac{\delta Q_H}{Q_H} = \frac{\delta f_p}{f_p} + \frac{\delta(2\Delta f_p)}{2\Delta f_p} = \frac{\delta f_p}{f_p} + \frac{Q_H \delta(2\Delta f_p)}{f_p} \approx \frac{Q_H \delta(2\Delta f_p)}{f_p}, \quad (12.5)$$

де δQ_n , δf_p , $\delta(2\Delta f_p)$ – абсолютні похибки визначення значень навантаженої добротності, резонансної частоти та смуги пропускання резонатора.

Зі співвідношення (12.5) можна побачити, що для досягнення однієї і тієї ж відносної похибки $\delta Q_n/Q_n$ при вимірюванні на якій-небудь фіксованій частоті (якщо похибкою вимірювання f_p знехтувати) необхідно, щоб величина $Q_n \delta(2\Delta f_p)$ була постійною, тобто при збільшенні добротності необхідно відповідно зменшувати абсолютну похибку вимірювання $2\Delta f_p$.

Для вимірювання смуги пропускання резонансної системи існують різні методи, і похибка вимірювання залежить від факторів характерних для кожного методу вимірювання. Зазвичай смугу пропускання вимірюють по резонансним кривим або їх похідним. При цьому необхідно мати перестроюваний калібрований вимірювальний генератор або перестроюваний генератор і частотомір. Відносна похибка вимірювання ширини смуги пропускання (відповідно і добротності) при використанні цього методу пов'язана з відотною похибкою установки і відліку частоти співвідношенням [185]:

$$\left. \frac{\delta Q_n}{Q_n} \right|_{f_r} \cong \frac{\delta f_r}{f_r} \frac{f_p}{2\Delta f_p} = Q_n \frac{\delta f_r}{f_r}. \quad (12.6)$$

Таким чином відносна похибка вимірювання добротності в Q_n разів більше відносної похибки встановлення частоти генератора. Звідси ясно, що до стабільності частоти генератора і точності установки її номінального значення при вимірюванні високих добротностей (відповідно і при вимірюванні зсувів резонансної частоти) пред'являються дуже жорсткі вимоги.

Крім того, існує додаткова похибка, що пов'язана з неточністю установки або відліку рівнів, на яких вимірюються резонансна частота та

смуга пропускання. Рівняння резонансної кривої коливального контуру зазвичай записується в наступному вигляді [185, 186, 188]

$$k = \frac{1}{\sqrt{1 + a^2}}, \quad (12.7)$$

де $a = Q_H (f/f_p - f_p/f) \approx 2\Delta f Q_H / f_p$ – узагальнене розлаштування;

f – частота вимірювального генератора;

Δf – відхилення частоти вимірювального генератора f від резонансної частоти f_p .

Мінімально виявлені зсуви резонансної частоти та зміни частот, пов'язані з рівнями, на яких вимірюється смуга пропускання, не можуть бути, по-перше, менше абсолютної нестабільності частоти вимірювального генератора за час вимірювання та, по-друге, додаткова похибка буде пов'язана з точністю визначення відповідних рівнів сигналів (максимуму при прохідній схемі включення РВП або мінімуму при включенні РВП по відбивної схемі, а також $k = 0,707$ по амплітуді або $k^2 = 0,5$ за потужністю вихідного сигналу).

Мінімальний визначаємий зсув частоти $\Delta f_{\text{ІЗМ}}$ для сигналу, що проходить через резонатор, з урахуванням співвідношення (12.7) для прохідної схеми визначається за формулою:

$$\Delta f_{\text{ВІМ}_{\text{min}}} = \frac{f_{\text{ВІМ}} \cdot \delta f_{\Gamma}}{f_{\Gamma}} + \frac{f_{\text{ВІМ}}}{2Q_H} \frac{\delta k}{k^2 \sqrt{1 - k^2}}, \quad (12.8)$$

а відносна похибка вимірювання зсуву частоти:

$$\frac{\delta(\Delta f_{\text{ВІМ}})}{\Delta f_{\text{ВІМ}}} = \frac{\delta f_{\Gamma}}{\Delta f_{\text{ВІМ}}} \frac{f_{\text{ВІМ}}}{f_{\Gamma}} + \frac{1}{1 - k^2} \frac{\delta k}{k}. \quad (12.9)$$

Таким чином, якість вимірювальних схем, що призначені для вимірювання значень резонансної частоти та добротності РВП або їх варіацій, визначатиметься стабільністю частоти вимірювального сигналу за час вимірювання, точністю вимірювання відповідного значення частоти і, найголовніше (див. (12.8), (12.9), точністю визначення рівнів сигналів, при яких виконується вимірювання частоти (при $\alpha \approx 0$ та α , що має деяке кінцеве значення, наприклад, $\alpha = 1$).

У свою чергу, похибка визначення відповідних рівнів сигналів визначатиметься похибками методик та похибками використовуваних перетворюючих і вимірювальних приладів.

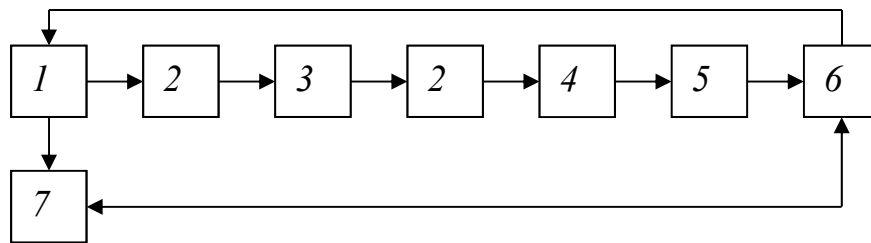
Розглянемо можливості мікрохвильових систем формування сигналів вимірювальної інформації РВП, розділивши їх умовно на три групи: системи, які використовують немодульований сигнал (але перебудовані за частотою) – прямі методи, модуляційні вимірювальні системи і системи, в яких використовуються пристрої автопідстроювання [80, 158, 189, 190].

12.2 Системи реєстрації з немодульованими сигналами

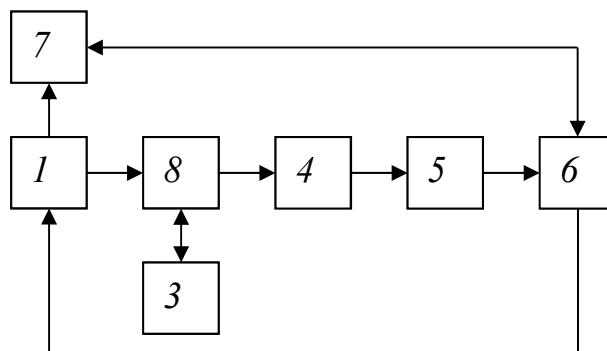
Функціональні схеми прямих методів вимірювання параметрів РВП наведено на рис. 12.5. На рис. 12.5,а представлена прохідна схема включення РВП, а на рис. 12.5,б – схема відбивного включення.

Сигнал вимірювального генератора 1 через розв'язувальний пристрій, (вентиль 2 або циркулятор 8) подається на вхід РВП 3. Сигнал з виходу РВП або відбитий від нього надходить на детектор 4. При перебудові частоти вимірювального генератора 1 по сигналу на виході амплітудного детектора 4 визначають момент вимірювання частотоміром 7 значення резонансної частоти (по максимуму сигналу при прохідній схемі і мінімумі сигналу при відбивному включенні) і граничних частот смуги пропускання (на рівні 0,5 або 0,707 від максимального значення сигналу). Підсилювач-вимірювач 5 використовується для посилення і подальшого вимірювання сигналів, що

отримані з виходу детектора, а пристрій контролю і управління 6 забезпечує синхронізацію проведених вимірювань, а при необхідності і попередню їх обробку.



a



б

a – прохідна схема включення; *б* – відбивна схема включення

1 – вимірювальний генератор; 2 – феритові вентиля; 3 – РВП; 4 – детектор;

5 – підсилювач-вимірювач вихідного сигналу; 6 – пристрій контролю і

керування; 7 – частотомір; 8 – феритовий циркулятор

Рисунок 12.5 – Функціональні схеми прямих методів

вимірювання параметрів РВП

Напруга сигналу на детекторі може бути представлена співвідношенням [80]

$$U_{\text{д}} = P_{\text{Г}} \cdot K_{\text{с}} \cdot K_{\text{р}}^{\frac{n}{2}} \cdot S_{\text{д}} \cdot R_{\text{д}}, \quad (12.10)$$

де $P_{\text{Г}}$ – потужність вимірювального НВЧ генератора;

$K_{\text{с}}$ – коефіцієнт передачі узгоджувальних пристроїв;

K_p – коефіцієнт передачі резонансного вимірювального перетворювача;

S_d – коефіцієнт перетворення (чутливість) детектора;

R_d – опір детекторного діода в робочій точці ;

n – ступінь нелінійності характеристики детектора в робочій точці.

Чутливість діода без урахування шумів при його узгодженому включенні в НВЧ тракт в загальному випадку може бути визначена за формулою [191]:

$$S_n = \frac{e}{2nkT} \frac{1}{[1 + (r/R)]^2} \frac{1}{1 + [\omega^2 C^2 r R^2 / (r + R)]}, \quad (12.11)$$

де e – заряд електрона;

n – постійна, трохи більша одиниці;

k – стала Больцмана;

T – абсолютна температура;

C і R – нелінійні ємність і опір p-n переходу;

r – опір об'єму напівпровідника;

ω – робоча частота

Узагальненим параметром детекторних діодів є добротність M , яка характеризує їх чутливість при детектуванні слабких сигналів. Цей параметр пов'язаний з параметрами діода і підсилювача наступним співвідношенням [192]:

$$M = \frac{S_d \cdot R_{\text{вих}}}{\sqrt{t_{\text{ш}} \cdot R_{\text{вих}} + R_{\text{ш}}}}, \quad (12.12)$$

де $R_{\text{вих}}$ – опір діода в робочій точці (диференціальний опір), зазвичай має максимальне значення при струмі зміщення порядку декількох десятків мкА ;

$t_{\text{ш}}$ – шумове відношення або відносна шумова температура;

$R_{ш}$ – еквівалентний шумовий опір підсилювача (у розрахунках зазвичай дорівнює 10^3 Ом).

Величина M зазвичай лежить в межах 35...40, рідше ~ 80 , для найкращих діодів ≥ 100 [192]. Шумове відношення або відносна шумова температура $t_{ш}$ являє собою безрозмірну величину відношення потужності шумів на виході діода в робочому режимі і заданій смузі частот до потужності теплових шумів активного опору, що дорівнює опору діода в робочій точці, в тому ж діапазоні частот і однакої температурі навколишнього середовища. Залежність відносної шумової температури від частоти для діода на основі GaAs наведена на рис. 12.6 [191].

Співвідношення (12.12) дає можливість при відомих значеннях відповідних параметрів оцінювати мінімальні величини вимірюваних сигналів з урахуванням шумових характеристик діода і підсилювача.

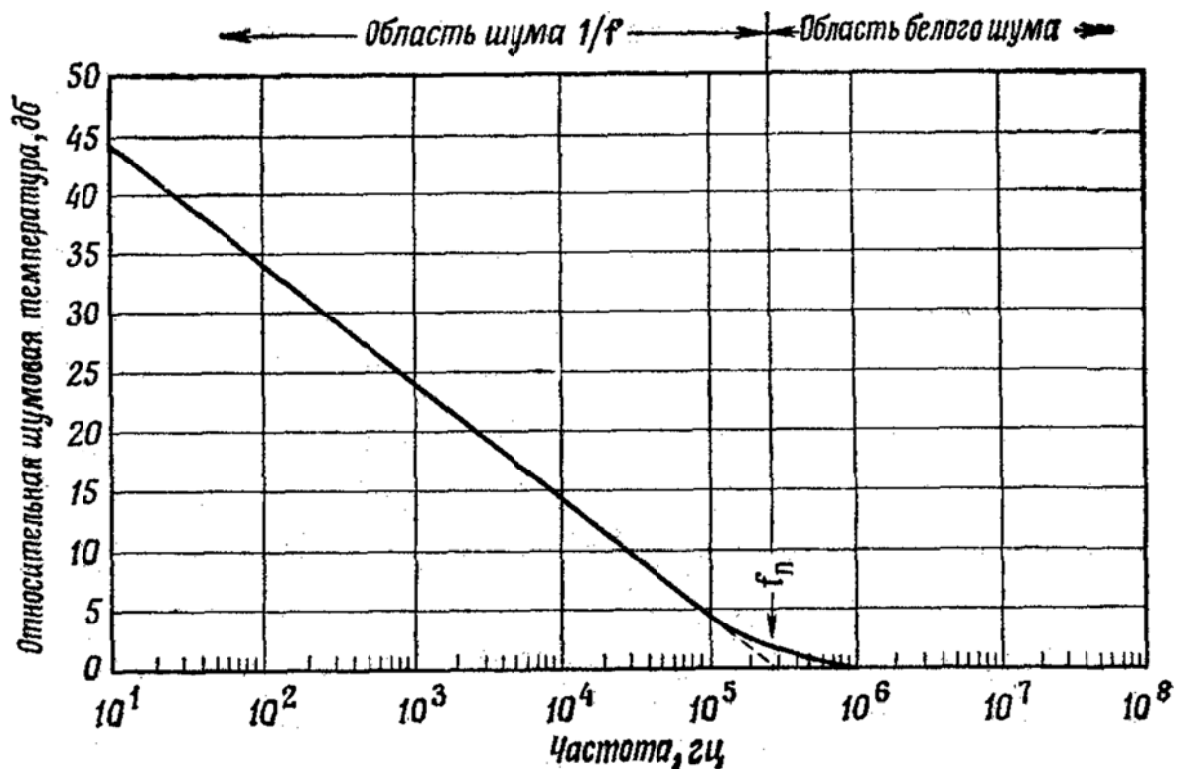


Рисунок 12.6 – Спектр шуму детекторного діода

Діодні шуми можуть бути, як правило, розділені на два компоненти: одна частина, незалежна від частоти (білий шум) і породжувана дробовими і

тепловими шумами, й інша частина, яка залежить від частоти (флікер-шум). Номінальна потужність шумів, яка надходить з діода, може бути виражена у вигляді [191]:

$$P_{ш.д.} = \left(t_p + \frac{f_{гр} I}{f} \right) kTB, \quad (12.13)$$

де $t_p kTB$ – постійний член, який представляє дробовий та тепловий шуми;

$f_{гр}$ – гранична частота, нижче якої помітний флікер-шум ;

I – струм зсуву діода ;

B – смуга пропускання вимірювальної системи .

Компонента білого шуму зазвичай не так важлива в детекторах, як частотнозалежна компонента $f_{гр}/f$, яка недостатньо добре досліджена. Експериментально ці шуми виявлені на частотах аж до десятків мегагерц, і їх облік важливий для більшості застосувань детекторів малих сигналів. Деякого зменшення потужності шумів можна досягти зменшенням смуги пропускання B вимірювальної системи.

Співвідношення (12.13) може бути використано для оцінки граничної чутливості детектора, тобто для оцінки мінімальної зміни вимірюваного сигналу, який може бути виявлений на фоні власних шумів детекторного діода.

Аналогічно, для відбивного включення РВП (рис. 12.5,б) можна записати [190]:

$$U_d = P_{\Gamma} \cdot K_c \cdot S_d \cdot R_d \cdot \left(\frac{a^2}{1+a^2} \right) + P_{\Gamma} \cdot K_{розв} \cdot S_d \cdot R_d \quad (12.14)$$

де $K_{\text{розв}}$ – коефіцієнт розв'язки циркулятора (зазвичай, не менше 20 дБ [193], що відповідає $K_{\text{розв}} \sim 0,01$).

