

УДК 681.2.08; 681.2:658.562; 681.2:658.62.018.012

КП

№ держреєстрації 0114U002698

Інв. №

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет радіоелектроніки
(ХНУРЕ)

61166, м. Харків, пр. Науки, 14,
тел. (057) 702 14 13

ЗАТВЕРДЖУЮ

В.о. ректора ХНУРЕ

д. т. н., проф.

_____ В.В. Семенець

ЗВІТ

про науково-дослідну роботу

ТЕОРЕТИЧНІ ТА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ОСНОВИ РОЗВИТКУ ЗОНДОВОЇ НВЧ ДІАГНОСТИКИ ТА МОДИФІКАЦІЇ МАТЕРІАЛІВ (заключний)

Керівник НДР

г.н.с. кафедри МЕЕПП,

д.ф-м. н., професор

Ю.О. Гордієнко

2017

Рукопис закінчено 25 грудня 2016 р.

Результати роботи розглянуто Вченою Радою ХНУРЕ, протокол № __ від «__» _____ 201_ р.

ПЕРЕЛІК ВИКОНАВЦІВ

| | | |
|---|-------|---|
| Керівник НДР г.н.с., д.ф.-м.н., професор | _____ | Ю.О. Гордієнко (розд. 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7) |
| Відповідальний виконавець м.н.с. | _____ | О.М. Проказа (розд. 1, 2, 3, 5, 6, 7) |
| Завідувач кафедри МЕЕПП д.ф.-м.н., професор | _____ | І.М. Бондаренко (розд. 1, 7) |
| к. ф.-м.н., доцент, доцент кафедри МЕЕПП | _____ | О.Г. Пащенко (розд. 4) |
| д. ф.-м.н., професор, професор кафедри МЕЕПП | _____ | М.І. Сліпченко (розд. 2, 3) |
| с.н.с., к.т.н., доцент | _____ | Ю.І. Гуд (розд. 1) |
| с.н.с., к.т.н. | _____ | Герасименко М.В. (розд. 5) |
| м.н.с. | _____ | О.В. Поліщук (розд. 5, 7) |
| аспірант | _____ | А.В. Левченко (розд. 1, 4) |
| аспірант | _____ | М.І. Пятайкіна (розд. 1, 6) |
| аспірант | _____ | І.М. Щербнь (розд. 1) |
| аспірант | _____ | О.П. Шиян (розд. 5) |

РЕФЕРАТ

Звіт про НДР: 279 с., 130 рис., 6 табл., 329 джерел.

Об'єкт досліджень: фізичні процеси взаємодії електромагнітного поля мікророзмірних НВЧ зондових випромінювачів з напівпровідниковими, діелектричними, біологічними об'єктами.

Мета досліджень: наукове обґрунтування фундаментальних принципів розробки та проектування приладів для мікрохвильової локальної діагностики матеріалів і структур, а також їх модифікації.

Результати роботи відносяться до напрямку науки – мікрохвильова сенсорика та діагностика. Ця робота спрямована на створення та доповнення теоретичної бази скануючої НВЧ діагностики та модифікації. Для цього в ході роботи розроблені алгоритми і програмне забезпечення для числового дослідження моделей НВЧ ближньопольових зондів та модифікаторів. Досліджено: розподіл поля зондів, фундаментальні вимірювальні сигнали РВП та вплив на них електрофізичних параметрів матеріалу, конструктиву зонда та степені включення об'єкта в поле зонда, теплові процеси під впливом потужного НВЧ поля зонда, методи реконструкції зображень розподілу параметрів об'єкту. Дослідження проведені чисельним методом, шляхом вирішення рівнянь Максвела методом кінцевих елементів. Для розв'язання теплових задач використана спеціально розроблена авторами програма на основі методу кінцевих різниць для сумісного вирішення рівнянь Максвела та рівняння теплопровідності. Для експериментальних досліджень резонаторних зондів була створена система виділення інформаційних сигналів на основі системи АПЧ НВЧ генератора до резонансної частоти зонда.

НВЧ ДІАГНОСТИКА, СКАНУЮЧА МІКРОХВИЛЬОВА МІКРОСКОПІЯ, СКАНУЮЧА НВЧ МОДИФІКАЦІЯ, ЧИСЕЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ, АПРОКСИМАЦІЯ, ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕТВОРЕННЯ, ЕВАНІСЦЕНТНЕ ПОЛЕ, ІНВАРІАНТНІСТЬ.

ЗМІСТ

| | |
|--|----|
| ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, ОДИНИЦЬ, СКОРОЧЕНЬ І ТЕРМІНІВ | 7 |
| ВСТУП | 8 |
| 1. АНАЛІЗ СТАНУ РОЗРОБОК В ОБЛАСТІ ЛОКАЛЬНОГО НВЧ КОНТРОЛЮ, ДІАГНОСТИЦІ ТА МОДИФІКАЦІЇ МАТЕРІАЛІВ | 12 |
| 1.1 Локалізація взаємодії первинних НВЧ вимірювальних перетворювачів з об'єктом контролю | 12 |
| 1.1.1 Відкритий кінець коаксіалу | 14 |
| 1.1.2 Особливості використання щілинних мікрохвильових резонаторних зондів | 20 |
| 1.1.3 Смушкові резонатори | 23 |
| 1.2 Техніка та теорія СММ | 26 |
| 1.2.1 Стан теорії НВЧ зондів для СММ | 31 |
| 1.2.2 СММ на основі відкритоко кінця коаксіалу | 39 |
| 1.2.3 Різновиди зондів для СММ та техніка виділення сигналів вимірювальної інформації | 42 |
| 1.3 Метрологічні основи НВЧ контролю та діагностики | 49 |
| 1.3.1 Характеристики перетворення первинних НВЧ вимірювальних перетворювачів | 49 |
| 1.3.2 Взаємозв'язок локальності та чутливості НВЧ зондів | 54 |
| 1.3.3 Вплив чинників, що заважають | 57 |
| 1.3.4 Способи вирішення зворотної задачі при НВЧ контролі і діагностиці | 59 |
| 1.4 Локальна модифікація матеріалів і структур з використанням НВЧ зондів | 61 |
| 1.4.1 Теоретичні основи та оцінки перспектив локальної НВЧ модифікації матеріалів та структур | 62 |
| 1.4.2 Локальний НВЧ розігрів напівпровідників та діелектриків | 70 |
| 1.4.3 Аналіз стану експериментальних досліджень локального НВЧ нагріву | 73 |

| | |
|---|-----|
| 2 МОДЕЛЮВАННЯ РОЗПОДІЛЕННЯ НВЧ ПОЛЯ ЗОНДА З КОАКСІАЛЬНОЮ АПЕРТУРОЮ | 81 |
| 2.1 Особливості використання чисельних методів в теорії апертурних резонаторних зондів..... | 82 |
| 2.2 Загальні фізичні оцінки розподілення поля | 91 |
| 2.3 Вплив форми вістря на розподіл поля | 91 |
| 2.4 Залежність розподілу поля від параметрів об'єкта дослідження | 103 |
| 2.5 Вплив зазору в електродинамічній структурі «зонд-об'єкт»..... | 109 |
| 2.6 Залежність розподілу поля від структури об'єкта дослідження..... | 113 |
| 3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕТВОРЕННЯ НВЧ РЕЗОНАТОРНОГО ЗОНДА З КОАКСІАЛЬНОЮ АПЕРТУРОЮ | 115 |
| 3.1 Загальні співвідношення фундаментальних сигналів СММ | 116 |
| 3.2 Залежність зміни добротності зонду від параметрів об'єкту дослідження | 119 |
| 3.3 Залежність добротності та частоти активного зонду від геометрії апертури | 122 |
| 3.4 Вплив зазору на характеристики перетворення зонду..... | 125 |
| 4 АНАЛІТИЧНА АПРОКСИМАЦІЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПЕРЕТВОРЮВАННЯ ДЛЯ ВСТАНОВЛЕННЯ ВИМІРЮВАНИХ ПАРАМЕТРІВ ОБ'ЄКТІВ, ЩО ДОСЛІДЖУЮТЬСЯ | 130 |
| 4.1 Вимірювання питомої електропровідності напівпровідників..... | 140 |
| 4.2 Вимірювання величини зазору і товщини плівок..... | 146 |
| 4.3 Двопараметровий контроль напівпровідникових плівок..... | 148 |
| 5 МЕТОДИ ВИДІЛЕННЯ СИГНАЛІВ ВИМІРЮВАЛЬНОЇ ІНФОРМАЦІЇ В СММ | 151 |
| 5.1 Використання мережевого аналізатора НВЧ кіл | 151 |
| 5.2 Використання АПЧ для формування стандартних сигналів сканування | 156 |
| 5.3 Сигнали вимірювальної інформації нваріантні до впливу факторів, що заважають..... | 173 |
| 6 ЛОКАЛЬНА МОДИФІКАЦІЯ НАПІВПРОВІДНИКІВ ТА ДІЕЛЕКТРИКІВ | 183 |
| 6.1 Моделювання розподілу температури в об'єктах із суттєвими НВЧ втратами | 184 |
| 6.2 Залежність локального НВЧ нагріву від параметрів об'єкта..... | 190 |