Залежність коефіцієнта передачі РВП при відбивному включенні від відносної розладу a можна записати у вигляді

$$R_p = r_A^2 = \frac{a^2}{1 + a^2}, \quad (12.15)$$

де r – нормоване значення амплітуди сигналу, відбитого від резонатора, то з його допомогою можна отримати співвідношення для мінімальних виміряних зсувів частот і похибок:

$$\Delta f_{\text{вим}_{\min}} = \frac{f_{\text{вим}} \delta f_{\Gamma}}{f_{\Gamma}} + \frac{f_{\text{вим}}}{Q_n} \frac{\delta r_A}{(1 - r_A^2)^{3/2}}, \quad (12.16)$$

$$\frac{\delta(\Delta f_{\text{вим}})}{\Delta f_{\text{вим}}} = \frac{\delta f_{\Gamma}}{\Delta f_{\text{вим}}} \frac{f_{\text{вим}}}{f_{\Gamma}} + \frac{f_{\text{вим}}}{Q_n \Delta f_{\text{вим}}} \frac{1}{1 - r_A^2} \frac{\delta r_A^2}{r_A^2}. \quad (12.17)$$

Аналіз виразів (12.8), (12.9) і (12.16), (12.17) показує, що з ростом добротності Q_n і чутливості при вимірюванні амплітуд сигналів δk і δr_A зменшуватиметься мінімально дозволена величина зміни значення вимірної частоти і похибка при її визначенні.

Зі співвідношень (12.10) і (12.14) видно, що амплітуди продетектованих сигналів в розглянутих системах вимірювання можуть мати досить великі значення в порівнянні з власними шумами діодів (12.13), похибка вимірювання змін δQ_n і δf_p визначатиметься співвідношеннями (12.5), (12.6), (12.8), (12.9) і (12.16), (12.17), а також можливостями наступною після детектора вимірювальної апаратури з виділення варіацій амплітуди виміряного сигналу.

Крім того, необхідно врахувати, що чутливість детекторів слабких сигналів визначається не тільки шумовими властивостями діода і втратами за

рахунок наявності паразитних параметрів, але й умовами узгодження, струмовою чутливістю діода, вихідним імпедансом діода, вхідним імпедансом наступного за детектором підсилювача, шумовими параметрами цього підсилювача і необхідною шириною смуги сигналу, що детектується.

Проблема узгодження імпедансів порівняно проста, оскільки пряме зміщення зменшує НВЧ імпеданс діода до величин, близьких до тих, які необхідні для узгодження з типовими детекторними колами. Конкретні оптимальні умови залежать від даного діода і НВЧ кола.

Струмова чутливість описується виразом (12.11). Варіації C , R і (меншою мірою) r із зміною зсуву обмежують досяжні величини $S_{\text{дет}}$ в межах від 1 до 15 мкА/мкВт. Найбільші величини досягаються при режимі зсуву з прямим струмом від 10 до 100 мкА [179, 181]. Оскільки при наявності прямого зсуву зменшується вихідний імпеданс, може бути досягнута більша широкосмуговість, ніж в режимі без зовнішнього зсуву. Оптимальна величина зсуву залежить від ряду факторів. Крім втрат, що пов'язані з паразитними параметрами діода, слід враховувати шуми $1/f$ (див. рис.12.6). Надмірний шум діода зростає із збільшенням зсуву (12.13). Отже, необхідно враховувати загальний вплив зсуву на чутливість детектора. Оптимальний зсув для конкретної частоти і застосовуваного підсилювача зазвичай шукають експериментально.

Таким чином, основною перевагою прямих методів вимірювання є їх схемотехнічна простота і можливість роботи з досить великими рівнями сигналів (за винятком режиму вимірювання резонансної частоти і її зсувів в відбивній схемі включення РВП). У той же час, для забезпечення високої точності і чутливості в таких схемах необхідне застосування високостабільних вимірювальних НВЧ генераторів, що перебудовуються і високочутливих малoshумлячих вимірників амплітуд сигналів з виходу детекторів НВЧ. Деяке підвищення чутливості може бути досягнуто за рахунок перенесення інформаційного сигналу на проміжну частоту за

допомогою високостабільного гетеродина з наступним його вузькосмуговим посиленням і детектуванням.

Проте, в цьому випадку з'являються додаткові вимоги до гетеродина (стабільність частоти, власні шуми), змішувальному діоду (коефіцієнт перетворення, шуми), підсилювача проміжної частоти (смуга пропускання, коефіцієнт посилення, власні шуми) і ускладнюється вимірювальна схема.

12.3 Модуляційні вимірювальні системи

Як було показано вище, основну похибку при вимірюваннях інформаційних параметрів РВП вносять похибки, що пов'язані з неточністю вимірювання рівнів сигналів в певних точках резонансної кривої (f_p , $\Delta f_{0,5}$, $\Delta f_{0,707}$). Вони залежать, по-перше, від чутливості використовуваної вимірювальної апаратури і обмежуються власними шумами системи вимірювання, а, по-друге, від точності фіксації моментів вимірювання (точок резонансної кривої).

Модуляційні схеми вимірювання дають можливість значно знизити ці похибки (у цьому випадку мова йде не про модуляції параметрів досліджуваного матеріалу, а про модуляції параметрів вимірювальних сигналів). Сутність модуляційних методів полягає у використанні перетворюваних властивостей амплітудно-частотних характеристик (АЧХ) резонаторів. Основна увага при цьому відводиться процесам перетворення змін частоти вхідного сигналу в зміни амплітуди вихідного (частотне детектування) [80, 189].

На рис. 12.7,а наведені нормовані АЧХ резонаторів при прохідному і відбивному ($\beta = 1$) включенні, а на рис.12.7,б – їх похідні.

З наведених графіків видно, що на резонансних кривих можна знайти точки, які відповідають максимальній крутизні перетворення частотних змін в амплітудні.

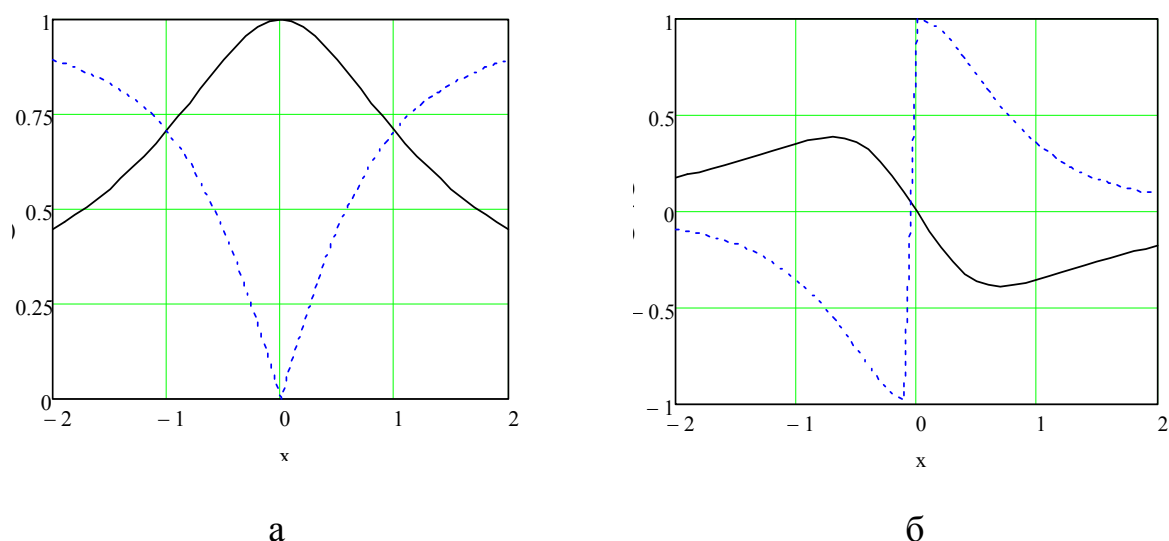


Рисунок 12.7 – Нормовані АЧХ резонаторів (а) та їх похідні (б): суцільні лінії відповідають прохідному включенню, пунктирні – відбивному

Одночасне вимірювання зсуву резонансної частоти і зміни добротності може бути реалізовано за допомогою методу, в якому використовується аналіз форми ЧМ сигналу, який пройшов через резонатор [185 – 187]. Якщо частота генератора змінюється за законом $\omega_r = \omega_0 + \Delta\omega_d \cos \Omega t$, то огибаюча сигналу на виході резонатора має форму, що показана на рис. 12.8,б.

При цьому її частота дорівнює 2Ω . Якщо резонансна частота змінюється, то разом з частотою 2Ω з'являється перша гармоніка напруги Ω , що модулює, причому її питома вага тим більше, ніж більше відхилення несучої від значення резонансної частоти. Залежність амплітуди першої гармоніки від розстроювання $\Delta\omega$ досягає максимальної крутості поблизу точки $\Delta\omega \approx \pm \Delta\omega_0$, а другої гармоніки – при $\Delta\omega = 0$ (при $\Delta\omega = 0$ амплітуда першої гармоніки дорівнює нулю). Цей ефект може бути використаний при вимірюванні відхилення резонансної частоти резонатора від початкової, якщо відома закономірність зв'язку між амплітудою гармонійних складових і величиною відхилення.

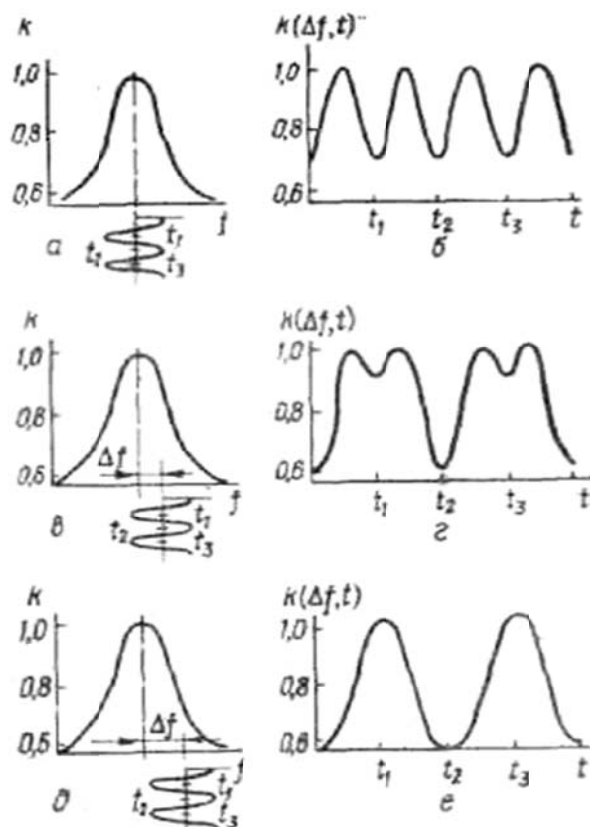


Рисунок 12.8 – Зміна амплітуди ЧМ сигналу, продетектованого на виході резонансного перетворювача: а, б – $\Delta f = 0$; в, г – $\Delta f = \Delta f_0 / 2$; д, е – $\Delta f \approx \Delta f_0$

Функціональна схема пристрою, який реалізує даний метод, практично не відрізняється від схем, наведених на рис. 12.5, додаються лише низькочастотний генератор звукових частот для додаткової ЧМ вимірювального НВЧ генератора і селективний підсилювач на виході детектора. З графіків, наведених на рис. 12.7, видно, що для прохідного включення РВП за допомогою похідної від виразу для коефіцієнта передачі можна виділити точки, які відповідають максимальному коефіцієнту перетворення ЧМ сигналу в АМ сигнал на схилі резонансної характеристики.

Для відбивного включення виділити такі точки досить складно, оскільки максимальне перетворення ЧМ в АМ реалізовуватиметься поблизу резонансу, де, до того ж, інформаційні сигнали мають малу амплітуду.

У загальному випадку одотональний ЧМ сигнал можна записати за допомогою наступного виразу [194]:

$$s_{\text{ЧМ}}(t) = A_0 \cos[\omega_0 t + m \sin(\Omega t + \Phi_0) + \varphi_0] ,$$

де A_0 – амплітуда сигналу;

ω_0 – частота модулюючого сигналу;

Ω – частота сигналу, що модулює;

$m = \Delta\omega_d / \Omega$ – індекс частотної модуляції;

$\Delta\omega_d$ – девіація частоти;

Φ_0, φ_0 – початкові фази відповідних сигналів.

При $\Phi_0 = \varphi_0 = 0$:

$$s_{\text{ЧМ}}(t) = A_0 \cos(\omega_0 t + m \sin \Omega t) \quad (12.18)$$

або при розкладанні в ряд Фур'є:

$$s_{\text{ЧМ}}(t) = A_0 \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k(m) \cos(\omega_0 + k\Omega)t , \quad (12.19)$$

де $J_k(m)$ – функція Бесселя першого роду від аргументу m ;

$$J_{-k}(m) = (-1)^k J_k(m) .$$

Для ЧМ сигналу, котрий пройшов через резонатор або відбитого від нього можна записати:

$$s_{\text{пр}}^*(t) = T_{\text{рА}} \cdot s_{\text{ЧМ}}(t) ; \quad s_{\text{отр}}^*(t) = R_{\text{рА}} \cdot s_{\text{ЧМ}}(t) , \quad (12.20)$$

де $T_{\text{рА}}, R_{\text{рА}}$ – коефіцієнти передачі та відображення резонаторів по амплітуді.

Для коефіцієнтів передачі та відбиття резонатора за потужністю з урахуванням значень коефіцієнтів зв'язку виразів (12.7) і (12.8) – (12.10) можна записати в наступному вигляді [162]:

$$T_p = \frac{4\beta_1\beta_2}{(1+\beta_1+\beta_2)^2} \cdot \frac{1}{\left[1 + Q_i^2 \left(\frac{2d\omega}{\omega_0}\right)^2\right]}, \quad (12.21)$$

$$R_p = 1 - \frac{4\beta_1(1+\beta_2)}{(1+\beta_1+\beta_2)^2} \cdot \frac{1}{\left[1 + Q_i^2 \left(\frac{2d\omega}{\omega_0}\right)^2\right]}, \quad (12.22)$$

де β_1, β_2 – коефіцієнти зв'язку;

Q_H – навантажена добротність резонатора;

ω_0 – значення резонансної частоти;

$d\omega$ – розстроювання частоти сигналу відносно резонансної частоти.

Для відбивного включення резонатора з одним елементом зв'язку можна записати:

$$R_p = 1 - \frac{4\beta}{(1+\beta)^2} \cdot \frac{1}{\left[1 + Q_H^2 \left(\frac{2d\omega}{\omega_0}\right)^2\right]} = \frac{(1-\beta)^2 + (1+\beta)^2 Q_H^2 \left(\frac{2d\omega}{\omega_0}\right)^2}{(1+\beta)^2 \left[1 + Q_H^2 \left(\frac{2d\omega}{\omega_0}\right)^2\right]} \quad (12.23)$$

При $\beta = 1$:

$$R_p = \frac{Q_H^2 \left(\frac{2d\omega}{\omega_0}\right)^2}{1 + Q_H^2 \left(\frac{2d\omega}{\omega_0}\right)^2}. \quad (12.24)$$

Оскільки $Q_H = \omega_0 / 2\Delta\omega_0$ ($\Delta\omega_0$ – напівширина смуги пропускання резонатора), то можна записати $Q_H^2 (2d\omega/\omega_0)^2 = (d\omega/\Delta\omega_0)^2 = x^2$ (x – узагальнене розстроювання). Відповідно

$$f_{np}(x) \cong \frac{1}{1+x^2}, \quad f_{отр}(x) \cong \frac{x^2}{1+x^2}. \quad (12.25)$$

З урахуванням (12.17), (12.20), (12.21) і (12.22) можна для нормованої потужності ЧМ сигналу, який пройшов через резонатор або відбитого від нього, записати:

$$s_{np}^*(t) = \frac{1}{1 + \left(\frac{\Delta\omega \cos \Omega t}{\Delta\omega_0} \right)^2} \cdot \cos^2(\omega_0 t + m \sin \Omega t) \quad (12.26)$$

$$s_{отр}^*(t) = \frac{1}{1 + \left(\frac{\Delta\omega \cos \Omega t}{\Delta\omega_0} \right)^2} \cdot \left(\frac{\Delta\omega \cos \Omega t}{\Delta\omega_0} \right)^2 \cdot \cos^2(\omega_0 t + m \sin \Omega t) \quad (12.27)$$

Співвідношення (12.26) і (12.27) можуть бути використані для випадку, коли центральна частота ЧМ сигналу дорівнює резонансній частоті резонатора.