| | |
|--|-----|
| 6.3 Вплив геометрії вістря на розподіл температури під час НВЧ нагріву ... | 193 |
| 6.4 Кінетика локального НВЧ нагріву | 196 |
| 6.4 Врахування температурної залежності параметрів об'єкта | 200 |
| 7 РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ РОЗРОБОК ТА ДОСЛІДЖЕНЬ | 204 |
| 7.1 Розробка універсальної експериментальної установки | 204 |
| 7.2 Розробка різних варіантів систем АПЧ | 210 |
| 7.3 Деякі результати експериментальних досліджень | 215 |
| ВИСНОВКИ..... | 235 |
| ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ..... | 237 |

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, ОДИНИЦЬ, СКОРОЧЕНЬ І
ТЕРМІНІВ

НВЧ– надвисока частота;

СММ – скануюча мікрохвильова мікроскопія;

РВП – резонаторний вимірювальний перетворювач;

АРВП – апертурний резонаторний вимірювальний перетворювач;

РЗ – разотаорний зонд;

ЛМД – локальна мікрохвильова діагностика;

БМД – ближньопольова мікрохвильова діагностика;

АСМ – атомносилова мікроскопія;

СТМ –скануюча тунельна мікроскопія.

АЧХ – амплітудночастотна характеристика

ВСТУП

Радіохвильові методи дослідження й контролю параметрів діелектриків, які виникли в другій половині ХХ 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 вхідного 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 [314-318].

Поняття функціональні шари особливо наповнене для напівпровідникової електроніки [19–21] й охоплює епітаксіальні плівки та шари які формуються при перелегуванні приповерхневого об'єму напівпровідника; діелектричні плівки, що входять у робочу структуру, оптикоформуючі шари й т. п.

Діагностика таких шарів, як правило, повинна бути багатопараметровою. Наприклад, для напівпровідникових шарів, крім контролю його товщини, необхідно забезпечити контроль поверхневого опору або розподіл електрично активної домішки; часу життя носіїв (нерідко й їхньої рухливості); фоточутливості й т.п.

Застосування НВЧ методу контролю параметрів таких шарів стало альтернативою такому раніше розповсюдженому методу, як оптичний – для товщинометрії; чотирьохзондовий або опір розтікання – для контролю питомого опору; вольтфарадний – для розподілу домішки й т.д. Створення цієї альтернативи обумовлено потребою вирішення завдань підвищення експресності контролю; комплексності й уніфікації технічного устаткування; єдності підходів в інформаційній обробці результатів контролю.

У НВЧ вологометрії в міру розвитку технологій також виникала потреба альтернативи раніше використовуваним варіантам методу, що базується на застосуванні НВЧ антен. З'явилась [22–24] 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 [25].

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 реалізувати необхідну локальність контролю неоднорідності розподілу значень параметрів по поверхні об'єкта й багатомірної діагностики.

Окрім сказаного слід зазначити, що модифікаційний вплив НВЧ випромінювання на напівпровідникові матеріали й структури таткож став предметом глибокого вивчення. Тому використання скануючого мікрохвильового мікроскопа в технології наноелектронних пристроїв безсумнівно становить значний інтерес.

Очевидно, що техніка СММ не так розвинена як техніка АСМ та СТМ, проте, з огляду на існування сильної теплової дії НВЧ випромінювання на об'єкти з електропровідними властивостями, можна сподіватися на більш високу ефективність дії, що модифікує, мікрохвильового скануючого зонда в порівнянні з СТМ та АСМ. До того ж локальну НВЧ модифікацію та фізичну діагностику у СММ можна здійснювати по черзі в кожній точці сканування за допомогою одного зонда. Однак, для більш глибокого й детального дослідження цього напрямку треба визначити та вирішити багато теоретичних і практичних питань.

Метою даного проекту є: розробка принципів та методів оптимального проектування апертурних резонаторних датчиків коаксіального типу, діагностичних систем та систем модифікації матеріалів на їх основі відповідно спеціалізованим функціонально призначеним критеріям на основі створення загальної фізико-математичної теорії ближньопольової взаємодії матеріалів і середовищ з електромагнітним НВЧ полем апертурних резонаторних датчиків та модифікаторів.

Серед основних завдань проекту слід особливо відзначити:

- створення адекватних математичних моделей мікрохвильових сенсорів у системі з об'єктами дослідження й з урахуванням впливу зовнішніх факторів;

- експериментальні та теоретичні дослідження конструкцій мікрохвильових датчиків з метою перевірки фізичних основ їх розробки і корегування фізико-математичних моделей;
- розробка систем формування і попередньої обробки інформаційних сигналів мікрохвильової діагностики;
- аналіз використання комбінованих сигналів виміральної інформації, що інваріантні до впливу факторів, що заважають;
- провести аналіз стану та перспектив розвитку скануючої зондової модифікації об'єктів технології наноелектроніки;
- виконати чисельні дослідження встановлення температури в системі НВЧ зонд-напівпровідниковий об'єкт, використовуючи існуючі методи рішення електродинамічних і теплових задач;
- визначити найбільш прийнятні методи моделювання процесів взаємодії мікрозондових структур та об'єктів модифікації з метою створення теоретичних основ цього технологічного напрямку;
- розробити вдосконалені алгоритми дослідження просторово-часового розподілу температур в умовах, що вписуються в технологію перелегування напівпровідників;
- провести попередні дослідження високолокального теплового впливу НВЧ зондів.
- розробка концепції об'єднання скануючої мікрохвильової діагностики на базі НВЧ резонаторного датчика апертурного типу й скануючої зондової модифікації на базі НВЧ модифікатора в єдиний мікроелектронний комплекс.

1. АНАЛІЗ СТАНУ РОЗРОБОК В ОБЛАСТІ ЛОКАЛЬНОГО НВЧ КОНТРОЛЮ, ДІАГНОСТИЦІ ТА МОДИФІКАЦІЇ МАТЕРІАЛІВ

1.1 Локалізація взаємодії первинних НВЧ вимірювальних перетворювачів з об'єктом контролю

Прийнято розділяти НВЧ методи визначення параметрів матеріалів на дві групи: нерезонаторні та резонаторні. Недоліками першої групи є: мала чутливість і необхідність великої кількості досліджуваного матеріалу [26-29].

На сьогоднішній день найбільшого поширення набули резонаторні НВЧ методи [5-12, 30-37]. При їх використанні відповідними прийомами реалізується досить точна оцінка встановлюваних величин по вимірюванню добротності та резонансної частоти резонатора. Досліджуваний зразок при цьому може по-різному вноситися в електромагнітне поле НВЧ резонатора з різними видами коливань. Вельми важливо при цьому те, що можна виключити вплив вимірювального тракту на умови взаємодії проби з полем резонатора.

Резонаторні вимірювальні перетворювачі дозволяють досягати високої точності вимірювання параметрів діелектрика за рахунок використання їх резонансних властивостей [28–30]. Резонаторний метод розширює діапазон виміру НВЧ вологомірів в області низького вологовмісту завдяки сильній взаємодії РВП з матеріалом, вміщеним в поле резонатора.

До окремої групи методів НВЧ-вологометрії слід віднести багаточастотні методи [26, 27]. В даний час практично відсутні розробки такого типу. Однак інтенсивний розвиток мікроелектроніки, робить реальною задачу розробки багаточастотних РВП.

Розглянемо найбільш поширені типи резонаторних вимірювальних перетворювачів (РВП) (рисунок 1.1). В основу класифікації резонаторних вимірювальних перетворювачів покладено тип передавальної лінії, яка утворює резонатор.

Взаємодія поля резонатора з досліджуваним зразком здійснюється за

рахунок апертури - вимірювального отвору, виконаного в одній зі стінок резонатора [35]. Це дозволяє розташовувати зразок поза резонатора і суттєво зменшувати необхідний для дослідження обсяг зразка, мінімізуючи його спеціальну підготовку.

У РВП на основі циліндричного резонатора, що працює в режимі коливань апертурою служить повністю (рисунок 1.1, а) або частково (рисунок 1.1, б) відкритий торець [35, 37].

У РВП на основі прямокутних резонаторів, що працюють з коливаннями типу H_{10n} і E_{11n} (рисунок 1.1, в, г, відповідно), апертура представлена прямокутним вирізом в одній зі стінок [33]. Недоліком даних резонаторних вимірювальних перетворювачів є нетехнологічність проведення вимірювань, громіздкі розміри резонатора, а, отже, і зразка, мала локалізація НВЧ поля.

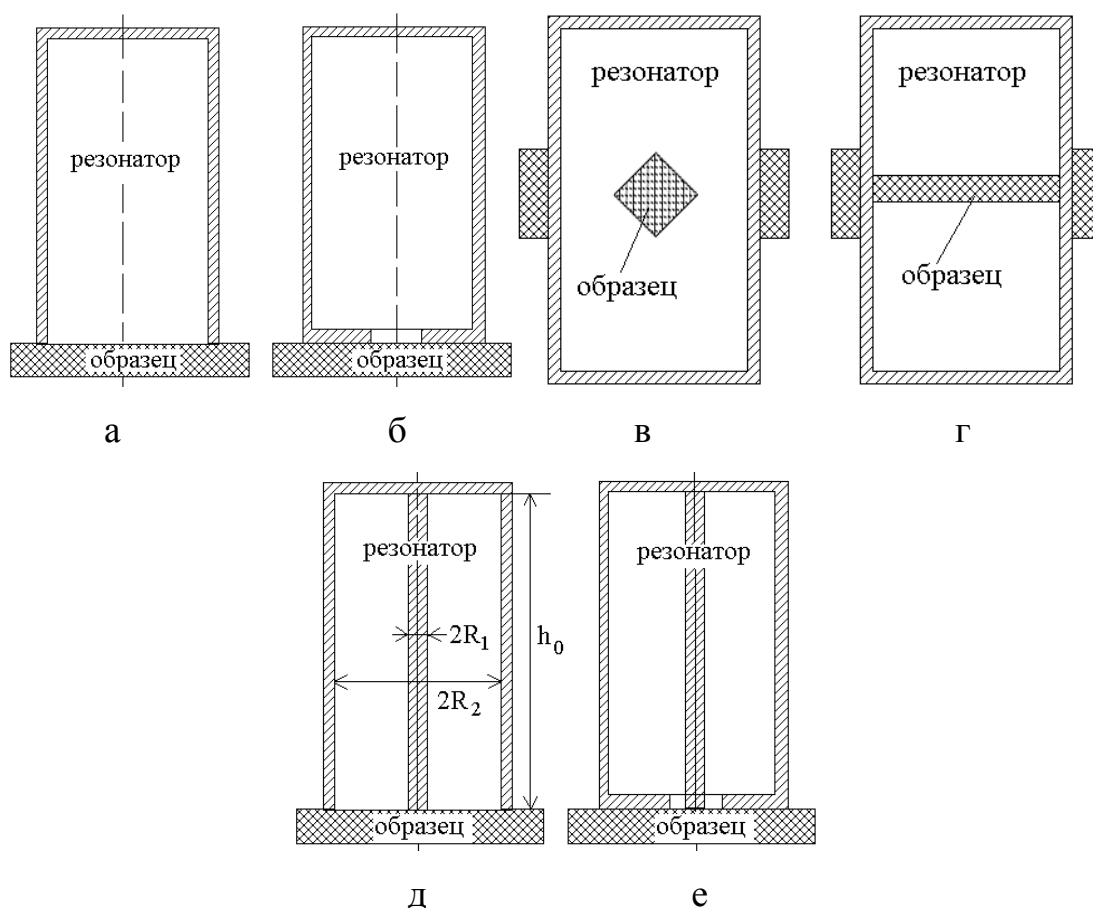


Рисунок 1.1. Типи резонаторних вимірювальних перетворювачів: на основі циліндричного (а, б), прямокутного (в, г), коаксіального (д, е) резонаторів

1.1.1 Відкритий кінець коаксіалу

В якості резонаторних вимірювальних перетворювачів, найбільшого поширення на сьогоднішній день отримали резонатори, утворені відрізком коаксіалу (рисунок 1.1, д, е) з вимірювальною апертурою у вигляді відкритого торця коаксіальної лінії. Успіх їх застосування обумовлюється можливістю зовнішнього розташування об'єкта на відкритому торці, значною концентрацією електричного поля в зразку, широким діапазоном робочих частот [34, 35, 328]. Останній факт відкриває перспективні можливості проведення багатопараметричної діагностики матеріалів. Рисунок 1.1, е містить схему РВП на основі коаксіального резонатора з вкорочуючою ємністю.

Зважаючи на широке застосування коаксіальних резонаторів в якості РВП, доцільно розглянути їх загальні властивості. Коаксіальний хвилевід, як основна складова резонатора, може збуджуватися на будь-яких частотах, починаючи з постійного струму. Нижчий тип хвилі в коаксіальній лінії - Т-хвиля, при цьому не виключається можливість існування електричних і магнітних типів хвиль [35, 37].

Одномодовий режим Т-хвилі в коаксіальному хвилеводі при заповненні діелектриком з параметрами, без втрат, забезпечується на довжинах хвиль [37]:

$$\lambda > \pi(R_1 + R_2)\sqrt{\varepsilon\mu}, \quad (1.1)$$

де R_1 і R_2 - геометричні розміри коаксіального резонатора (рисунок 1.1, д).

Хвильовий опір коаксіального хвилеводу без втрат для Т-хвилі при заповненні діелектриком з відносною діелектричною проникністю ε визначається як [35]:

$$Z_T = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} 60 \ln \frac{R_2}{R_1}. \quad (1.2)$$

Резонансна частота чвертьхвильового коаксіального резонатора для Т-

хвилі визначається як [37]:

$$f_0 = \frac{c(2n-1)}{4h_0\sqrt{\varepsilon\mu}}, \quad (1.3)$$

де h_0 - висота резонатора, n - кількість чвертьхвиль уздовж резонатора.

Власна добротність чвертьхвильового коаксіального резонатора без втрат на випромінювання із відкритого торця визначається виразом:

$$Q_0 = \frac{c}{\Delta \left[16 + \frac{2(1 + R_2/R_1)h_0}{R_2 \ln(R_2/R_1)} \right] f_0}, \quad (1.4)$$

где Δ – товщина скін-шару.

В [37] наводиться співвідношення, при якому теплові втрати мінімальні:

$$\frac{R_2}{R_1} = 3,6 \quad (1.5)$$

В цьому випадку добротність резонатора буде максимальною.

Резонансна частота f_0 коаксіального резонатора с вкорочуючою ємністю (рисунок 1.1, е) визначається із рівняння:

$$2\pi f_0 C - \frac{1}{Z} \operatorname{ctg} \frac{2\pi f_0 h_0}{c} = 0 \quad (1.6)$$

де C - величина зосередженої ємності,

c - швидкість світла у вільному просторі,

Z - хвильовий опір коаксиала.