Беручи $\Omega, \Delta\omega \ll \Delta\omega_0$, розкладаючи відповідні множники виразів (12.26) і (12.27) в ряд, нехтуючи членами вищого порядку малості з урахуванням (12.24) можна отримати такі співвідношення:

$$s_{np}^*(t) \cong \left[1 - \left(\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_0} \cos \Omega t \right)^2 \right] \cdot \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k^2(m) \cos^2(\omega_0 + k\Omega)t \quad (12.28)$$

$$s_{i\delta\delta}^*(t) \cong \left[1 - \left(\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_0} \cos\Omega t \right)^2 \right] \cdot \left(\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_0} \cos\Omega t \right)^2 \cdot J_k^2(m) \cdot \cos^2(\omega_0 + k\Omega)t. \quad (12.29)$$

Таким чином, фіксація зсуву резонансної частоти резонатора може бути зроблена:

– безпосереднім вимірюванням її значення при максимумі сигналу, який пройшов через резонатор (прохідний резонатор):

$$s_{np}^*(t) \cong \left[1 - \left(\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_0} \cos\Omega t \right)^2 \right] \cdot J_0^2(m) \cdot \cos^2(\omega_0 t), \quad (12.30)$$

або мінімумі відбитого сигналу (відбивний резонатор):

$$s_{i\delta\delta}^*(t) \cong \left[1 - \left(\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_0} \cos\Omega t \right)^2 \right] \cdot \left(\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_0} \cos\Omega t \right)^2 \cdot J_0^2(m) \cdot \cos^2(\omega_0 t); \quad (12.31)$$

– безпосереднім виміром при максимальному значенні сигналу подвоєної частоти модуляції:

для прохідного резонатора з урахуванням (12.10) і (12.30):

$$U_{np} = \frac{P_r \cdot K_c \cdot S_d \cdot R_d \cdot \beta_1 \cdot \beta_2}{(1 + \beta_1 + \beta_2)^2} \cdot \left(\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega} \right)^2 \cdot J_0(m) \quad (12.32)$$

для відбивного включення резонатора з урахуванням (12.14) і (12.31):

$$U_{отр} = P_r \cdot K_c \cdot S_d \cdot R_d \cdot \left(\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega} \right)^2 \cdot J_0^2(m) \quad (12.33)$$

– фіксацією величини зсуву максимального сигналу подвоєної частоти модуляції, пропорційної зсуву резонансної частоти.

Кращим є третій варіант, оскільки при його використанні немає необхідності в постійному вимірюванні значення надвисокої частоти і обчисленні її зсуву, а досить лише знання її початкового значення. Однак для цього необхідно провести додатковий аналіз характеру зміни сигналу при відхиленні його частоти від резонансної частоти резонатора.

Проведення додаткового аналізу необхідно також і для визначення методу вимірювання змін добротності вимірювального резонатора.

Співвідношення для сигналів у цьому випадку можна переписати таким чином:

$$s_{np}^*(t) = \frac{1}{1 + \left(\frac{\Delta\omega_{\tilde{a}} + \Delta\omega \cos \Omega t}{\Delta\omega_0} \right)^2} \cdot \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k^2(m) \cdot \cos^2(\omega_0 + k\Omega)t \quad (12.34)$$

$$s_{i\delta\delta}^*(t) = \frac{1}{1 + \left(\frac{\Delta\omega_{\tilde{a}} + \Delta\omega \cos \Omega t}{\Delta\omega_0} \right)^2} \cdot \left(\frac{\Delta\omega_{\tilde{a}} + \Delta\omega \cos \Omega t}{\Delta\omega_0} \right)^2 \cdot \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k^2(m) \cdot \cos^2(\omega_0 + k\Omega)t, \quad (12.35)$$

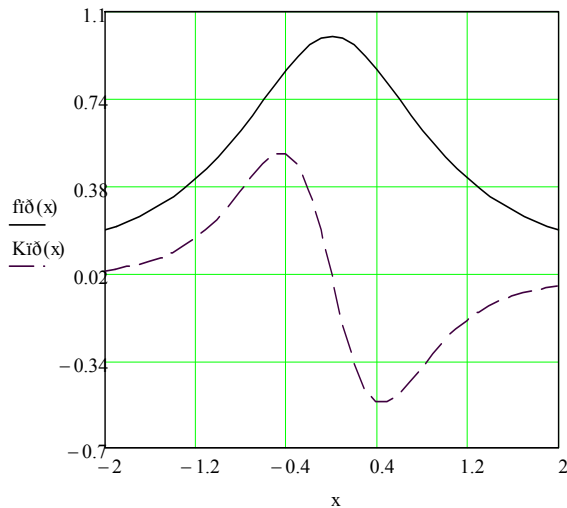
де $\Delta\omega_r$ – деякий фіксований зсув частоти вимірювального генератора відносно резонансної частоти РВП.

При $\Delta\omega_r > \Delta\omega$ резонатор виступає в ролі частотного детектора, який перетворює зміни частоти в зміни амплітуди. Величина коефіцієнта перетворення буде при цьому визначатися крутизною скатів амплітудно-частотної характеристики резонатора і буде, як показано вище, максимальною при $\Delta\omega_r = \Delta\omega_0$.

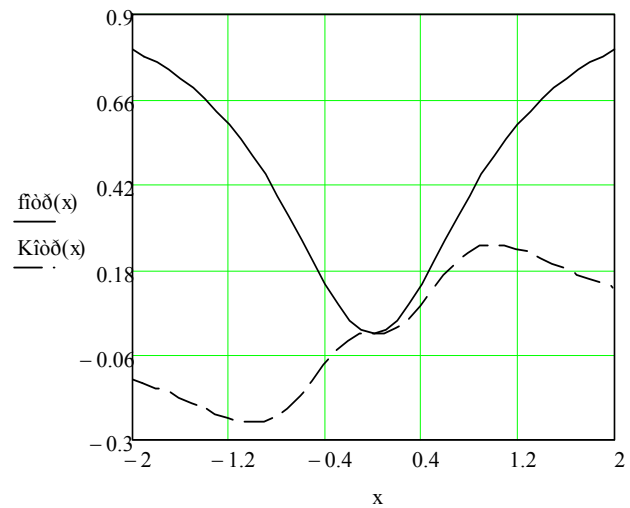
Нормоване значення коефіцієнта перетворення можна знайти з наступних виразів:

$$K_{\text{пр}}(x) = f_{\text{пр}}(x) \cdot \frac{df_{\text{пр}}(x)}{dx}; \quad K_{\text{від}}(x) = f_{\text{від}}(x) \cdot \frac{df_{\text{від}}(x)}{dx}. \quad (12.36)$$

На рис. 12.9 наведені графіки відповідних функцій.



а



б

Рисунок 12.9 – Залежності передавальних (суцільні лінії) і похідних (пунктирні лінії) передавальних функцій резонатора при прохідному (а) і відбивному (б) включенні

Для максимального сигналу на частоті модуляції на виході детектора можна записати :

$$U_{\text{пр}} \cong \frac{P_r \cdot K_c \cdot S_d \cdot R_d \cdot \beta_1 \cdot \beta_2}{(1 + \beta_1 + \beta_2)^2} \cdot \frac{2}{\left[1 + \left(1 + \frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_0}\right)^2\right]^3} \cdot \left(1 + \frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_0}\right) \cdot J_0^2(m), \quad (12.37)$$

$$U_{\text{пр}} \cong \frac{P_r \cdot K_c \cdot S_d \cdot R_d}{\left[1 + \left(1 + \frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_0}\right)^2\right]^3} \cdot \left(1 + \frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_0}\right)^3 \cdot J_0^2(m). \quad (12.38)$$

З урахуванням $\Delta\omega \ll \Delta\omega_0$ з (2.34) і (12.38) можна отримати, що максимальне значення амплітуди сигналу моделюючої частоти на детекторі буде пропорційно відношенню $(\Delta\omega/\Delta\omega_0)$, а відношення змінної складової на частоті Ω до постійної складової, що виконує роль зсуву на детекторі, буде також пропорційно цій величині. У свою чергу величина постійної складової сигналу буде головним чином визначатися потужністю використовуваного вимірювального генератора і повинна регулюватися для того, щоб постійний струм зсуву на детекторному діоді не перевищував оптимальне значення в кілька десятків мкА.

Виходячи з усього, розглянутого вище, можна обґрунтувати вибір параметрів ЧМ сигналу і принципів побудови вимірювальних схем.

Оскільки діапазон робочих частот лежить в області десятків гігагерц, то найбільш придатними вимірювальними коливальними системами є об'ємні резонатори, які зазвичай мають добротності $10^3 \dots 10^4$. Якщо ставиться задача створення вимірювальної установки, яка працює в широкому діапазоні частот без заміни вимірювального резонатора, то найбільш придатними є п-чвертьхвильові коаксіальні або спіральні резонатори, що збуджуються на відповідних чвертьхвильових резонансах. До того ж при такій конструкції резонатора простіше забезпечити з'єднання з мікрозондом.

Для впевненої фіксації положення сигналу на резонансній кривій необхідно, щоб зміни частоти сигналу вимірювального генератора при ЧМ знаходилися в межах порядку 0,01 від смуги пропускання резонатора, тобто девіація частоти при обраному типі резонаторів при добротності $\sim 10^4$ повинна лежати в межах від 10 до 100 кГц. Причому, чим менше буде це значення, тим точніше буде фіксація положення сигналу на резонансній кривій і менше похибка при визначенні зміни величини смуги пропускання і, відповідно, зміни добротності.

З іншого боку, мале значення девіації частоти може привести до дуже малої амплітуди сигналу подвоєної модулюючої частоти при визначенні частоти резонансу (12.32), (12.33). Отже, девіація частоти повинна

представляти величину від одиниць до десятків кГц. У той же час для забезпечення прийнятних значень сигналу подвоєної частоти модуляції і очищення спектра ЧМ сигналу від гармонік модулюючої частоти необхідно, щоб значення $J_0(m)$ в (12.32), (12.33), (12.37) і (12.38) також були досить великими. Це можливо при $m \leq 1$. Таким чином, частота модуляції сигналу повинна вибиратися більшою девіації частоти $\Omega \approx (1...5) \Delta\omega_d$.

Підставляючи відповідні значення у формули (12.32), (12.33), (12.37) і (12.38) можна отримати оціночні числові значення для сигналів на виході детекторів. Наприклад, за умови оптимального значення струму зсуву на детекторі, обумовленого постійною складовою НВЧ сигналу, порядку декількох десятків мкА, величина струмів, які відповідають максимальному значенню сигналу на частоті 2Ω буде в $10^3...10^5$, а для максимального сигналу на частоті Ω в $10^2...10^3$ раз менше. Однак, при цьому також необхідно враховувати, що зсув, обумовлений наявністю постійної немодульованої складової НВЧ сигналу, буде змінюватися в залежності від налаштування на резонанс або боковий скат АЧХ резонатора (див. (12.30), (12.31) з урахуванням (12.10) і (12.14); (12.37), (12.38).

Таким чином, перевагою модуляційних схем є можливість більш точної фіксації настройки на резонансну частоту і відповідні бокові частоти, а також можливість посилення інформаційних сигналів на проміжних частотах і зниження за рахунок цього шумів вимірювальної схеми.

Однак інформаційні сигнали в таких схемах при підвищених вимогах до точності вимірювань малі і вимагають додаткового посилення.

Крім того, як і у випадку з прямими методами, в модуляційних схемах також необхідний високостабільний з можливістю низькочастотної ЧМ вимірювальний НВЧ генератор, що перебудовується.

12.4 Вимірювальні системи з автопідстроюванням частоти

Одним з можливих рішень вимірювальної системи, які дозволяють знизити вимоги до вимірювального НВЧ генератора, може бути система вимірювання на основі пристрою автогенераторного типу, в якій РВП включається в коло зворотного зв'язку НВЧ підсилювача або є складовою частиною коливального контуру НВЧ генератора. У такому пристрої стабільність частоти визначатиметься характеристиками вимірювального резонатора, а зміна генеруємої частоти буде пов'язана зі зміною його резонансної частоти. Така система дуже зручна для вимірювання зсувів резонансної частоти, однак не може бути використана для відстеження значних зсувів частоти, так як при цьому необхідно вводити додаткові елементи в схему (перебудовувані атенюатори і фазообертачі) і робити їх додаткове підстроювання. Крім того, в автогенераторних схемах досить складно реалізувати вимірювання добротностей менше 10^5 [185].

Системи автопідстроювання частоти з використанням НВЧ дискримінаторів на основі об'ємних резонаторів [195], в якості яких можуть бути використані резонансні вимірювальні перетворювачі, представляються досить перспективними для створення на їх основі систем формування інформаційних сигналів δf_p і δQ_n .

В локальній мікрохвильовій діагностиці на основі резонаторних мікрозондів сигнали сканування формуються з фундаментальних сигналів вимірювальної інформації РВП, що проявляється через зміни його добротності δQ і резонансної частоти δf при скануванні об'єкта.

Для цього використовуються різні схеми включення РВП в НВЧ тракт (на прохід або відбиття), а також різні способи виділення зазначених змін.

У ході виконання роботи були апробовані 3 можливих варіанти формування сигналів сканування, які розрізняються функціонуванням НВЧ пристрою ЛМД і післядетекторною обробкою [190].

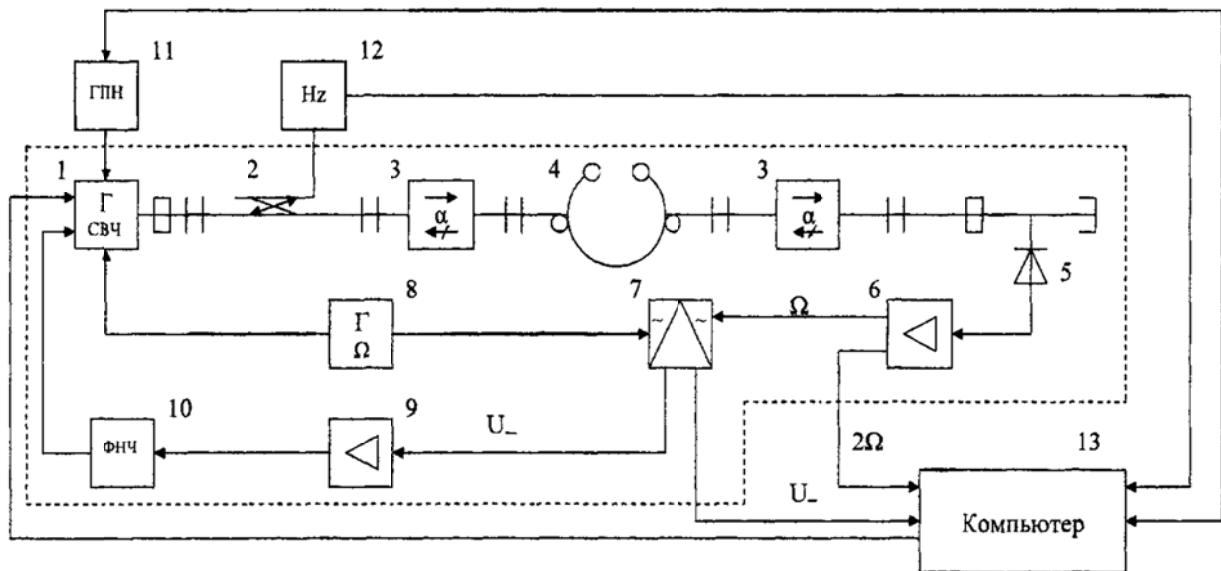
Перший варіант, функціональна схема якого представлена на рис. 12.10, носить назву НВЧ система ЛМД на основі генератора з АПЧ по РВП. Він використовується в багатьох розробках ЛМД з резонаторним микрозондом [149, 188, 196]. Однак у цих роботах практично відсутня теоретична оцінка його граничних можливостей і розрахункові співвідношення для градуювальних характеристик. Доцільно заповнити цю прогалину в цьому традиційному варіанті.

Формування сигналів сканування у відповідності зі схемою рис.12.10 відбувається наступним чином.

В якості НВЧ генератора в ЛМД використовується твердотільний генератор з можливістю електричної перебудови і модуляцією частоти, який охоплений системою автоматичної її настройки на резонансну частоту РВП модуляційного типу (виділена на схемі пунктирною лінією) [195, 197].

Працює розглянута система АПЧ таким чином. Від генератора модулюючої частоти 8 напруга подається на елемент, який керує частотою стабілізованого генератора НВЧ 1 для здійснення неглибокої частотної модуляції. Частотно-модульований сигнал через погоджувальний пристрій – феритовий вентиль 3 поступає в резонатор 4, на виході якого через феритовий вентиль включений детектор 5. Після детектора сигнал посилюється в підсилювачі модулюючої частоти 6 і надходить на фазовий детектор 7, куди як опорна напруга подається напруга від генератора модулюючої частоти.

При середній частоті генератора, що дорівнює резонансній частоті резонатора, напруга помилки на виході детектора відсутня. Чим більше різниця частот генератора і резонатора (поблизу f_0), тим більше амплітуда напруги модулюючої частоти. При збільшенні Δf змінна напруга досягає максимуму, а потім зменшується. Фаза напруги проміжної частоти залежить від знака Δf .



1 – вимірювальний генератор; 2 – спрямований відгалужувач; 3 – феритові вентилі; 4 – резонансний вимірювальний перетворювач; 5 – детектор; 6 – підсилювач частот модуляції; 7 – фазовий детектор; 8 – генератор модулюючої частоти; 9 – підсилювач сигналу помилки на постійному струмі; 10 – фільтр нижніх частот; 11 – генератор пилоподібної напруги; 12 – частотомір; 13 – комп'ютер

Рисунок 12.10 – Функціональна схема НВЧ системи на основі генератора з АПЧ по РВП

Після порівняння сигналів з виходу підсилювача частоти модуляції і від опорного генератора модулюючої частоти в фазовому детекторі на його виході буде присутній сигнал помилки на постійному струмі, величина якого також буде визначатися величиною відхилення частоти генератора від частоти резонатора, а полярність - знаком відхилення. Після посилення в УПТ 9, фільтрації в ФНЧ 10 сигнал надходить на елемент, який керує частотою стабілізованого НВЧ генератора, і перебудовує його до тих пір, поки частота генератора не стане рівною частоті резонатора. Відгалужувач 2 призначений для відгалуження частини потужності генератора для вимірювання початкового значення частоти за допомогою частотоміра 12.

Генератор пилкоподібної напруги 11 використовується для попереднього налаштування схеми.

При цьому сигнал сканування, що пов'язаний з $\delta f/f_0$, виділяється у вигляді сигналу помилки після фазового детектора 7.

Величина його в загальному випадку визначається виразом

$$\frac{\delta f}{f_0} \cong \frac{\delta f_r}{f} \cong \frac{\delta U(\delta f_0) \cdot S}{f_0}, \quad (12.39)$$

де $\delta U(\delta f_0)$ – напруга сигналу помилки, що використовується для підстроювання частоти вимірювального генератора;

S – крутизна перебудови частоти вимірювального генератора.

У роботі пропонується унормувати її за величиною $\Delta f/f$, що виміряна один раз на установчому експерименті. У підсумку

$$\frac{\delta U(\delta f)}{\Delta U(\Delta f)} = \frac{\delta f/f_0}{\Delta f/f_0}. \quad (12.40)$$

Сигнал сканування, що пов'язаний з $\Delta Q/Q$, виділяється у вигляді напруги на НВЧ детекторі на частоті 2Ω , посилюється вузькосмуговим підсилювачем і далі надходить на систему обробки.

Вирази для чисельного визначення величини цього сигналу в літературі відсутні. Тому визначимо його також з орієнтацією на доцільність нормування по типу (12.40).

Напруга сигналу на детекторі може бути представлена співвідношенням (12.10).

Для потужності ЧМ сигналу можна записати

$$P_{\Gamma}^{\text{ЧМ}} \cong P_{\Gamma} \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k^2(m) \cos^2(\omega_{\Gamma} + k\Omega)t, \quad (12.41)$$

де $J_k(m)$ – функція Бесселя першого роду від аргументу m ;

$m = \Delta\omega_d / \Omega$ – індекс частотної модуляції;

$\Delta\omega_d$ – девіація частоти вимірювального генератора;

Ω – частота модуляції.

При $m < 1$

$$P_r^{CM} \approx J_0^2(m). \quad (12.42)$$

Вираз (12.10) з урахуванням (12.42) при $\omega_r = \omega_0$, $\Delta\omega = \Delta\omega_d \cos \Omega t$ і квадратичності характеристики детектора ($n = 2$) перетворюється в наступний вигляд

$$U_d \approx \frac{4\beta_1\beta_2 J_0^2(m) P_r K_c S_d R_d}{(1 + \beta_1 + \beta_2)^2} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2Q_H \Delta\omega_d \cos \Omega t}{\omega_0} \right)^2}}. \quad (12.43)$$

При $\Delta\omega_d \ll \omega_0$

$$U_d \approx A_0 \left[1 - 2 \left(\frac{Q_H \Delta\omega_d}{\omega_0} \right)^2 - 2 \left(\frac{Q_H \Delta\omega_d}{\omega_0} \right)^2 \cos 2\Omega t \right]. \quad (12.44)$$

Перший доданок у квадратних дужках співвідношення (12.44) буде визначати величину постійного зсуву на НВЧ детекторі. Другий доданок визначає амплітуду інформаційного сигналу на частоті 2Ω , який може бути виділений і посилений за допомогою селективного підсилювача і використаний для визначення величин Q_H і ω_0 :

$$U_d^{2\Omega} \approx A_0 \cdot \frac{Q_H^2 \cdot (\Delta\omega_d)^2}{\omega_0^2}. \quad (12.45)$$

При зміні добротності РВП $\delta Q_H = Q_{H1} - Q_{H2}$:

$$\delta Q_D^{2\Omega} \approx A_0 \cdot \frac{(\Delta\omega_d)^2}{\omega_0^2} (Q_{H1}^2 - Q_{H2}^2) \quad (12.46)$$

і, відповідно,

$$\frac{\delta U_D^{2\Omega}}{U_D^{2\Omega}} \approx \frac{(Q_{H1}^2 - Q_{H2}^2)}{Q_{H1}^2} \quad (12.47)$$

При $Q_{H1} \sim Q_{H2}$ або $\delta Q_H \ll Q_{H1}, Q_{H2}$

$$\frac{\delta U_D^{2\Omega}}{U_D^{2\Omega}} \approx \frac{2\delta Q_H}{Q_H} \quad \text{або} \quad \frac{\delta Q_H}{Q_{H1}} \approx \frac{\delta U_D^{2\Omega}}{2U_D^{2\Omega}}. \quad (12.48)$$

Величину відносної зміни добротності також як для $\delta f/f_0$ (12.40) можна нормувати по каліброваній зміні добротності для еталонного об'єкта дослідження.

Особливістю розглянутої схеми формування сигналів є те, що автопідстроювання частоти вимірювального НВЧ генератора і робота в режимі суміщення його частоти з резонансною частотою РВП дають можливість знизити вплив на інформаційний сигнал шумів, обумовлених частотними флюктуаціями генератора, використання інформаційного сигналу на частоті 2Ω дозволяє зменшити складову шуму детектора, пропорційну $1/f$, а селективне посилення – смугу шумів, що підсилюються.

Експериментальні дослідження показали, що сигнали $\delta U^{2\Omega}$ при скануванні недостатньо великі для забезпечення високої чутливості по неоднорідності $\text{tg}\delta$ і пов'язаних з ним інших параметрів об'єкта (фотопровідність, час життя носіїв тощо). Збільшення їх можливо при

збільшенні девіації частоти (1.50), але це, в свою чергу, веде до небажаних викривлень інформаційних сигналів за рахунок збільшення шумів, обумовлених частотними флюктуаціями сигналу генератора, погіршення спектра ЧМ сигналу і розбалансування системи АПЧ [190].

Тому необхідний пошук альтернативних варіантів формування обох сигналів сканування.

Система АПЧ з відбивним включенням РВП (рис. 12.11) функціонуватиме аналогічно системі з прохідним включенням, оскільки і в цьому випадку сигнал на частоті модуляції Ω також буде міняти фазу і амплітуду залежно від напрямку і величини зміни частоти [190].

Відбивне включення РВП можна забезпечити за допомогою феритового циркулятора або відгалужувача 2 (рис. 12.11).

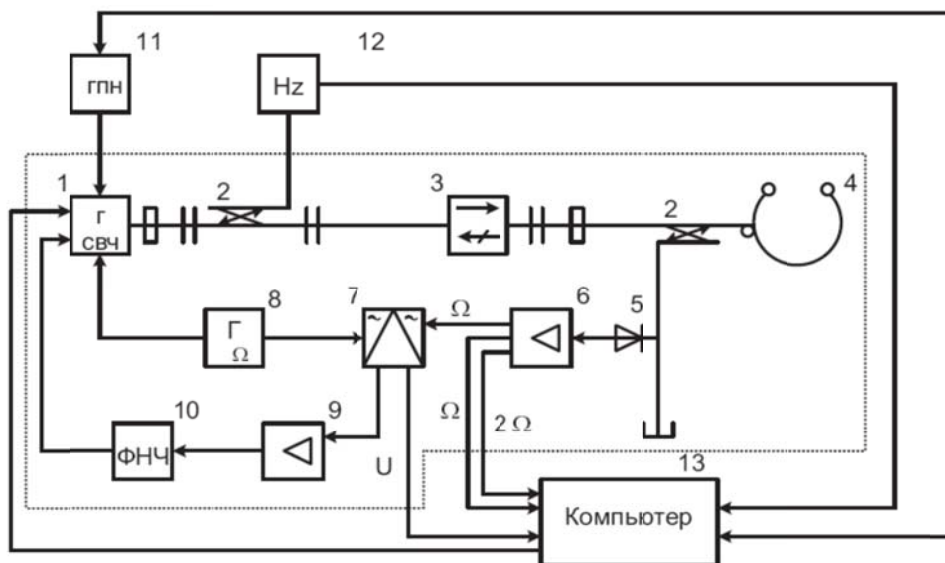


Рисунок 12.11 – Функціональна схема НВЧ системи на основі генератора з АПЧ по РВП з відбивним включенням резонатора

Величина δf при цьому визначається також з використанням співвідношень (12.37) і (12.40).

Для відбивного включення РВП можна записати:

$$U_d = P_r \cdot K_c \cdot S_d \cdot R_d \cdot K_p^{n/2} + P_r \cdot K_{разв} \cdot S_d \cdot R_d, \quad (12.49)$$

де $K_{разв}$ – коефіцієнт розв'язки спрямованого відгалужувача (або циркулятора).

З урахуванням виразів (12.41) і (12.42) і припущень, що прийняті раніше, для відбивного включення РВП (рис.12.11) можна отримати співвідношення, подібне (12.45)

$$U_d = A_1 \left\{ 1 - \frac{4\beta}{(1+\beta)^2} \left[1 - 2 \left(\frac{Q_H \Delta \omega_d}{\omega_0} \right)^2 - \right. \right. \\ \left. \left. - 2 \left(\frac{Q_H \Delta \omega_d}{\omega_0} \right)^2 \cos 2\Omega t \right] \right\} + A_1 K_{разв}, \quad (12.50)$$

де $A_1 = J_0^2(m) \cdot P_r \cdot K_c \cdot S_d \cdot R_d$.

При $\beta = 1$ з урахуванням (12.15)

$$U_d \approx A_1 \left[2 \left(\frac{Q_H \Delta \omega_d}{\omega_0} \right)^2 + 2 \left(\frac{Q_H \Delta \omega_d}{\omega_0} \right)^2 \cos 2\Omega t \right] + A_1 K_{разв}. \quad (12.51)$$

Сигнал на частоті 2Ω , в даному випадку також може бути виділений і посилений за допомогою селективного підсилювача і використаний для визначення величин δQ_H відповідно до співвідношень (12.45) – (12.48).

Залишаючи схему, наведену на рис.2.6, практично незмінною можна величину $\delta f/f$ як завжди визначати за величиною сигналу підстроювання частоти генератора з урахуванням формули (12.39), а формування сигналу $\delta Q/Q$ здійснюється по зміні коефіцієнта передачі РВП в резонансі.

При цьому система АПЧ по РВП використовується для підтримки рівності частот вимірювального генератора і РВП, а інформаційний сигнал

сканування виходить з варіації амплітуди сигналу, який проходить через РВП і детектується детектором 5.

Для сигналу на виході з урахуванням (12.43) і рівності коефіцієнтів зв'язку ($\beta = \beta_1 = \beta_2$) можна записати

$$U_0 \approx A_0 \left(\frac{2\beta}{1+2\beta} \right)^2 \frac{P_{\text{вх}} - P_{\text{пот.р}}}{P_{\text{вх}}} \quad (12.52)$$

де $P_{\text{вх}}$ – потужність вхідного сигналу;

$P_{\text{пот.р}}$ – потужність втрат в резонаторі (РВП).

У разі появи додаткових втрат, пов'язаних зі сканованим зразком $\Delta P_{\text{обр}}$, вираз (12.52) можна переписати у вигляді

$$U_1 \approx A_0 \left(\frac{2\beta}{1+2\beta} \right)^2 \frac{P_{\text{вх}} - (P_{\text{пот.р}} + \Delta P_{\text{обр}})}{P_{\text{вх}}} \quad (12.53)$$

Використовуючи вираз (12.52) і (12.53) можна отримати

$$\frac{\Delta U}{U_0} = \frac{U_0 - U_1}{U_0} = \frac{(P_{\text{втр.р}} + \Delta P_{\text{зр}}) - P_{\text{втр.р}}}{P_{\text{втр.р}}} = \frac{Q_0 - Q_1}{Q_0} = \frac{\Delta Q}{Q_1}, \quad (12.54)$$

де Q_0, Q_1 – відповідної добротності РВП.

З виразу (12.54) можна отримати такі співвідношення:

$$\frac{\Delta U + \delta U}{U_0} = \frac{\Delta U}{U_0} \left(1 + \frac{\delta U}{\Delta U} \right) = \frac{\Delta Q + \delta Q}{Q_1} = \frac{\Delta Q}{Q_1} \left(1 + \frac{\delta Q}{\Delta Q} \right), \quad (12.55)$$

$$\frac{\delta U}{\Delta U} = \frac{\delta Q}{\Delta Q}, \quad (12.56)$$

де ΔU – зміна амплітуди вихідного сигналу, який відповідає заданій зміні добротності ΔQ ;

δU – зміна амплітуди вихідного сигналу, який відповідає зміні величини добротності РВП δQ при скануванні.

Видно, що в цьому варіанті вимірювальної системи інформаційний сигнал, що пов'язаний з величиною δQ , буде значно більше, ніж у першому випадку.

Третій варіант формування сигналів сканування $\delta f/f$ і $\delta Q/Q$ реалізується на основі модернізації схеми, наведеної на рис. 12.10.