Вищенаведені формули справедливі для коаксіального резонатора, без урахування теплових втрат в стінках і випромінювання з відкритого торця. Наявність випромінювальних втрат в реальному резонаторі призводить до необхідності їх обов'язкового обліку при проведенні теоретичних досліджень.

Наведені вище (рисунок 1.1, д, е) конструкції отримали подальший розвиток при використанні їх в якості РВП в тому чи іншому напрямку науки і техніки.

З аналізу першоджерел випливає, що в СММ найбільше поширення одержали зондові РВП на основі коаксіальних резонаторів із циліндричною накопичувальною областю I (рисунок 1.2, а). У дослідженнях з неруйнуючого НВЧ контролю напівпровідників [38-39] і наших попередніх розробках [40-42] пропонується для збільшення чутливості й робочої добротності використовувати РВП з ємністю, що укорочує (рисунок 1.2, б). При цьому звужується частотний діапазон застосування СММ, однак, підвищується накопичувальна в об'ємі I резонатора за період коливань НВЧ енергія.

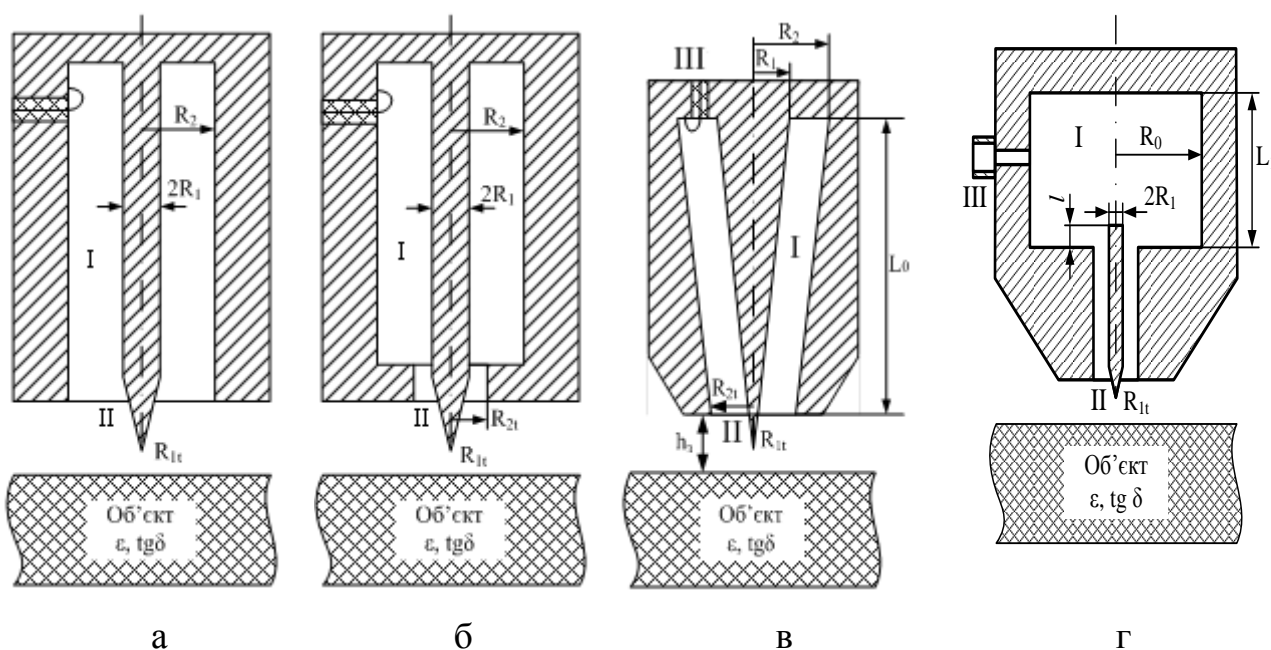


Рисунок 1.2 – Схематичне зображення РВП різних типів для СММ

Разом з тим, особливу увагу, на нашу думку, варто звернути на можливі перспективи використання в СММ конусного коаксіального РВП [32, 43] (рисунок 1.2,в). Його конструкція дозволяє одночасно збільшити робочу добротність за рахунок оптимального проектування накопичувальної області I і зберегти більш широкий частотний діапазон, характерний коаксіальним резонаторам.

У короткохвильовій частині НВЧ діапазону перспективним виявляється застосування для СММ зондового РВП на основі об'ємних резонаторів [44] з коаксіальним виводом зонда (рисунок 1.2,г).

У всіх представлених варіантах взаємодія електромагнітного поля РВП з об'єктом здійснюється через коаксіальну вимірювальну апертуру II. Її геометрія, у першу чергу, визначає просторову роздільну здатність (ПРЗ) СММ. Чутливість зондових РВП, що впливає на контрастність зображення в СММ, залежить як від геометрії апертури, так і від властивостей накопичувальної частини резонатора I та зв'язку з вимірювальним НВЧ трактом III.

Для детального аналізу зондових РВП і їхнього оптимального проектування за критеріями СММ, у першу чергу, необхідне встановлення особливостей розподілу електромагнітного поля в об'ємі всієї електродинамічної системи, що включає й об'єкт дослідження. Однак, найбільшу увагу доцільно звернути на область апертурної взаємодії зонда з об'єктом.

Разом з тим, проведемо спочатку порівняльне дослідження загальних кількісних характеристик представлених зондових РВП для СММ. При цьому об'єкт представимо класичним напівпровідниковим матеріалом – кремнієм, що має відносну діелектричну проникність $\epsilon=12$ у широкому діапазоні частот.

Як показано раніше, такі характеристики, у першу чергу, визначаються залежностями добротності й резонансної частоти РВП від параметрів об'єкта. Зміна резонансної частоти в основному несе інформації про просторову неоднорідність поверхні об'єкта й діелектричних властивостей утворених на ній шарів іншого матеріалу (наприклад, плівок SiO_2).

Оцінку кількісного значення цих фактично фундаментальних вимірювальних сигналів РВП будемо робити, використовуючи результати чисельного рішення завдання про власні коливання електродинамічних систем, схематично зображених на рисунку 1.2. Як уже вказувалося раніше, саме рішення здійснюється методом кінцевих елементів, по алгоритмах, що забезпечують облік всіх граничних умов і оптимізують вибір робочої сітки елементів.

На рисунку 1.3 наведені епюри розподілу НВЧ електричного поля робочих видів коливань аналізованих РВП з коаксіальною вимірювальною апертурою (РВП КВА). Симетрія розподілу полів свідчить про правильний вибір ущільнення сітки.

Важливим також є те, що встановлений розподіл поля за межами накопичувальної області є вузько локалізованим у приапертурній області об'єкта або вільного простору. Тому РВП з такими розмірами апертури називаються ближньопольовими. Геометрія коаксіальної апертури у всіх видів РВП і характер розподілу поля в ній має однаковий характер. Геометрія накопичувальної частини по розмірах відображена в підписунокних підписах.

Порівняння епюр показує, що якісний характер розподілу поля в об'єкті практично не відрізняється для різних РВП. Фізичні передумови виникнення якісного розходження, на нашу думку, також відсутні.

Кількісне розходження амплітуди поля має місце, що пояснюється ступенем узгодження апертури з накопичувальним об'ємом.

Розподіл поля в основному об'ємі накопичувальної частини добре відповідає відомому з аналітичних співвідношень ТЕМ виду для циліндричного (рисунок 1.3,а) і конусного (рисунок 1.3,в) коаксіальних резонаторів, а також від H_{012} виду для циліндричного об'ємного резонатора (рисунок 1.3,г). Це підтверджує працездатність використовуваної програми чисельних досліджень.