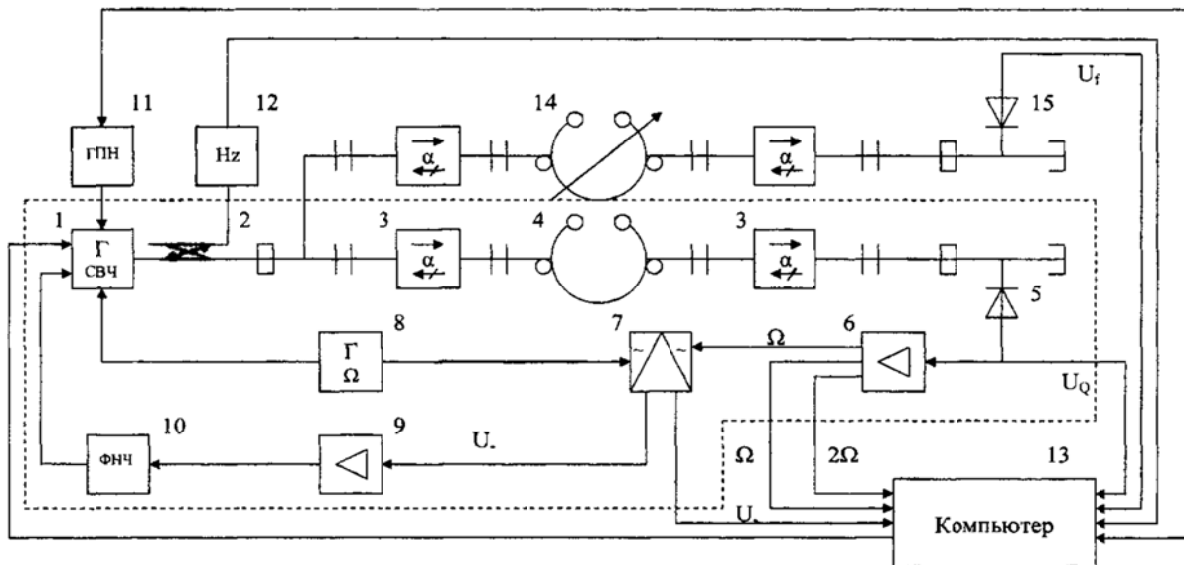
Зберігаючи НВЧ генератор з системою АПЧ по РВП, пропонується використовувати формування сигналу $\delta Q/Q$ по зміні напруги подвоєної частоти модуляції при настроюванні на частоту резонансу РВП, а $\delta f/f$ визначати по зміні коефіцієнта передачі додаткового високодобротного резонатора, використовуваного як дискримінатор. Для цього його робоча точка повинна знаходитися в точці максимальної крутості АЧХ. Функціональна схема реалізації такого двоканального варіанту формування сигналів сканування представлена на рис. 12.12.

Визначення величини δQ здійснюється за допомогою одного з каналів схеми, яка представляє собою фактично вимірювач, описаний вище (див. рис.12.10).

Другий канал використовується для перетворення зміни частоти генератора, які відбуваються при відстеженні системою АПЧ змін частоти РВП, в пропорційні зміни амплітуди, які фіксуються за допомогою детектора 15. Для цього в канал включається високодобротний перестроюваний резонатор 14.

Значення частоти, яка відповідає максимальному перетворенню змін частоти в зміни амплітуди, можна визначити для АЧХ перебудованого резонатора при аналізі першої та другої похідних його передавальної функції по узагальненому розстроюванню. Експериментально настройка на робочу

точку резонатора 14 здійснюється за максимальною величиною сигналу на частоті модуляції системи АПЧ, що фіксується за допомогою детектора 15.



1 – вимірювальний генератор; 2 – спрямований відгалужувач; 3 – феритові вентилі; 4 – резонансний вимірювальний перетворювач; 5, 15 – НВЧ детектори; 6 – підсилювач частот модуляції; 7 – фазовий детектор; 8 – генератор модулюючої частоти; 9 – підсилювач сигналу помилки на постійному струмі; 10 – фільтр нижніх частот; 11 – генератор пилоподібної напруги; 12 – частотомір; 13 – комп'ютер; 14 – додатковий резонатор з підстроюванням частоти

Рисунок 12.12 – Функціональна схема НВЧ системи на основі генератора з АПЧ по РВП

Для другого каналу вимірювальної схеми у випадку настройки додаткового резонатора 14 на максимальне перетворення змін частоти в зміни амплітуди (виконується при $a = 1$) можна отримати

$$U_d \cong A \frac{4}{\left[1 + \left(1 \pm \frac{2Q_H \Delta \omega}{\omega_0}\right)^2\right]^3} \left(1 \pm \frac{2Q_H \Delta \omega}{\omega_0}\right), \quad (12.57)$$

де ω_0 – значення резонансної частоти резонатора 14;

$\Delta\omega$ – зміна частоти вимірювального генератора в результаті спрацювання системи АПЧ на зміну частоти РВП.

При $\Delta\omega \ll \omega_0$ з (12.57) можна отримати

$$U_d \approx \frac{A}{2} \left(1 \pm \frac{4Q_n \Delta\omega}{\omega_0} \right). \quad (12.58)$$

Відповідно

$$\frac{\delta U_d}{U_d} = \frac{\delta\omega}{\Delta\omega} = \frac{\delta f}{\Delta f}. \quad (12.59)$$

Оцінимо величини сигналів на детекторі, які відповідають вимірним значенням δf і δQ для розглянутих схем.

При $\beta = \beta_1 = \beta_2 = 0,5$; $P_r \approx 1$ мВт; $K_c \approx 0,9$; $J_0^2(m) \approx 0,96$ (при $m = 0,3$); $S_d \sim 1$ мА/мВт; $R_d \sim 10^3$ Ом для амплітудного коефіцієнта A (12.43) отримаємо відповідно $\sim 0,215$ В.

Для першої схеми (рис. 12.10) сигнал помилки на постійному струмі, що пов'язаний з величиною δf , буде пропорційний $(2Q_i \Delta\omega_d / \omega_0)^2$. Оцінюючи цю величину при $Q_n \sim 10^3$, $\omega_0 \approx 2\pi \cdot 10^{10}$, $\Delta\omega_d \approx 2\pi \cdot 10^3$ отримаємо $\delta U_f \sim 0,8 \cdot 10^{-8}$ В.

Такого ж порядку величину можна отримати для U_Q (12.45), а для δU_Q відповідно $U_Q(\Delta Q/Q)$ В (12.48).

Для другого варіанту вимірювальної схеми при тих же технічних параметрах отримаємо також $\delta U_f \sim 0,8 \cdot 10^{-8}$ В, $\delta U_Q \sim 5 \cdot 10^{-2} (\Delta Q/Q)$ В (12.52) – (12.54).

У третьому варіанті вимірювальної схеми сигнал, що пропорційний δU_Q , буде порядку $0,8 \cdot 10^{-8}$ В при використанні для аналізу сигналу подвоєної частоти модуляції (як у першому варіанті) і $\sim 5 \cdot 10^{-2} (\Delta Q/Q)$ В при аналізі

зміни величини коефіцієнта передачі (другий варіант вимірювальної схеми), а сигнал $\delta f \sim 0,4 \cdot 10^{-4}$ В (12.58).

Таким чином, видно, що третя схема дозволяє отримувати на детекторі амплітуди сигналів, що значно перевищують аналогічні сигнали в першій схемі і сигнал, який відповідає δf в першій і другій. Однак реалізація такої схеми вимагає включення додаткових елементів (відгалужувач на два канали, узгоджувальні пристрої, додаткові резонатор і детектор). Крім того, оскільки інформаційні сигнали формуються на постійному струмі, на них будуть додатково накладатися власні $1/f$ шуми детектора, а для їхнього посилення необхідне використання підсилювачів постійного струму, які також додають шуми, що підсилюються в смузі частот, в корисний сигнал.

Використання інформаційних сигналів на частотах модуляції дозволяє зменшити внесок шумів за рахунок селективного посилення і вибору частоти модуляції. Амплітуда інформаційних сигналів на частотах модуляції може бути підвищена на два-три порядки за рахунок збільшення девіації частоти, однак це, в свою чергу, може привести до погіршення спектральних характеристик сигналу вимірювального генератора за рахунок збільшення індексу ЧМ.

Особливістю всіх трьох схем є також те, що інформаційні сигнали сканування будуть відтворюватись на детекторі при одночасній присутності сигналу постійної складової порядку 0,2 В, що, в свою чергу, буде визначати положення робочої точки детектора.

Отже, з наведеного розгляду можна зробити висновок, що потрібна для здійснення діелектрометрії біооб'єктів вимірювальна схема вкладається в традиційні функціональні форми загальної НВЧ діагностики матеріалів, однак потребує детального опрацювання щодо окремих функціональних елементів та зв'язків між ними, алгоритмів обробки інформаційних сигналів з урахуванням характеристик конкретних біооб'єктів, які підлягають дослідженню.

ВИСНОВОК

В основу досліджень, результати яких наведені у роботі, покладено той факт, що вода в найбільшій мірі впливає на діелектричну проникливість середовищ, у яких вона перебуває. Зі складними молекулами біологічної речовини вода може мати різноманітні за своєю природою зв'язки. А саме, диполь-дипольне тяжіння, дисперсійне тяжіння індуковане тяжіння. Вода може утримуватися іонами у вигляді гідратної оболонки, гідрофільними колоїдами і білками тканин у вигляді води набухання. У склад біологічних макромолекул, білків входить внутрішньомолекулярна (конституційна) вода. Це впливає як на дійсну так і на уявлену частину діелектричної проникності біологічних об'єктів.

Тому існує значний комплекс фізичних факторів, які пов'язані з отриманням інформації про стан біоб'єктів на підставі визначення кількості та розподілу вільної і вбудованої води у макромолекули біоречовин з використанням НВЧ сенсорів відносно біоб'єктів *in vivo* та *in vitro*, а також у період зовнішнього впливу на них, та відповідних до цих сенсорів вторинних перетворювачів.

Основні ідеї, які було використано при проведенні досліджень, ґрунтуються на фундаментальних принципах радіофізичних методів отримання значень дійсної та уявної частини діелектричної проникності у діапазоні частот релаксації макромолекул біосередовищ зі зв'язаною та вільною водою. Частота релаксації вільної води (при масі молекули 18 одиниць атомної ваги) розташована близько до 10 ГГц. Маса макромолекул біоречовини у десятки, сотні і тисячі разів більша. Тому пов'язана з частотою релаксації частота зміни тангенса кута втрат лежить значно нижче. Зміна втрат, враховуючи малу частку зв'язаної води, також незначна. Це обумовлює потребу у створенні чутливих широкодіапазонних сенсорів. Методики розв'язку електродинамічних задач визначення параметрів відкритих НВЧ сенсорів апертурного типу ґрунтуються на наступних

методах математичної фізики: метод функцій Гріна, метод часткових областей, метод розкладу полів по повним базисам ортогональних функцій, метод розділення змінних, метод алгебраїзації інтегральних рівнянь. Також це обумовлює потребу створення відповідних вторинних перетворювачів інформаційних сигналів указаних НВЧ сенсорів.

Розв'язання багатьох наукових задач здійснюється використанням аналітичних методів. Альтернативні чисельні методи надають можливості для точного розрахунку складних статичних та динамічних систем. Але вони не сприяють глибокому проникненню у фізичну сутність процесів, виявленню зв'язків між складовими системи, виявленню та розстановці по пріоритетах діючих фізичних факторів. Тому основні підходи рішення встановлених завдань спрямовані на подальше поглиблення теоретичних основ створення неруйнуючих, нетравмуючих методів контролю біооб'єктів, включаючи контроль при неруйнівному впливу на них НВЧ енергії. На заваді широкого застосування аналітичних методів та поглиблення теоретичних описів фізичних процесів стоїть значна громіздкість математичних перетворень. Єдиний шлях розв'язку таких задач є послідовне накопичення матеріалу. Кожний напрямок робіт, результати яких наведені в монографії, був призначений розв'язку окремої конкретної задачі, яка є кроком до отримання кінцевих результатів.

Запропоновано більш повні моделі відкритих коаксіальних сенсорів, які засновано на розв'язанні строгих інтегральних рівнянь, включенні у аналіз таких явищ, як втрати на випромінювання при діагностиці об'єктів, пошук та знаходження рішень щодо виключення, або зменшенні впливу похибок, які завдано невідповідністю форми та розташуванню зразка ідеальним геометричним пропорціям, впливом співвідношень розмірів апертури до роздільної здатності сенсора.

До особливостей проведених досліджень можна віднести комплексне використання наближених та строгих розрахунків параметрів відкритого коаксіального сенсору. Причому це стосується як проміжних даних

(розподілів полів) так і кінцевих характеристик (чутливості, роздільної здатності).

Обґрунтовано залежності роздільної здатності від параметрів апертури. Визначено залежності втрат на випромінювання розмірів апертури та відстані зразка від неї. Створено та апробовано макети як коаксіальних сенсорів, так і сенсорів прохідного типу для всебічного вимірювання параметрів еталонних біоматеріалів. Розглянуто можливість створення умов для впливу на об'єкти під час контролю. Проведено розробки щодо реалізації натурних макетів вимірювачів.

Результати висвітлені в роботі створюють основу для побудови практичних засобів неруйнівного контролю стану та умов функціонування різного роду біооб'єктів, у тому числі і мікророзмірних.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Приборы для неразрушающего контроля материалов и изделий: Справочник (в 2-х книгах) / Под ред. В.В.Клюева. – М.: Машиностроение, 1986. – Т.1. – 488 с.
2. Бензарь В.К. Техника СВЧ-влажнометрии / В.К.Бензарь. – Минск: Вышэйшая школа. – 1974. – 304 с.
3. Сакало С.М. Надвисокі частоти в медицині (терапія і діагностика): Навч. посіб. / С.М.Сакало, В.В.Семенець, О.Ю. Азархов. – Х.: ХНУРЕ; Колегіум, 2005. – 264 с.
4. Ахманаев, В. Б. Неразрушающие бесконтактные СВЧ резонаторные методы локального контроля электрофизических параметров полупроводниковых материалов / В. Б. Ахманаев, М. В. Детинко, Ю. В. Медведев, А. С. Петров и др. // Дефектоскопия. – 1986. – № 1. – С. 23–35.
5. Семенец В. В. Технология межсоединений электронной аппаратуры : учеб. для вузов / В. В. Семенец, Джон Кратц, И. Ш. Невлюдов, В. А. Палагин. — Х. : изд. «СМИТ», 2005. — 432 с.
6. Усанов Д.А. Измерение параметров полупроводников, микро- и наноструктур на СВЧ / Д.А.Усанов, А.В.Скрипаль, В.Б.Феклистов, С.Б.Вениг. – Саратов: СГУ. – 2007. – 140 с.
7. Лисовский В.В. Теория и практика сверхвысокочастотного контроля влажности сельскохозяйственных материалов / В.В.Лисовский. – Минск: УОБГАТУ. – 2005. – 292 с.
8. Гордиенко Ю.Е. Измерительные преобразователи для неразрушающего контроля электропроводности пленок в эпитаксиальных структурах np+ типа / Ю.Е.Гордиенко, Ю.И.Гуд, В.В. Старостенко // Электронная техника. Сер. 8. – 1974. – Вып. 9. – С. 112–118.
9. Гордиенко Ю.Е. Техника безэлектродного измерения электрофизических параметров полупроводниковых структур /

- Ю.Е. Гордиенко, Ю.И. Гуд, Ю.В. Попов // Заводская лаборатория. – 1977. – № 12. – С. 1494–1497.
10. Nyfors E. Industrial Microwave Sensors / E.Nyfors, P.Vainikainen. – Artech House, Inc. – 1989. – 351 p.
 11. Klein O. Microwave cavity perturbation technique / O.Klein, S.Donovan, M.Dressel. at all // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. – 1993. – Vol. 14. – № 12. – P. 2433–2517.
 12. Мищенко С.В. Проектирование радиоволновых СВЧ приборов неразрушающего контроля материалов / С.В.Мищенко, Н.А. Малков. – Тамбов: ТГТУ. – 2003. – 128 с.
 13. Chen L.F. Microwave electronics: Measurement and Materials Characterization / L.F. Chen, C.K.Ong, P.C. Neo, at all. // John Wiley & Sons, Ltd. – 2004. – 537 p.
 14. Гордиенко Ю.Е. Характеристики объемных СВЧ резонаторов, апертурно нагруженных слоистой полупроводниковой средой / Ю.Е. Гордиенко, Л.А. Овчаренко // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 1988. – Вып. 85. – С. 54–63.
 15. Гордиенко Ю. Е. Приближение заданного поля в задачах определения характеристик резонаторных СВЧ датчиков апертурного типа / Ю. Е. Гордиенко, А. Ю. Панченко, Р. С. Фар // Радиотехника. – 1998. – № 107. – С. 93–103.
 16. Гордиенко, Ю. Е. Вычисление комплексных резонансных частот СВЧ резонаторных датчиков апертурного типа / Ю. Е. Гордиенко, А. А. Рябухин // Радиоэлектроника и информатика. – 2001. – № 2. – С. 4–7.
 17. Gordienko Yu. E. Estimation of Numerical-Analytical Models of Microwave Cavity Detectors with a Coaxial Measuring Aperture / Yu. E. Gordienko, V.V.Petrov, F.M. Khammud // Telecommunications and Radio Engineering. – 2006. – Vol. 65, № 9-10. – P. 789 – 798.