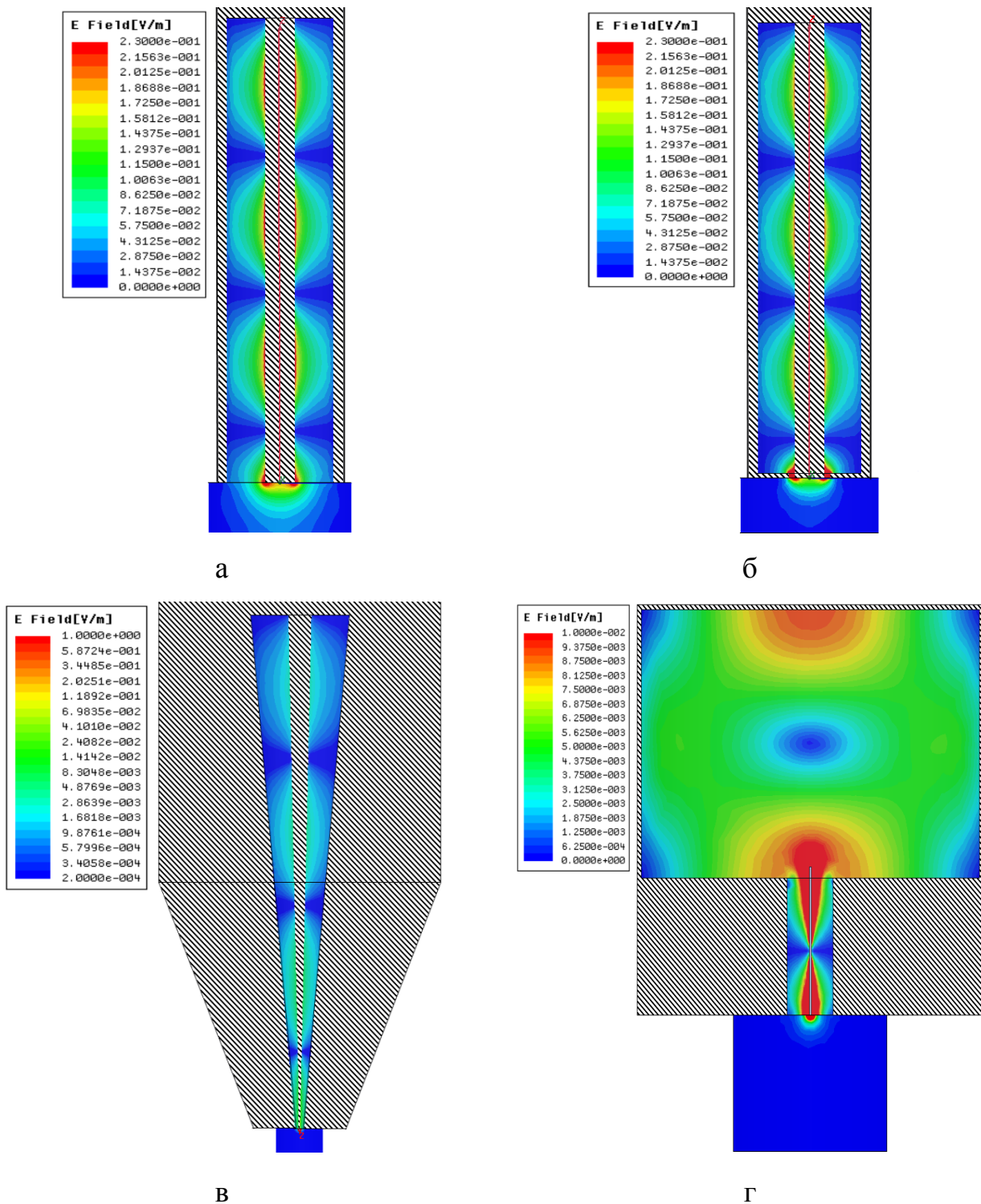


Рисунок 1.3 – Епюри розподілу електричного поля для РВП різних типів, розташованих відповідно до рисунку 1.2

Порівняння конусного РВП з циліндричним конструктивом датчика показує, що конусність сприяє кращому узгодженню резонатора з апертурою.

Це проявляється в збільшенні «провисання» поля в об'єкт і, як наслідок, в підвищенні чутливості датчика при заданій просторовій розподільній здатності.

1.1.2 Особливості використання щілинних мікрохвильових резонаторних зондів

У більшості ЛМД використовуються мікрозонди, характерні розміри яких по двох координатах поперечного перерізу мають величини одного порядку. Зондування має істотно інший характер при використанні мікрозондів з вузькою щілиною. Перевага такої конструкції полягає в значно більшому пропусканні НВЧ випромінювання в порівнянні з малими круговими отворами. Для міліметрового діапазону довжин хвиль були розроблені, зокрема, пристрої з вузькою резонансною щілиною [45, 46], металевим мікрощілинним зондом [47], тонкою щілинною апертурою на опуклому кінці прямокутного хвилеводу [48]. В [49] використовувався порожній прямокутний хвилевід з вузькою щілиною на торці, що добре пропускає хвилі з ТЕ поляризацією. Довжина щілини вибиралася кратній половині довжини хвилі випромінювання, ширина становила приблизно 0,1 мм. Частота зондувального випромінювання змінювалася на кілька десятків ГГц, добротність щілинного резонатора була при цьому не занадто високою. В [47, 49] використовувалася щілина на кінці прямокутного хвилевода, що звужувався, це в принципі дозволяло одержувати коефіцієнт пропускання НВЧ випромінювання приблизно 0,2. При скануванні просторова здатність у напрямку, перпендикулярному щілині, приблизно відповідає її ширині. Проводячи вимірювання по двох координатах і міняючи при цьому взаємну орієнтацію зразка відносно щілини на 90° , реєструють результати сканування у вигляді ортогональних проекцій. Спільний аналіз двох отриманих інтегральних рівнянь по алгоритмах, подібним використовуваним у магнітній резонансній томографії, дозволяє одержати шуканий двовимірний розподіл по двох проекціях [49, 50].

Застосування в ЛМД мікрозонда із щілинною апертурою на опуклій поверхні [51-53] дозволяє трохи підвищити здатність і в напрямку уздовж щілини, оскільки найбільш ефективно випромінювання взаємодіє зі зразком у її

середній частині. Ще одна модифікація мікрозонда із щілинною апертурою припускає використання для поляризаційних вимірювань двох взаємно перпендикулярних щілин на опуклому діелектричному кінці циліндричного хвилеводу [54]. Поляризоване випромінювання із хвилеводу направлялося на зразок через одну із щілин. Стан поляризації НВЧ хвилі змінювався в результаті відбиття від анізотропного матеріалу. Ортогональні компоненти відбитого випромінювання попадали назад у хвилевід через обидві щілини й надалі розділялися й реєструвалися окремими НВЧ–детекторами.

Становить інтерес конструкція щілинного мікрозонда на основі циліндричного діелектричного резонатора з металевим покриттям [52, 53]. Для плоского торця хвилеводу оптимальна довжина щілини дорівнює приблизно $\lambda/\varepsilon^{1/2}$, де λ – довжина хвилі випромінювання, ε – відносна діелектрична проникність резонатора. Якщо використовується конічний або напівсферичний кінець мікрозонда, то довжина щілини вибирається більше зазначеної величини. Для одержання двовимірною розподілу питомого опору зразка [45, 46] інформативні сигнали сканування можуть оброблятися з використанням процедур зворотної згортки подібно тому, як це робиться в магнітній резонансній томографії.

Подібна конструкція використовувалася як мікрохвильовий зонд у скануючій парамагнітній резонансній мікроскопії [51]. Проводилося двокоординатне сканування біологічних об'єктів з використанням щілиншириною від 4 до 100 мкм. Описана конструкція дозволяла також реалізувати локальне нагрівання зразків НВЧ випромінюванням до температури $\sim 100^\circ\text{C}$ на площі $\sim 0,1\text{ мм}^2$ [52, 53].

Однією з важливих задач при реалізації ЛМД є забезпечення надійного контролю відстані між зондом і зразком. Рисунок 1.4 ілюструє одну зі схем такого контролю, реалізованого в [48], де описано ЛМД із комбінованим щілинним зондом, що працює на двох частотах (5 МГц та 82 ГГц), що істотно розрізняються.