18. Рябухин А.А. Электродинамические модели резонаторных сенсоров в СВЧ диагностике полупроводников / А.А. Рябухин // Дисс. канд. физ.-мат.наук. – Харьков: ХНУРЭ. – 2002. – 158 с.
19. Гордиенко Ю.Е. Улучшение метрологических характеристик СВЧ резонаторных измерителей влажности сыпучих материалов / Ю.Е.Гордиенко, А.И. Кочержин // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2001. – Вып. 120. – С. 131–134.
20. Гордиенко Ю.Е. Принципы разработки емкостных датчиков влажности газовых сред / Ю.Е. Гордиенко, Ю.И. Гуд, А.В. Пашков, Н.И. Слипченко // Радиоэлектроника и информатика: научн.-техн. журнал. – 2001. – № 2. – С. 38–41.
21. Гордиенко Ю.Е. Оценка направлений оптимизации СВЧ резонаторных датчиков контроля влагосодержания порошковых материалов электронной технологии / Ю.Е. Гордиенко, Ф.М. Хаммуд // Радиоэлектроника и информатика: научн.-техн. журнал. – 2004. – №2. – С. 34–38.
22. Батавин В.В. Измерение параметров полупроводниковых материалов и структур / В.В.Батавин, Ю.А.Концевой, Ю.В.Федорович. – М.: Радио и связь – 1985. – 264 с.
23. Кармазін В.В. Курс загальної фізики. Навчальний посібник / В.В.Кармазін, В.В. Семенець. – К.: Кондор. – 2008 – 760 с.
24. Grant E.N. Dielectric behavior of biological molecules in solution / E.N.Grant, R.J.Sheppard, G.R.South. – Oxford: Clarendon Press. – 1978. – 234 p.
25. Гауровиц Ф. Химия и функция белков / Ф.Гауровиц. – М.: Мир. – 1965. – 530 с.
26. Hasted J.B. Protein, amino acids and peptides as ions and dipolar ions. / J.B.Hasted, E.J. Cohn, J.T. Edsall.– N.Y.: 1943. – 256 p.

27. Челидзе Т.Л. Электрическая спектроскопия гетерогенных систем. / Т.Л.Челидзе, А.И.Деревянко, О.Д.Куриленко. – Киев: Наук. думка. – 1977. – 228с.
28. Ахадов Я.Ю. Диэлектрические свойства чистых гидкостей / Я.Ю.Ахадов. – М.: ГСССД, Изд-во Стандарт. – 1972. – 156 с.
29. Берлинер М.А. Измерения влажности / М.А.Берлинер. – М.: Энергия. – 1973. – 400 с.
30. Щеголева Т.Ю. Высокочастотные свойства твердых тел / Т.Ю.Щеголева. – Киев: Наук. думка. – 1985. – 252 с.
31. Щеголева Т.Ю. Исследование гидратации биополимеров методом СВЧ-диэлектрометрии: Автор. дисс. ... к.ф.-м.н. / Т.Ю. Щеголева.– М.: МГУ. – 1981. – 22 с.
32. Рогинский С.З. Адсорбция и катализ на неоднородных поверхностях / С.З. Рогинский. – М.,Л.: Изд-во АН СССР. – 1948. – 643 с.
33. Высоцкий З.З. Адсорбция и адсорбенты / З.З.Высоцкий, В.И.Галинская, В.И.Колычев и др. – Киев: Наук. Думка. – 1972. – вып. 1. – С. 46.
34. Щеголева Т.Ю. СВЧ-диэлектрометрия биополимеров и клеток. Дисс. ... д.ф.-м.н. / Т.Ю.Щеголева. – М.: МГУ. – 1988. – 344 с.
35. Митра Р. Вычислительные методы в электродинамике / Р.Митра. – М.: Издательство Мир. – 1977. – 485 с.
36. Van Bladel J. G. Electromagnetic fields / J. G. Van Bladel // John Wiley & Sons. – 2007. –Vol. 19. – P. 1149
37. Детинко М. В. Электродинамическая модель СВЧ-резонатора с кольцевым измерительным отверстием, нагруженного на многослойную полупроводниковую структуру / М. В. Детинко, С. А. Хоптяр // Известия вузов. Физика. – 1993. – №9. – С. 53–58.
38. Hyde M. W. Nondestructive characterization of PEC-backed materials using the combined measurements of a rectangular waveguide and coaxial probe / M. W.Hyde, A. E.Bogle, M. J. Havrilla // IEEE Microw. Wireless Compon.

- Lett. – 2014. – Vol. 24. – No. 11. – P. 808–810. DOI: 10.1109/TMTT.2015.2502242
39. Hyde M. W. Nondestructive electromagnetic material characterization using a dual waveguide probe: A full wave solution / M. W. Hyde, J. W. Stewart, M. J. Havrilla, W. P. Baker, E. J. Rothwell, Nyquist // Radio Science. – 2009. – Vol. 44 – No. 3. – P.1–13. DOI: 10.1029/ D. P. 2008RS003937
 40. Panchenko A.Yu. Modeling a small aperture resonator type microwave meter of substance parameters / A.Yu. Panchenko // Telecommunications and Radio Engineering. – 1998. – No.52. – Iss.8. – P. 118–121. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v52.i8
 41. Huang R. Analysis of open-ended coaxial probes by using a two-dimensional finite-difference frequency-domain method / R.Huang, D.Zhang // IEEE Trans. Instrum. Meas. – 2008. – Vol. 57. – No. 5 – P. 931–939. DOI: 10.1109/TIM.2007.913830
 42. Иванов В. К. Определение комплексной диэлектрической проницаемости жидкостей коаксиальными зондами с использованием подложек из метаматериала / В. К. Иванов, А.О. Силин, А. М.Стадник // Вісник Харківського національного університету ім. Каразіна. Серія Радіофізика та електроніка. Т. 2(16). – 2011. – №1. – С. 91-98.
 43. Hosseini M.H. Wideband Nondestructive Measurement of Complex Permittivity and Permeability Using Coupled Coaxial Probes / M.H. Hosseini, H. Heidar, M.H. Shams // IEEE Transactions on Instrumentation and Measuremen, 2017. – Vol. 66. – No.1. – P. 148–157. DOI: 10.1109/TIM.2016.2619958
 44. Hyde M.W. Nondestructive Determination of the Permittivity Tensor of a Uniaxial Material Using a Two-Port Clamped Coaxial Probe / M. W. Hyde, M. J. Havrilla, A. E. Bogle // IEEE Trans. Microwave Theory and Technique. – 2016. – Vol.64. – No.1. – P. 239–246. DOI: 10.1109/TMTT.2015.2502242
 45. Cenanic A. Measurement setup for non-destructive complex permittivity determination of solid materials using two coupled coaxial probes /

- A.Cenanovic, M.Schramm, L. Schmidt // IEEE MTT-S Int. Microw. Symp. Dig. 2011. – P. 1–4. DOI: 10.1109/MWSYM.2011.5972838
46. Yee L. K. Modelling of microwave elliptical and conical tip sensors for in vivo dielectric measurements / L. K. Yee, N. W. Hau, C. B. Kuan, P. Y. Nan, L. H. Sheng, L. E. Hock // RF and Microwave Conference (RFM), IEEE International – 2015. – pp. 222–226. DOI: 10.1109/RFM.2015.7587749
 47. Abdelgwad A. H. Measured Dielectric permittivity of chlorinated drinking water in the microwave frequency range / A. H. Abdelgwad, T.M. Said // Microwave Symposium (MMSIEEE) 15th Mediterranean. – 2015. – pp. 1–4. DOI: 10.1109/MMS.2015.7375497
 48. Wagner N. Numerical 3-D FEM and experimental analysis of the open-ended coaxial line technique for microwave dielectric spectroscopy on soil / N.Wagner, M.Schwing, A.Scheuermann // IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. – 2014. – Vol.52. – No 2. – pp. 880-893. DOI: 10.1109/SAS.2014.6798955
 49. Hyde. M. W. Broadband, nondestructive microwave sensor for characterizing magnetic sheet materials / M.W. Hyde., M.J. Havrilla // IEEE Sensors J. – 2016. – Vol.16, No 12. –P. 4740–4748. DOI: 10.1109/JSEN.2016.2548560
 50. Kempin M. Modified waveguide flange for evaluation of stratified composites / M. Kempin, M. Ghasr, J. Case, R. Zoughi // IEEE Trans. Instrum. Meas. – 2014. – Vol.63. – No.6. – P. 1524–1534. DOI: 10.1109/TIM.2013.2291952
 51. Думин А.Н. Дифракция нестационарной ТЕМ-волны на открытом конце коаксиального волновода / А.Н. Думин, В.А. Катрич, Н.Н. Колчигин, С.Н. Пивненко, О.А. Третьяков // Радиофизика и радиоастрономия. Т. 5. – 2000 – №1, С. 55–67.
 52. Boybay M.S. Open-ended coaxial line probes with negative permittivity materials / M.S.Boybay, O.M.Ramahi // IEEE Trans. Antennas Propag.– 2011. – Vol. 59, No. 5, pp. 1765–1769. DOI: 10.1109/TAP.2011.2123056
 53. Maftooli H. Output signal prediction of an open-ended coaxial probe when scanning arbitrary-shape surface cracks in metals / H. Maftooli, H.R. Karami,

- S.H.H. Sadeghi, R.Moini // IEEE Trans. Instrum. Meas. – 2012. – Vol. 61. – No.9. – P. 2384–2391. DOI: 10.1109/TIM.2012.2199193
54. Mingming Wen. Evaluation of influence of microwave radiation sensor in the form of an open end of the coaxial line on its metrological characteristics / Wen Mingming, Ch. Liu, A.Yu. Panchenko, N.I.Slipchenko // Telecommunications and Radio Engineering. – 2015. – No.74 (15). – P. 1355–1366. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v74.i15
55. Гордиенко Ю.Е. Резонаторные измерительные преобразователи в диагностике микрослоистых структур. / Ю. Е. Гордиенко // Радиотехника: Всеукр. міжвед. научн.-техн. сб. – 1996. – Вып. 100. – С. 253–260.
56. Lu Ch. An integral equation for the field distribution within the aperture plane of the coaxial sensor / Ch.Lu, A.Yu.Panchenko, M.I. Slipchenko // Telecommunications and Radio Engineering. – 2016. – No.75(7). –P. 587–594. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v75.i7 20
57. Панченко А.Ю. Коаксиальный сенсор открытого типа. Интегральное уравнение электрического поля в плоскости апертуры / А.Ю. Панченко, Чан Лю, О.Б. Зайченко, Н.И. Слипченко // Вісник НТУУ «КПІ». Серія Радіотехніка. Радіоапартобудування. – 2017. – Вип.69. – С.11-16
58. Jian-Zhong Bao. Microwave dielectric characterization of binary mixtures of water, methanol, and ethanol./ Jian-Zhong Bao, Mays L. Swicord, Christopher C. Davis // J. Chem. Phys. – 104. – 12. - 22 March 1996. – P. 4441-4450.
59. Satoru Mashimo. Structures of water and primary alcohol studied by microwave dielectric analyses./ Satoru Mashimo // J. Chem. Phys. – 95. – 9. - 1 November 1991. – P. 6257-6260.
60. Behrends R. Dielectric properties of glycerol/water mixtures at temperatures between 10°C and 50°C. / R. Behrends, K. Fuchs, and U. Kaatz, Y. Hayashi and Y. Feldman //J. Chem. Phys. – 124. – 144512. - 5 December 2006.

61. Engen G. F. An improved circuit for implementing the six-port technique of microwave measurements./ G. F. Engen // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. - 1977. - 12. - P. 1080-1083.
62. Ulker S. A Millimeter-Wave Six-Port Reflectometer Based on the Sampled-Transmission Line Architecture./ S.Ulker, R. M.Weikle // IEEE Microwave and Wireless Components Letters. - 2001. - 8. - P. 340-342.
63. Krasov P.S. Instrument for measuring the complex permittivity of biological objects / P.S. Krasov, E.A. Arkhipova // Telecommunication and Radio Engineering. -2009. -Vol.68. -№8. -P. 727-733.
64. Красов П.С. Одночастотный рефлектометр на основе четырехзондовой измерительной линии / П.С. Красов // Прикладная радиоэлектроника. - 2008. -№2. – С. 188-191.
65. Булгаков Б.М. Квазиоптический полупроводниковый генератор с радиально-волноводным возбуждением / Б.М.Булгаков, В.Н.Скресанов, А.И.Фисун, А.И.Шубный. // ПТЭ - 1987. - 1. - С.114-116.
66. Валитов Р.А. Радиотехнические измерения / Р.А. Валитов. //- М., Советское радио. - 1963. - 632с.
67. Бондаренко И.К Автоматизация измерений параметров СВЧ трактов / И.К.Бондаренко, Г.А.Дейнега, З.В.Маграчев. //- М., Советское радио. - 1969. - 304с.
68. Steinhauer D. E. Quantitative imaging of sheet resistance with a scanning near-field microwave microscope. / Steinhauer D. E., Vlahacos C. P., Dutta S. K., Feenstra B. J., Wellstood F. C., Anlage S. M. // Appl. Phys. Lett. – 1998. – № 72. – P. 861 – 863.
69. Гордиенко Ю. Е. Свойства четвертьволнового коаксиального СВЧ измерительного преобразователя для диагностики материалов / Ю. Е.Гордиенко, В.В. Петров, Д. А.Полетаев. // Радиотехника. – 2008. – № 154. – С. 61 – 66.

70. Слипченко Н.И. Волноводно-диэлектрические резонаторы сложной структуры. Аналитический расчет / Н.И. Слипченко // Радиоэлектроника и информатика. – 2004. – № 3. – С. 9-13.
71. Слипченко Н.И. Расчет цилиндрического резонатора с диэлектрической вставкой сложной структуры / Н.И. Слипченко // Радиоэлектроника и информатика. – 2004. – № 4. С. 18-20.
72. Бондаренко И.Н. Оценка осевой разрешающей способности СВЧ сенсора для исследований биологических объектов / Н.А. Мамедова, А.Ю. Панченко, И.Н. Светличная // Радиоэлектроника и информатика. 2018. № 4. С. 4–11.
73. Гордиенко Ю.Е. Теоретический анализ резонаторного СВЧ измерительного преобразователя тороидального типа / Ю.Е. Гордиенко, А.Ю. Панченко, А.А. Рябухин. // Радиотехника. – 2000. – Вып. 113. – С. 174-179.
74. Авакян О.М. Фармакологическая регуляция функции адренорецепторов. / О.М. Авакян // М.: Медицина. - 1988. – 256 с.
75. Введение в биомембранологию /Под ред. А.А. Болдырева. – М.: Изд-во МГУ, 1990. – 208с.
76. Стрюк Р.И. Адренореактивность и сердечно-сосудистая система. / Стрюк Р.И., Длусская И.Г. // М.: Медицина. – 2003. – 160с.
77. Щеголева, Т.Ю. Функциональная система связей аденилатциклазного комплекса эритроцитов / Т.Ю. Щеголева // Успехи современной биологии. -1997.- 117.-4.-С. 442-454.
78. Бунова С.С. Артериальная гипертония и адренореактивность: особенности у больных с ожирением./ Бунова С.С., Остапенко В.А., Николаев Н.А., Нелидова А.В., Кузюкова А.А., Трошкина Т.Г., Москвина Ю.В. // Бюллетень СО РАМН. - №1 (129). – 2008. – С.77-81.
79. Шоикимова Д.У. Адренорецепция клеточных мембран у беременных с нарушениями сердечного ритма./ Шоикимова Д.У. // Автореф. на соискание степени канд. мед. наук – 2008.