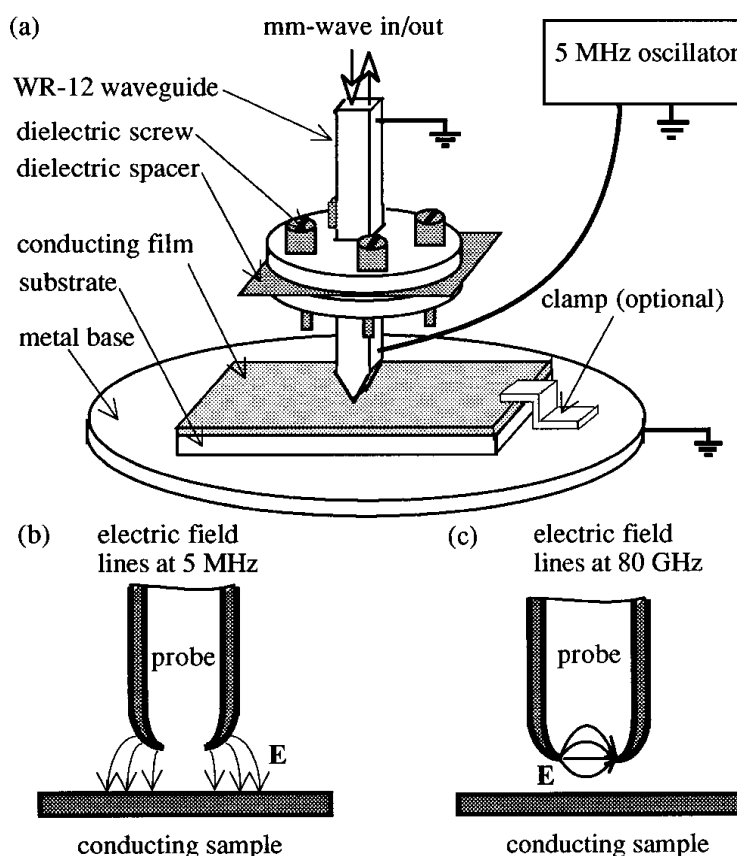


Рисунок 1.4 – Двочастотний комбінований щілинний зонд із ємнісним контролем відстані до досліджуваної поверхні

Низькочастотний сигнал використовувався для контролю відстані зонд–зразок, а НВЧ сигнал – для вимірювання поверхневого опору провідного зразка. Опуклий металевий зонд мав на кінці вузьку щілинну апертуру. Ця апертура на НВЧ частотах працює як приймально–передавальна антена. У хвилеводі збуджувалася основна TE хвиля, що відбивалася від об'єкта й аналізувалася. Суттєвою обставиною є той факт, що відбитий сигнал не залежить від відстані зонд–зразок, оскільки силові лінії електричного поля в основному паралельні поверхні зразка, у якому наводяться індукційні струми, що залежать від провідності й товщини зразка. Ізольована коротка частина зонда є осцилятором на частоті 5 МГц. На резонансну частоту осцилятора суттєво впливає ємність «зонд–зразок», яка залежить від відстані d між ними. Оскільки ширина щілини суттєво менше довжини хвилі випромінювання, поле можна вважати квазістатичним. При цьому силові лінії поля перпендикулярні

поверхні зразка й не наводять у ньому струми, а лише індукують заряди. Ємність в основному визначається d і практично не залежить від опору зразка. Таким чином, цей радіочастотний сигнал можна використовувати для контролю відстані зонда від зразка по величині ємності.

Для щілинної резонансно–апертурної мікрохвильової діагностики характерні більш високі рівні НВЧ сигналів, чим для інших схем ЛМД. Крім того, щілинне сканування при оптимізації обробки експериментальних результатів значно скорочує час дослідження зразків у порівнянні із зондуванням точковими мікрозондами. Тому розглянутий напрямок становить безсумнівний інтерес і буде розвиватися в майбутньому.

1.1.3 Смушкові резонатори

Перспективною видається реалізація РВП на основі полоскових і мікросмушкових структур, що створюються за допомогою планарних технологій, які досить добре відпрацьовані при виготовленні мікро- і нанорозмірних елементів сучасної мікроелектроніки. При позитивному вирішенні завдання створення таких РВП відкриваються можливості побудови інтегральних механізмів формування інформаційних сигналів СММ, що включають в себе як первинний перетворювач (сенсор), так і систему формування і попередньої обробки сигналів, а також розробки такого конструктиву мікрозонда [55, 298, 309].

Найбільш простим по конструкції і технології резонансним елементом на основі мікрополоскової лінії є полуволновий резонатор. Набір формул для розрахунку параметрів такого резонатора наведено в [56, 57]. У роботі Розрахований власна (ненавантажена) добротність мікрополоскової напівхвильового резонатора $Q_0 \sim 5 \cdot 10^2$. Отримане розрахункове значення добротності є максимально можливим для даної структури.

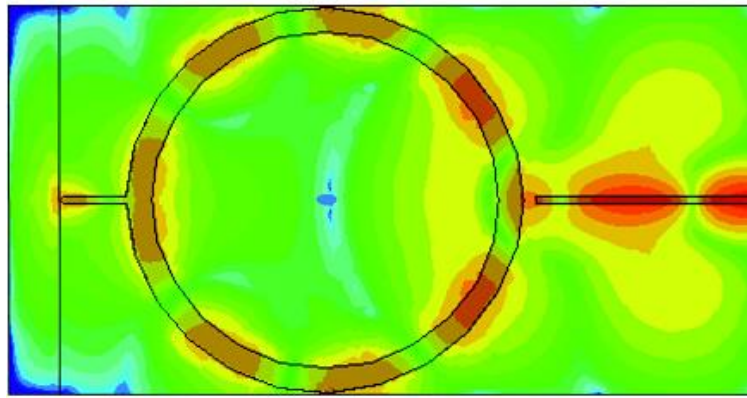
На практиці, при конфігуруванні півхвильового резонансного відрізка мікрохвильової лінії у вигляді півхвильового відрізка з зондовою структурою, а також необхідності забезпечення зв'язку такого РВП з зовнішніми ланцюгами вимірювальної системи, реальне робоче значення добротності буде в півтора-

два рази менше. У зв'язку з цим в роботах [58,59] 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.

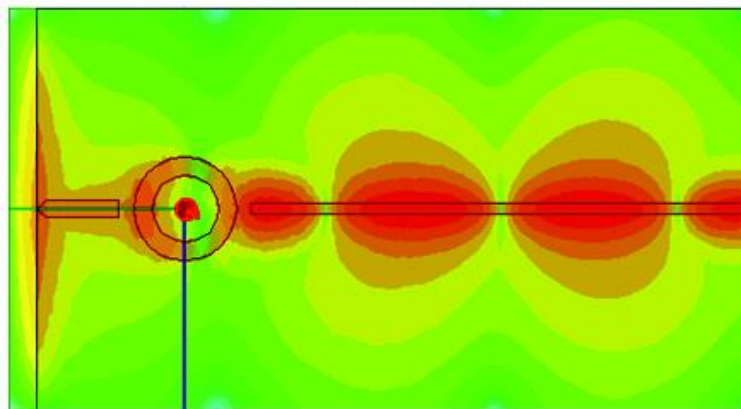
Також в [58, 59] показана можливість створення РВП на основі крайовий включеного кільцевого резонатора стоячій хвилі з підключеною до нього мікрозондовою структурою. Топологія, розподіл полів наведені на малюнку 1.5, а. Однак, добротності резонансів для розглянутої структури невисокі і складають всього кілька десятків. У зв'язку з цим було проведено модельний аналіз РВП на основі подібних резонансних структур. У підсумку була обрана структура, топологія якої і розподіл поля для одного з резонансів на частоті $\sim 10,11$ ГГц показані на малюнку 1.5, б.

При цьому для всіх резонансних відгуків спостерігається сильна залежність величини добротності від значення $\text{tg}\delta$ 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 більш високодобротні резонансі на частоті 10,11 ГГц [57]. Варіювання величини діелектричної проникності зразка в межах 1 - 12 показує зростання чутливості розглянутого РВП до величини втрат в зразку зі збільшенням ϵ .