80. Бондаренко И.Н. Формирование сигналов сканирования в микроволновой микроскопии с резонаторным микрозондом. / И.Н.Бондаренко, Ю.Е. Гордиенко, С.Ю. Ларкин // Радиотехника. – 2009 - № 158. – с. 59 – 67.
81. Панченко А.Ю. Аналитическая модель четвертьволнового резонаторного сенсора для контроля патологий сердечно-сосудистой системы. // Н.И. Слипченко, А.Н. Бородкина / Физика и радиоэлектроника в медицине и экологии: мат. XI междунар. Научн.конф., 1-3 июня 2014 г. – Владимир-Суздаль, 2014. С. 193-197.
82. Панченко А.Ю. Особенности аналитической модели четвертьволнового резонаторного СВЧ сенсора для контроля сердечно-сосудистых патологий. // Н.И. Слипченко, А.Н. Бородкина / Материалы Международной Крымской конференции "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии", (КрыМиКо'2014), Севастополь, 8-13 сентября 2014 г. Т.2. С. 1051-1052.
83. Панченко А.Ю. Анализ структуры математической модели коаксиальных резонаторных СВЧ измерительных преобразователей // Н.И. Слипченко, А.Н. Бородкина / VIII Международной научной конференции «Функциональная база нанoeлектроники». Сборник научных трудов. – Харьков: ХНУРЭ. 2015. С.110-112.
84. Панченко А.Ю. Анализ распределений компонент электромагнитного поля для оценки разрешающей способности открытой измерительной коаксиальной апертуры // Лю Чан, Слипченко Н.И./ Сборник научных трудов IX Международной научной конференции «Функциональная база нанoeлектроники », Харьков-Одесса, 2017. С.91-94.
85. Панченко А.Ю. Аналитическая модель открытого коаксиального сенсора для контроля быстрых изменений в биологических жидкостях // Зайченко О.Б., Слипченко Н.И. / Тези доповідей 8-ої Міжнародної науково-технічної конференції “Сенсорна електроніка та мікросистемні технології” (СЕМСТ-8), Одеса, 28 травня – 1 червня 2018 р. С. 38.

86. Панченко А.Ю. Интегральное уравнение для распределения поля в плоскости апертуры коаксиального сенсора // А.Ю.Панченко, Лю Чан, Н.И. Слипченко / Радиотехника. – 2015.– Вып. 183. – С. 84-89.
87. Панченко А.Ю. Анализ свойств интегрального уравнения поля в апертуре открытого коаксиального сенсора // Лю Чан, Слипченко Н.И. / Радиотехника. – 2016.– Вып. 184. С. 164-169
88. Panchenko A.Yu. Analysis of the properties of the integral equation for the field distribution across the aperture of a coaxial sensor // Ch. Lu, Mykola I. Slipchenko / Telecommunications and Radio Engineering – 2016. – Vol.75 – Iss. 11 – P.969-977. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v75.i11.20
89. Krasov P.S. Sensitization of waveguide measuring cuvette for biological objects permittivity investigation / P.S. Krasov // Telecommunication and Radio Engineering. -2011. -Vol.70. -№6. - P.491-496.
90. Панченко, Б. А. Тензорные функции Грина уравнений Максвелла для цилиндрических областей / Б. А. Панченко, // Радиотехника. – 1970. – Вып. 15. – С. 82-91.
91. Tai C.T. Dyadic Green's functions for a coaxial line / C. T. Tai // IEEE Trans. of Antennas and Propagation. – 1983. – Vol. 48, N 2. – P. 355–358.
92. Кисунько Г.В. Электродинамика полых систем / Г.В. Кисунько // Л.: Изд. ВКАС. - 1949. – 426 с.
93. Ch. Liu. Electrodynamic sensor for assessing transformations of the state of water in biological objects / Ch. Lin, I.N. Bondarenko, A.Yu. Panchenko, N.I. Slipchenko // Telecommunications and Radio Engineering. 2018. – Vol. 77, N 12. – P.1103-1112.
94. Панченко А.Ю. СВЧ сенсор быстрых трансформаций свойств биологических жидкостей // Лю Чан, Бондаренко И.Н., Слипченко Н.И. / Радиоэлектроника и информатика. – 2018. – №2. – С.4-11.
95. Панченко А.Ю. Электродинамический сенсор определения состояния воды в биологических объектах // Лю Чан, Бондаренко И.Н., Слипченко Н.И. / Радиотехника. – 2018.– вып.194. С.104-111.

96. Ch. Liu. Simulation of the process of estimation of changes in the state of water in biological objects in the microwave range / Ch. Liu, I.N. Bondarenko, O.A. Derevyanko, A.Yu. Panchenko // Telecommunications and Radio Engineering. 2018. – Vol. 77, N 18. – P.1619-1629. doi: 10.1615/TelecomRadEng.v77.i18.40.
97. Mosig J. R. Reflection of open-ended coaxial line and application to nondestructive measurement of materials / J.R. Mosig, J.E. Besson, M. Gex-Fabry, F.E. Gardiol // IEEE Trans. Instrum. Meas. – 1981. – Vol. 30. – P. 46-51.
98. Misra D. K. A quasi-static analysis of open-ended coaxial lines / D.K. Misra // IEEE Trans. Microwave Theory Technol. – 1987. – Vol. 35. – P. 925-928.
99. Fan S. Static analysis of an open-ended coaxial line terminated by layered media / S. Fan, K.F.Staebell, D. K.Misra // IEEE Trans. Instrum. Meas. – 1990. – Vol. 39. – P. 435-437.
100. Данилов Г.Н. СВЧ ре-зонаторный метод измерения удельного сопротивления и толщины эпитаксиальных пленок / Г.Н. Данилов, В.М. Детинко, Н.В. Медведев, А.Д. Свирякина // Электронная техника. Сер.1. – 1982. – №6. – С. 63-67.
101. Gordienko Yu. E.Progress in semiconductor resistivity measurements using noncontact microwave test equipment / Yu. E. Gordienko, Yu. I. Gud, I.V. Sukhorukov // Telecommunications and Radio engineering. 1998. vol. 52, №3. p 12-15.
102. Гордиенко Ю.Е. Многопараметрический модуляционный СВЧ-датчик с емкостной измерительной апертурой / Ю.Е. Гордиенко, А.Ю. Панченко // Радиотехника. – 1999. – № 111. – С. 14-16.
103. Гордиенко Ю.Е. Одномодовые резонаторные измерительные преобразователи в общей теории СВЧ диагностики материалов / Ю.Е. Гордиенко, Ю.И. Гуд, Е.Ю. Корягина, Н.И. Слипченко // Радиоэлектроника и информатика. – 2007. – № 2. – С. 4-8.

104. Гордиенко Ю.Е. Численная оценка потерь на излучение в СВЧ резонаторных датчиках с коаксиальной апертурой / Гордиенко Ю.Е., Петров В.В. // Радиотехника. – 2006. – №146. – с. 187-191.
105. Гордиенко Ю.Е. Оценка влияния параметров конструкции на информационную способность резонаторных датчиков для измерения диэлектрической проницаемости / Ю.Е.Гордиенко, А.Ю.Панченко, А.А.Рябухин // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. - 2001. – Вып. 120. – С. 162-165.
106. Фелсен Л. Излучение и рассеяние волн. Том 1. Пер с англ. под ред. М. Л. Левина / Л. Фелсен, Н. Маркувиц // М.: Мир. – 1978. – 547с.
107. Панченко А.Ю. Ближнеполевой коаксиальный сенсор открытого типа. Оценка пространственной разрешающей способности измерительной апертуры // Лю Чан, Зайченко О.Б., Слипченко Н.И. / Вісник НТУУ «КПІ». Серія Радіотехніка. Радіоапаратобудування. – 2017. – Вип.71. – С.17-24.
108. Детинко М. В. Бесконтактные радиоволновые методы измерения электрофизических параметров полупроводниковых материалов / М. В. Детинко, Ю. В. Лисюк, Ю. В. Медведев, А. А. Скрыльников // Изв. Высш. уч. завед. «Физика». – 1992. – Т. 35, № 5. – С. 45–63.
109. Гордиенко Ю. Е. Электродинамические характеристики усовершенствованного резонаторного микронзонда для микроволновой микроскопии и микродиагностики / Ю. Е. Гордиенко, Г. И. Гуд, С. Ю. Ларкин, Д. А. Полетаев // Радиотехника. – 2009. – № 159. – С. 302–309.
110. Гордиенко Ю. Е. Свойства четвертьволнового коаксиального СВЧ измерительного преобразователя для диагностики материалов / Ю. Е. Гордиенко, В. В. Петров, Д. А. Полетаев // Радиотехника. – 2008. – № 154. – С. 61–66.
111. Гордиенко Ю.Е. Вклад колебательных и излучательных потерь в характеристики СВЧ преобразователей с коаксиальной измерительной

- апертурой / Ю.Е. Гордиенко, Ю.И. Гуд, Д.А. Полетаев // Радиотехника: Всеукр. міжвед. научн.-техн. сб. – 2009. – Вип. 157. – С. 108–114.
112. Jin J. M. A hybrid finite element method for scattering and radiation by microstrip antennas and arrays residing in a cavity / J. M. Jin, J. L. Volakis. // IEEE Trans. Antennas and Propagation. – Nov. 1991. – V. AP-39. – P. 1598–1604.
113. Chatterjee A. Edge based finite elements and vector ABC's applied to 3D scattering / A. Chatterjee, J. M. Jin, J. L. Volakis. // IEEE Trans. Antennas and Propagation. – Feb. 1993. – V. AP-41. – P. 221–226.
114. Jin J.M. A finite element-boundary integral formulation for scattering by three dimensional cavity backed apertures / J.M. Jin and J.L. Volakis // IEEE Trans. Antennas and Propagation. – Vol. AP-39. – Jan. 1991. – P. 97–104.
115. Yuan X. Three-dimensional electromagnetic scattering from inhomogeneous objects by hybrid moment and finite element method / X. Yuan // IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques. – Aug. 1990. – V. MTT-38. – P. 1053–1058.
116. Jin J. M. The Finite Element Method in Electromagnetics / J. M. Jin. – John Wiley & Sons, Inc. – New York, 1993.
117. Боровиков В. А. Геометрическая теория дифракции / В. А. Боровиков, Б. Е. Кинбер. – М.: Связь, 1978. – 247 с.
118. Cockrell C. R. Diffraction theory techniques applied to aperture antennas on finite circular and square ground planes / C. R. Cockrell, P. H. Pathak // IEEE Trans. Antennas and Propagation. – May 1974. – V. AP-22. – P. 443–448.
119. Pathak P. H. The dyadic diffraction coefficient for a perfectly conducting wedge / P. H. Pathak, R. G. Kouyoumjian // ElectroScience Lab., Ohio State Univ., Columbus, Rep. 2183-4. – June 5, 1970.
120. Rao S. M. Electromagnetic scattering by surfaces of arbitrary shape / S. M. Rao, D. R. Wilton, A. W. Glisson // IEEE Trans. Antennas and Propagation. – May 1982. – V. AP-30. – P. 409–418.

121. Harrington R.F. Time Harmonic Electromagnetic Fields / R.F. Harrington // McGraw Hill Inc, 1961.
122. Reddy C. J. Analysis of three dimensional cavity backed aperture antennas using a combined finite element method/ method of moments/geometrical theory of diffraction technique / C. J. Reddy, M. D. Deshpande,
123. C. R. Cockrell, F. B. Beck // NASA Technical Paper 3548. – November 1995.
124. Sarkar T. A limited survey of various conjugate gradient methods for solving complex matrix equations arising in electromagnetic interactions / T. Sarkar, K. Wang, E. Arvas // Wave Motion. – 1988. – V. 10. – P. 527–546.
125. Swift C. T. Input admittance of a coaxial transmission line opening onto a flat, dielectric covered ground plane / C.T. Swift. – NASA. Technical Report NASA TND-4158. – 1967.
126. Лепіх Я.І. Мікроелектронні датчики нового покоління для інтелектуальних систем: Довідник / Я.І.Лепіх, Ю.О. Гордієнко, С.В. Дзядевич та ін. // Одеса: Астропринт. – 2011. – 92 с.
127. Гордиенко Ю. Е. Информационное направление повышения разрешающей способности микроволновой микроскопии / Ю.Е. Гордиенко, С. И. Мельник, Н. И. Слипченко // Радиотехника. – 2006. – № 147. – С. 157–163.
128. Гордиенко Ю. Е. Алгоритм реконструкции изображений в ближнеполевой сканирующей микроволновой микроскопии / Ю.Е. Гордиенко, С.И. Мельник, Н.И. Слипченко, В.В. Петров, А.Л. Ищенко // Радиотехника. – 2007. – № 151. – С. 259–265.
129. Gordienko Yu.E. Electromagnetic properties of resonator microprobe for the scanning microwave microscopy / Yu.E. Gordienko, S.U. Larkin, A.M. Prokaza // Telecommunications and Radio Engineering. – 2011. – Vol.70. – №15. – P.1333-1342.
130. Гордиенко Ю.Е. Количественный анализ разрешающей способности зондовой сканирующей микроволновой микроскопии / Ю.Е. Гордиенко,

- С.Ю. Ларкин, О.П. Шиян // Прикладная радиоэлектроника. – 2012. – Т.11. – №3. – С.426-430.
131. Gordienko Yu.E. Quantitative estimation of physical processes at a contactless scanning microwave microscopy / Yu.E. Gordienko, S.Yu. Larkin, A.M. Prokaza // Telecommunications and Radio Engineering. – 2012. – Vol.71. – №3. – P.265-276.
132. Steinhauer D. E. Imaging of Microwave Permittivity, Tunability, and Damage Recovery in (Ba,Sr)TiO₃ Thin Films // D. E. Steinhauer, C. P. Vlahacos, C. Canedy, A. Stanishevski, J. Melngailis, R. Ramesh, F. C. Wellstood, S. M. Anlage // Appl. Phys. Lett. – 1999. – V. 75. – P. 3180–3182.
133. Gao C. Quantitative microwave near-field microscopy of dielectric properties / C. Gao, X.-D. Xiang // Rev. Sci. Instrum. – 1998. – V. 69, No. 11. – P. 3846–3851.
134. Гордиенко Ю.Е. Исследование электромагнитных свойств микрозонда на основе конусного коаксиального в сканирующей микроволновой микроскопии / Ю.Е. Гордиенко, С.Ю. Ларкин, Ю.И. Гуд, А.М. Проказа // Материалы 21-й Международной Крымской конференции «СВЧ техника и телекоммуникационные технологии», Севастополь, Украина, 2011, с.663-664.
135. Гордиенко Ю.Е. Бесконтактный режим работы при сканирующей микроволновой микроскопии / Ю.Е. Гордиенко, С.Ю. Ларкин, М.С.Е. Чхотуа // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2012. – Вып. 170. – С. 73-78.
136. Гордиенко Ю.Е. Роль зазора между зондом и объектом в сканирующей микроволновой микроскопии / Ю.Е. Гордиенко, С.Ю. Ларкин, М.С.Е. Чхотуа // Сб. научных трудов 5-й Международной научной конференции «Функциональная база нанoeлектроники», Харьков-Кацивели, 2012, с.201-204.
137. Бондаренко И.Н. О некоторых возможностях повышения добротности коаксиальных резонаторов / И.Н. Бондаренко, Ю.С. Васильев //

- Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2012. – Вып. 169. – С. 264-268.
138. Орлов С. И. Расчёт и конструирование коаксиальных резонаторов / С. И. Орлов. – М.: Радио, 1970. – 256 с.
139. Gordienko Yu. E. Electromagnetic Properties of Resonator Microprobe for the Scanning Microwave Microscopy / Yu.E. Gordienko, S.U. Larkin, A.M. Prokaza // Telecommunications and Radio Engineering. – 2011. – Vol.70. – P. 1333-1342.
140. Duewer Fred. Tip-sample distance feedback control in a scanning evanescent microwave microscope / Fred Duewer, et al. // Applied physics letters. – 1999. – Vol.74. – N 18. P.365-378.
141. Гордиенко Ю. Е. Методика микроволновой сканирующей томографии электрофизических свойств полупроводников / Гордиенко, Ю. Е., Мельник С. И. // Сб. материалов 20-й Крымской МНТК «СВЧ техника и телекоммуникационные технологии», г. Севастополь, 2010, с.721-722.
142. Xiang D. Quantitative complex electrical impedance microscopy by scanning evanescent microwave microscope / D. Xiang, C. Gao // Materials Characterization. – 2002. – №48.– P. 117–125.
143. Gordienko Y.E. Electromagnetic properties of resonator microprobe for the scanning microwave microscopy / Y.E. Gordienko, S.U. Larkin, A.M. Prokaza // Telecommunication and Radio Engineering. – 2011. – Vol. 70, № 15. – P. 1333–1342.
144. Imtiaz A. Effect of tip-geometry on contrast and spatial-resolution on the near-field microwave microscopy / A. Imtiaz, S.M. Anlage // Journal of Applied Physics. – 2006. – №100. – P.43041-43048.
145. Янпольский А.Р. Лабораторный вычислительный практикум. М.: ВИА.1968. 180 с.
146. Gordienko Yu.E. Analytical simulation of instrumentation performance of resonance probes in scanning microwave microscopy / Yu.E. Gordienko,