При моделюванні кільцевого РВП також була виявлена залежність його резонансних характеристик від співвідношення хвильових опорів збудливою Полоскова лінії, кільцевого резонатора і мікрозондовою структури.



а



б

Риснок 1.5 – Топологія тарозподіл полівкільцевого планарного резонатора

Проведені дослідження дозволяють зробити наступні висновки: зміна топології напівхвильових резонансних відрізків мікрополоскової лінії не призводить до істотної зміни їх резонансних властивостей; на загострених ділянках (прототипах зондів) досягаються підвищені значення напруженостей локалізованих полів; РВП на основі кільцевих резонаторів стоячих хвиль дозволяють підвищити добротність більш ніж на порядок в порівнянні з полуволновою резонаторами; АЧХ розглянутих структур володіють чутливістю до змін параметрів об'єктів, розташованих поблизу зондів, що може бути використано для діагностики.

У той же час до практичної експериментальної реалізації мікросмушкових резонансних структур з зондами необхідне проведення додаткових досліджень з аналізу можливостей максимального використання їх резонансних

властивостей, оптимізації топології структур РІП з урахуванням використовуваних матеріалів і доступних технологій виготовлення.

1.2 Техніка та теорія СММ

Сучасний рівень фундаментальних і прикладних досліджень в області матеріалознавства, нанотехнологій, мікроелектроніки, біології й медицини висуває високі вимоги до діагностичного устаткування різного призначення. Велика увага приділяється розробці безконтактних неруйнуючих методів контролю різних матеріалів і приладових структур. Серед створених дослідницьких методів мікро- та нанометрового діапазонів слід зазначити скануючий тунельний мікроскоп, атомно-силовий мікроскоп, ближньопольовий оптичний мікроскоп. Поряд із цим інтенсивно розвивається техніка ближньопольової локальної мікрохвильової діагностики. Можливі застосування ЛМД досить різноманітні. Корисна добра проникаюча здатність НВЧ випромінювання в різних середовищах. Його поляризаційні властивості можуть бути використані для безконтактної діагностики анізотропних властивостей матеріалів. Можливе визначення напруг і прихованих дефектів у металах, дослідження біологічних об'єктів, шаруватих середовищ. Актуальне застосування ЛМД для дослідження матеріалів і елементної бази сучасної мікро- та наноелектроніки. Використання ближньопольових методів дозволило досягти високої просторової роздільної здатності при зондуванні зразків НВЧ випромінюванням. Мікрохвильова діагностика дозволяє досліджувати локальні властивості плівок і об'ємних зразків. При скануванні поверхні зразка мікрохвильовим зондом може бути досягнута висока просторова роздільна здатність 1мкм... 10нм [60 – 63]. НВЧ випромінювання на відміну від випромінювання оптичного діапазону глибше проникає в досліджуваний матеріал, що дає можливість одержати більше інформації про досліджувані об'єкти. Методи ЛМД дозволяють проводити безконтактну діагностику структурних і електрофізичних характеристик різних речовин. За допомогою ЛМД можна досліджувати метали, діелектрики, напівпровідники, надпровідники, біологічні об'єкти, полімери й інші матеріали [64 – 73]. Можуть

бути реалізовані різні високорозділяючі схеми дефектоскопії, вологометрії, пристрої зондування біологічних об'єктів з мікронною і більш високою роздільною здатністю. Нерідко виникає необхідність вимірювання параметрів композитних елементів, що містять у своєму складі метали, діелектрики, напівпровідники. В таких додатках необхідні вимірювальні засоби для контролю параметрів матеріалів у нанометровому діапазоні на високих і надвисоких частотах. Одним з ефективних засобів діагностики композитних структур у НВЧ діапазоні також є метод ЛМД. Він дає можливість визначити, наприклад, просторовий розподіл у мікронному та субмікронному масштабах питомого опору, діелектричної сталої, щільності домішок, діелектричної проникності й інших параметрів [74 – 80]. Великий інтерес, що проявляється до мікрохвильової діагностики, обумовлений тим, що відгук досліджуваного матеріалу безпосередньо пов'язаний з його електрофізичними властивостями. Наприклад, вимірюючи комплексний коефіцієнт відбиття НВЧ випромінювання можна визначити провідність, діелектричну й магнітну проникність.

У традиційній діагностики для одержання інформації про досліджуваний об'єкт використовуються електромагнітні хвилі видимого діапазону в далекому полі випромінювання. Просторова здатність при цьому обмежується дифракційною межею та в ідеальній оптичній системі відповідно до критерію Аббе–Релеяне може бути краще половини довжини хвилі випромінювання. Подібна ситуація має місце й при одержанні зображень об'єктів в інших діапазонах довжин хвиль. При використанні НВЧ випромінювання для дослідження різноманітних матеріалів часто вдається одержати більший об'єм інформації, чим в оптичному діапазоні. Однак просторова здатність при використанні далекої зони випромінювання виявляється набагато гіршою, чим в оптичному діапазоні. Наприклад, при гігагерцових частотах у найкращому разі вона обчислюється міліметрами.

Для підвищення просторової здатності плідною виявилася ідея використання ближньопольового сканування через отвір субхвильового

розміру, вперше висловлена ще в 20-х роках минулого століття. Близькопольова діагностика, як метод зондування за допомогою електромагнітного випромінювання обмеженої ділянки, розміри якої набагато менше довжини хвилі зондувального випромінювання, вперше теоретично розглядалася Сингом [81, 82] стосовно до оптичного діапазону. Було запропоновано використовувати малий отвір близько 10 нм діаметром, розташований приблизно на такій же висоті над досліджуваною поверхнею. Надалі цю задачу більш ретельно аналізували й інші дослідники [83 – 85]. Через технічні складності така схема не була відразу реалізована в оптиці. Перші експериментальні результати були отримані у НВЧ діапазоні, де вимоги до розміру зондувального отвору й відстані до зразка набагато простіше виконати, чим для оптичного випромінювання. У роботах [86, 87] у процесі сканування поверхні зразка реєструвалась просторова здатність магнітних властивостей матеріалу. Трохи пізніше для зондування поверхні напівпровідника на частоті кілька сотень МГц і визначення локального питомого опору з міліметровою здатністю був використаний коаксіальний хвилевід [88].

Необхідною умовою близькопольового сканування є створення локальної області взаємодії електромагнітного випромінювання зі зразком. Це може бути досягнуто, як уже вказувалося, за допомогою малого отвору, через яке випромінювання попадає на зразок і поширюється у зворотному напрямку або проходить через нього після взаємодії з тонким шаром досліджуваного матеріалу. Інший спосіб досягнення це формування вузьконаправленого випромінювача, який звичайно є одночасно й приймальною антеною. Із загальних фізичних міркувань, які підкріплюються багатьма чисельними розрахунками, впливає, що для одержання високої просторової здатності випромінюючий мікрозонд повинен закінчуватися вістрям [89 – 91]. При цьому вдається забезпечити більш високу амплітуду інформативного НВЧ сигналу, відбитого від зразка, чим при використанні обмежуючої апертури.

При розвитку ЛМД доводилося вирішувати ряд технічних проблем. Однією зі складних задач є контроль відстані між зондом і зразком. Для

одержання високої просторової здатності цю відстань бажано зменшувати аж до одиниць нанометрів. Її потрібно підтримувати постійною у процесі сканування, тому що вона суттєво впливає на параметри реєструемого НВЧ сигналу. Виявилось зручним використовувати для цієї мети відпрацьовані схеми скануючого тунельного мікроскопа й атомного силового мікроскопа [92 – 97].

Здатність у декілька тисячних довжин хвиль зондувального мікрохвильового випромінювання була отримана з використанням кругової вимірювальної апертури, коаксіального кабелю, відкритого хвилеводу, малої провідної петлі, мікросмушкового резонатора [52, 98 – 106]. У подальших експериментах просторова здатність ЛМД покращилася до $10^{-4} \dots 10^{-6}$ довжини хвилі НВЧ випромінювання.