- S.Yu. Larkin, A.M. Prokaza // Telecommunications and Radio Engineering. – 2012. Vol.71. – №12. – P.1115-1123.
147. Гордиенко Ю.Е. Аналитическое приближение измерительных зависимостей резонаторных зондов для сканирующей микроволновой микроскопии / Ю.Е. Гордиенко, С.Ю. Ларкин, А.М. Проказа // Материалы 22-й Международной Крымской конференции «СВЧ техника и телекоммуникационные технологии», Севастополь, Украина, 2012, с.625-626.
148. Гордиенко Ю.Е. СВЧ толщинометрия неметаллических пленок в технологии электронного приборостроения. Часть 1. Анализ и сравнение СВЧ резонаторных измерительных преобразователей / Ю.Е. Гордиенко, Ю.И. Гуд, В.А. Арсентьев, Л.А. Овчаренко, И.Г. Главчев // Технология приборостроения. – 1989. – № 1. – С. 31–41.
149. Гордиенко Ю.Е. Ближнеполевой СВЧ датчик на основе конусного коаксиального резонатора / Ю.Е. Гордиенко, С.Ю. Ларкин, А.М. Яцкив // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2009. – № 159. – С. 309–314.
150. Chen L.F. Microwave Electronics: Measurement and Materials Characterization / L.F. Chen, C.K. Ong, C.P. Neo, V.V. Varadan, V.k. Varadan – John Willy & Sons, Ltd, 2004. – 537 p.
151. Федюнин П.А. Микроволновая термовлагодетрия / П.А. Федюнин, Д.А. Дмитриев, А.А. Воробьев, В.Н. Чернышов. Под ред. П.А. Федюнина – М.: «Издательство Машиностроение-1», 2004. – 208с.
152. Інтелектуальні вимірювальні системи на основі мікроелектронних датчиків нового покоління: монографія / Я. І. Лепіх, Ю. О. Гордієнко, С. В. Дзядевич та ін. ; за ред. Я. І. Лепіха. – Одеса : Астропринт, 2011. – 352с.
153. Бондаренко І.М. Мікрохвильові резонаторні апертурні сенсори: монографія / І.М. Бондаренко. – Харків: Видавець О.А. Мірошніченко, 2018. – 137 с.

154. Bondarenko I.N. Study into the resonator structures with microprobe sensing elements / I.N. Bondarenko, A. V. Borodin, Yu.S.Vasilyev, V.I. Karnaushenko // Eastern-European Journal of Enterprise Technologies. – 2018.– №6/5(96). – P. 6-13. ISSN 1729-3774, DOI: 10.15587/1729-4061.2018.150510.
155. Scanning Probe Microscopy: Electronic and Electromechanical Phenomena at the Nanoscale / Edited by S. Kalinin, A. Gruverman. – Springer Science Business Media, LLC, 2007. – 980 p.
156. Bondarenko I.N. Analysis of characteristics of resonant transducer for scanning microwave microscopy / I.N. Bondarenko, Yu.S. Vasiliev, A.M. Prokaza // Proc. of 21st International Crimean Conference Microwave & Telecommunication Technology (CriMiCo'2011), art. no. 6069099, pp. 665–666.
157. Wei T. Scanning tip microwave near-field microscope / T. Wei, X.D. Xiang, W.G. Wallace-Freedman, P.G. Schultz // Applied Physics Letters. – 1996. – Vol. 68, N 24, pp. 3506-3508.
158. Gao C. High spatial resolution quantitative microwave impedance microscopy by scanning tip microwave near-field microscope / C. Gao, T. Wei, F. Duewer, Y. Lu, X.D. Xiang // Applied Physics Letters. – 1997. – Vol. 71, N 13, pp. 1872-1874.
159. Bondarenko I.N. Systems of information signals shaping in cavity microwave microscopy / I.N. Bondarenko, Yu.Ye. Gordienko, Yu.S. Larkin // Proc. of 19th International Crimean Conference Microwave & Telecommunication Technology (CriMiCo'2009), art. no. 5293003, pp. 563-564.
160. Gordienko Yu.Ye. Biological objects parameters meter based on microwave microscope with coaxial resonant sensor / Yu.Ye. Gordienko, I.N. Bondarenko, N.I. Slipchenko // Proc. of the 10-th International Conference “Modern problems of radio engineering, telecommunications and computer science” (TCSET 2010), Ukraine. Lviv-Slavske, Feb. 23-27, 2010. art. no. 5446176, p.137-138.

161. Bondarenko I.N. Signal generation, contrast and resolution in near-field microwave microscopy / I.N. Bondarenko, Yu. E.Gordienko, A.V.Polishuk, N.I.Slipchenko, S.I.Troitski // Proc. of 23^d International Crimean Conference Microwave & Telecommunication Technology (CriMiCo'2013), art. no. 6653032, pp. 724-725.
162. Bondarenko I.N. Submillimetric localization of microwave diagnostics and modification of objects of various nature / I.N. Bondarenko, Yu.Ye. Gordienko, A.V. Levchenko // 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMV'2016), Kharkiv, Ukraine, 2016. № 7538014. DOI: 10.1109/MSMW.2016.7538014.
163. Альтман Дж. Л. Устройства сверхвысоких частот / Дж. Л. Альтман // М.: Мир. – 1968. – 468с.
164. Bondarenko I.N. Analysis of resonant trasducer characteristics for a scanning microwave microscope / I.N. Bondarenko, Yu.S. Vasiliev, A.M. Prokaza // 21st International Crimean Conference Microwave and Telecommunication Technology, 2011, Conference Proceedings, art. № 6069099, pp. 665-666.
165. Bondarenko I.N. Arrangement device for monitoring of parameters of microwave resonators / I.N. Bondarenko, Yu.S. Vasiliev, A.S. Zhizhiriy, A.L. Ishenko // 20th International Crimean Conference Microwave and Telecommunication Technology, 2010, Conference Proceedings, art. № 5632420, pp. 969-970.
166. Бондаренко И.Н. Измеритель АЧХ элементов СВЧ тракта мм диапазона / И.Н. Бондаренко, Ю.С. Васильев, А.С. Жижирий, А.Л. Ищенко // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.- техн. сб. – Харьков, 2010. Вып. 161. – С. 183-187.
167. Створення мікроелектронних датчиків нового покоління для інтелектуальних систем: монографія / Я. І. Лепіх, Ю. О. Гордієнко, С. В. Дзядевич та ін.; за ред. Я. І. Лепіха. – Одеса : Астропринт, 2010. – 296 с.

168. Бондаренко І.М. Основи створення пристроїв мікрохвильової техніки на базі високодобротних резонансних елементів: дис. ... доктора фіз.-мат. наук: 01.04.01 / І.М. Бондаренко; [Харківський національний університет радіоелектроніки] – Харків: 2012. – 402с.
169. Bondarenko I.N. Resonant measuring trasducers on the basis of typical cavity resonators / I.N. Bondarenko, Y.S. Vasiliev, A.M. Prokaza, S.I. Troitskiy // 22nd International Crimean Conference Microwave and Telecommunication Technology, 2012, Conference Proceedings, art. № 6336098, pp. 568-569.
170. Бондаренко И.Н. Измерительные преобразователи на основе резонансных волноводных регулярных структур / И.Н. Бондаренко, Ю.С. Васильев, А.М. Проказа, Троицкий С.И. // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2011. Вып. 167. С. 129-134.
171. Бондаренко И.Н. Измерительный преобразователь на основе цилиндрического резонатора на виде колебаний H_{011} / И.Н. Бондаренко, Ю.С. Васильев, А.А. Камышан, Троицкий С.И. // Радиоэлектроника и информатика, Харьков, 2011, № 2 – с. 3-5.
172. Бондаренко И.Н. Коаксиальный резонаторный измерительный преобразователь на виде колебаний H_{01n} / И.Н. Бондаренко, Е.Е. Рострипа // Сб. научн. трудов 3 Международной научн. конф. «Функциональная компонентная база микро-, опто- и наноэлектроники», Харьков-Кацивели, 2010, 28.09.-2.10.2010. с. 313-315.
173. Бондаренко И.Н. Высокодобротный резонаторный измерительный преобразователь на основе нерегулярной коаксиальной структуры / И.Н. Бондаренко, А.В. Галич // Сб. научн. трудов 4 Международной научн. конф. «Функциональная база наноэлектроники», Кацивели, 2011, 30.09.-3.10.2011. с.245-247.
174. Бондаренко И.Н. Высокодобротный коаксиальный нерегулярный резонаторный измерительный преобразователь / И.Н. Бондаренко, А.В. Галич // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2012. Вып. 168. С. 108-112.

175. Bondarenko I.N. Cone-shaped resonator the high-order mode oscillation transducers / I.N. Bondarenko, A.V. Galich, N.I. Slipchenko, S.I. Troitski // 22nd International Crimean Conference Microwave and Telecommunication Technology, 2012, Conference Proceedings, art. № 6336097, pp. 565-567.
176. Бондаренко И.Н. Высокодобротные типы колебаний в нерегулярных гибридных структурах / И.Н. Бондаренко, А.В. Галич, Троицкий С.И. // Радиофизика и электроника, 2013, т. 4 (18), № 1, с.91-94.
177. Bondarenko I.N. High-Q modes in irregular hybrid structures / I.N. Bondarenko, A.V. Galich, S.I. Troitski // Telecommunications and Radio Engineering, Begell Hous, Inc., NY, (USA). Vol. 72, 2013, N 19, pp. 1747-1753.
178. Bondarenko I.N. Microstrip resonant sensors for scanning microwave microscopy / I.N. Bondarenko, A.V. Galich // Proc. of the 12-th International Conference “Modern problems of radio engineering, telecommunications and computer science” (TCSET 2014), Ukraine. Lviv-Slavske, Feb. 25-March 1, 2014. pp. 145-147.
179. Bondarenko I.N. Microstrip resonant sensors / I.N. Bondarenko, A.V. Galich // 24th International Crimean Conference Microwave and Telecommunication Technology, 2014, Conference Proceedings, art. № 6959725, pp. 984-985.
180. Bondarenko I.N. Measuring resonant transducers on the basis of microstrip structures / I.N. Bondarenko, A.V. Galich // Telecommunications and Radio Engineering, Begell Hous, Inc., NY, (USA). Vol. 74, 2015, N 9, pp. 807-814.
181. Справочник по расчету и конструированию СВЧ полосковых устройств / под ред. В.И.Вольмана. – М. : Радио и связь, 1982. – 328с.
182. Бондаренко И.Н. Измерительные резонаторные преобразователи на основе микрополосковых структур / И.Н. Бондаренко, А.В. Галич // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2014. Вып. 177. С. 130-135.
183. Bondarenko I.N. Microwave switch based on waveguide T-junction for compression resonant pulse former / I.N. Bondarenko, E.A. Gorbenko,

- V.I.Krasnoshok // Telecommunications and Radio Engineering. Begell House, Inc., NY, (USA). – 2017. – Vol. 76, N 6. – P. 469-475.
184. . Bondarenko I.N. Microwave switch based on a combined coaxial-waveguide tee for a cavity pulse shaper / I.N. Bondarenko, E.A. Gorbenko, V.I. Krasnoshok // Telecommunications and Radio Engineering. Begell House, Inc., NY, (USA). – 2018. – Vol. 77, N 5. –P. 391-397.
185. Bondarenko I.N. Formation of powerful microwave pulses using resonator storage / I.N. Bondarenko, E.A. Gorbenko // Telecommunications and Radio Engineering. Begell House, Inc., NY, (USA). – 2018. – Vol. 77, N 15 – P.1311-1319.
186. Менде Ф.Ф. Сверхпроводящие и охлаждаемые резонансные системы / Ф.Ф. Менде, И.Н. Бондаренко, А.В. Трубицын. – К.: Наук. думка, 1976. – 272 с.
187. Масолов В. Методы и средства измерения добротности СВЧ резонаторов / В. Масолов, В. Константинов - Образцовые и высокоточные средства измерений., Обз. инф. - Госкомитет СССР по управлению качеством. - №2, 1990. - с. 1-48.
188. Кудряшов С.А. Панорамный метод измерения добротности резонаторов / С.А. Кудряшов, А.А. Никитин // Электронная техника, сэр. Электроника СВЧ, вып. 1 (435), 1991. - с. 54-55.
189. Petersan P.J. Measurement of resonant frequency and quality factor of microwave resonators: Comparison of methods / P.J. Petersan, M. Anlage // Journal of Applied Physics, v. 84, N6, 1998. - p.3392-3402.
190. Бондаренко И.Н. Измерение сдвигов резонансной частоты и изменений добротности СВЧ резонаторов с помощью ЧМ сигналов / И.Н. Бондаренко // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.- техн. сб. 2003. Вып. 132. –С.46-52.
191. Бондаренко И.Н. Применение системы АПЧ измерительного генератора в микроволновой сканирующей микроскопии / И.Н. Бондаренко,

- Ю.Е. Гордиенко, С.Ю. Ларкин // Радиоэлектроника и информатика. 2009. № 3. С.3-6.
192. СВЧ полупроводниковые приборы и их применение / под. ред. Г. Уотсона. Пер. с англ. - М.: Мир, 1972. - 662с.
193. Горбачев А.И. Полупроводниковые СВЧ диоды / А.И. Горбачев, С.В. Кукарин - М.: Советское радио, 1968. - 61с.
194. Карбовский С.Б. Ферритовые циркуляторы и вентили / С.Б. Карбовский, В.Н. Шахгеданов. – М. : Советское радио, 1970. – 72 с.
195. Лебедев И.В. Техника и приборы СВЧ. Т.1. / И.В. Лебедев – М.: Высшая школа, 1970. – 440 с.
196. Бычков С.И. Стабилизация частоты генераторов СВЧ / С.И. Бычков, Н.И. Буренин, Р.Т. Сафаров – М.: Советское радио, 1962. – 376с.
197. Rosner B. High-frequency near-field microscopy / B. Rosner, D.W. Van der Weide // Review of Scientific Instruments, 2002, v. 73, N7, p. 2505-2525.
198. Каганов В.И. Системы автоматического регулирования в радиопередатчиках / В.И. Каганов - М.: Связь., 1969. - 232с.

Наукове видання

БОНДАРЕНКО Ігор Миколайович
ГОРДІЄНКО Юрій Омелянович
ПАНЧЕНКО Олександр Юрійович

**НАПРЯМИ ТА ПРОБЛЕМИ МІКРОХВИЛЬОВИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
ВОЛОГОВІСНИХ МАТЕРІАЛІВ ТА СТРУКТУР**

Монографія

За авторською редакцією

Підп. до друку 31.07.19. Формат 60х84 1/16. Умов. друк. арк. 18,6.
Тираж 100 прим. Ціна договірна.

Видавець: ФОП Панов А.М.
Свідоцтво серії ДК № 4847 від 06.02.2015 р.
м. Харків, вул. Жон Мироносиць, 10, оф. 6,
тел. +38(057)714-06-74, +38(050)976-32-87
copy@vlavke.com

Віддруковано в типографії ФОП Андрєєв К.В.
61166, Харків, вул. Богомольця, 9, кв. 50.
Свідоцтво про державну реєстрацію
№24800170000045020 від 30.05.2003 р.
ep.zakaz@gmail.com
тел. 063-993-62-73