Ближньопольове НВЧ зондування може бути реалізоване в широкосмуговому або резонансному режимах. Перший режим звичайно припускає використання різних хвилеводів, у другому випадку застосовуються НВЧ резонатори, як правило, взаємодіючі з досліджуваним зразком через зонди, характерні розміри яких значно менше довжини хвилі НВЧ випромінювання. Резонаторні зонди мають більшу чутливість, але їх вузький частотний діапазон виявляється недостатнім для ряду застосувань.

Реалізовано досить багато різноманітних схем скануючих мікрохвильових мікроскопів, чому в чималому ступені сприяла порівняльна простота досягнення субхвильової здатності у НВЧ діапазоні. Істотною обставиною, що обмежує просторову роздільну здатність, є неможливість використання довільно малих апертурних зондів і порожніх хвилеводів, що закінчуються конусом, через малу величину НВЧ потужності, яка проникає через субхвильові отвори. Із цієї причини в практичних вимірювальних схемах найбільш працездатними виявляються апертури $\sim \lambda/20$ і більше. Поліпшити характеристики ЛМД із пасивним мікрозондом удалося при використанні конусного коаксіального зонда [88]. Коаксіальні мікрозонди знайшли застосування при дослідженні різних матеріалів зі здатністю близько $10^{-6} \lambda$. Для

дослідження локальних магнітних властивостей зразків може використовуватися мікрозонд із тонкою провідною петлею на кінці [107]. Зондування торцем хвилеводу проводилося в багатьох роботах. В [45, 46] для сканування використовувалася вузька щілина. Поліпшення просторової здатності може бути досягнуте при використанні ефекту розсіювання НВЧ випромінювання на металевому зонді, розташованому поблизу досліджуваної поверхні. Для підведення до провідного мікрозонда НВЧ випромінювання зручно використовувати коаксіальний хвилевід [108].

Високої просторової здатності вдається досягти при об'єднанні методів НВЧ діагностики з технікою скануючої тунельної або атомно-силової діагностики [98 – 103]. Типова схема такого БМД передбачає використання вузлів скануючих зондових мікроскопів з модифікованими кантилеверами, що проводять електричний струм, або спеціального мікрозонда, виготовленого, наприклад, у вигляді відрізка коаксіального кабелю з вістрям кантилевера на кінці. По кабелю від генератора поширюється НВЧ випромінювання. Довжина відрізка кабелю звичайно вибирається такою, щоб виконувалися умови резонансу для НВЧ коливань. Діаметр вістря мікрозонда, що може мати величину близько 10 нм, набагато менше довжини хвилі зондувального випромінювання. Вістря мікрозонда може бути наближене до поверхні досліджуваного зразка на відстань кілька нанометрів. НВЧ випромінювання від вістря кантилевера попадає на досліджувану поверхню, частково відбивається від зразка й уловлюється за допомогою того ж самого мікрозонда, котрий у цьому випадку виконує також роль прийомної антени. Додаткові можливості діагностики матеріалів відкриваються при використанні у НВЧ діапазоні методів скануючої ємнісної мікроскопії. Залежно від властивостей приповерхневих шарів досліджуваних зразків і відстані зондувального вістря від досліджуваної поверхні змінюється ємність "мікрозонд-зразок" і параметри НВЧ сигналу на виході прийомної антени (мікрозонда). Сигнал надалі посилюється й аналізується, дозволяючи одержати інформацію про характеристики поверхні й приповерхневих шарів.

Застосування коаксіального зонда дозволило істотно зменшити паразитні ємності, підвищивши в такий спосіб відношення «сигнал/шум», і одержати просторову здатність близько 10 нм.

ЛМД дозволяє досліджувати магнітні властивості речовини [109, 110]. Становить інтерес створення локальних зондувальних магнітних полів. В [111, 112] це було реалізовано за допомогою SQID мікроскопа у НВЧ діапазоні. Як ближньопольовий зонд використовувався SQID, що працює при 77 К. Мікрозонди з локальними магнітними полями високої концентрації застосовувалися для визначення зміни просторової роздільної здатності надпровідних властивостей [113 – 117], магнітної проникності [107]. Досить інформативним виявляється безконтактний контроль за допомогою ЛМД якості високотемпературних надпровідних плівок. Можливість виявлення локальних дефектів ґрунтується на зміні поглинання НВЧ випромінювання в надпровідних зразках поблизу критичної температури T_c [118]. Вимірювання можуть також проводитися в нормальних умовах, виявляючи зв'язок отриманих даних і надпровідних властивостей досліджуваних зразків.

ЛМД являє собою велику область для подальших розробок приладів з поліпшеними технічними характеристиками. Удосконалення методів виготовлення мініатюрних мікрозондів дозволить підвищити чутливість і просторову здатність ЛМД. Наприклад, реалізація коаксіальних мікрозондів з вуглецевими нанотрубками в принципі може забезпечити нанометрову здатність у широкому частотному діапазоні. Перспективним представляється використання в складі ЛМД надрозділяючих систем на основі метаматеріалів. Підвищенню точності вимірювань за допомогою ЛМД буде сприяти й застосування більш ефективних методів обробки інформативних сигналів, удосконалювання векторних мережевих аналізаторів, часто використовуваних для цієї мети.

1.2.1 Стан теорії НВЧ зондів для СММ

Створені в останній період мікрохвильові резонаторні датчики є багатомірними по функціональній класифікації й багатоступеневими по

конструктивно-технологічній. Первинним вимірювальним перетворювачем у них є НВЧ резонатор.

Фізичною основою функціонування РВП є залежність резонансної частоти f_0 і добротності Q від ϵ і $\text{tg}\delta$ матеріалу об'єкта й ступеня його включення в електромагнітне поле резонатора [289].

Багатомірність базується на взаємозв'язку багатьох властивостей діелектричних і напівпровідникових об'єктів зі значенням ϵ і $\text{tg}\delta$ матеріалу, а також на впливі різних факторів (наприклад, освітлення, температури, тиску, електричного або магнітного полів та ін.) на величину ϵ і $\text{tg}\delta$.

Величина зміни f_0 і Q під впливом об'єкта є первинними сигналами вимірювальної інформації, однак, для використання їх в інформаційній системі необхідні додаткові перетворення. Тому датчики, які розглядаються, конструюються як багатоступеневі. Друга ступінь, як правило, пов'язана з детектуванням НВЧ потужності, що пройшла від НВЧ генератора через РВП, або відбитої від нього.

Тому в загальній теорії цих датчиків обов'язковими є співвідношення, що зв'язують сигнали напруги, які знімаються з НВЧ детектора, з резонансною частотою й добротністю РВП [5,119].

Для лінійного НВЧ детектора у випадку роботи РВП на прохід:

$$U_{\text{ä}}^{\text{гд}} = \frac{2\xi_0}{(1+2\xi_0)} \sqrt{P_{\text{г}} R_{\text{ä}} G_{\text{ä}}} \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{\Delta f}{f_0} \right)^2 4Q^2 \right]^{1/2}}, \quad (1.7)$$

де ξ_0 – коефіцієнт зв'язку ідентичних пристроїв зв'язку на вході та виході резонатора;

$P_{\text{г}}$ – потужність НВЧ генератора;

$R_{\text{д}}$ – опір НВЧ детектора;

$G_{\text{д}}$ – коефіцієнт перетворення НВЧ детектора;

f_0 – резонансна частота РВП без зразка;

Δf – розстроювання РВП;

Q – навантажена добротність резонатора.

Для відбивної схеми вмикання РВП:

$$U_{\dot{a}}^{\dot{\delta}} = \frac{1-\xi_0}{1+\xi_0} \sqrt{P_{\dot{a}} R_{\dot{a}} G_{\dot{a}}} \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{\Delta f}{f_0} \right)^2 4Q^2 \right]^{1/2}}. \quad (1.8)$$

Вираз для відносної зміни напруги на НВЧ детекторі, викликаній, наприклад, впливом зразка на РВП в залежності від зміни його добротності, в резонансі буде мати наступний вид:

$$\frac{\Delta U_{\dot{a}}^{\dot{\delta}}}{U_0} = \frac{2\xi_0}{(1+2\xi_0)} \frac{\Delta Q}{Q_0}. \quad (1.9)$$

Зміни $\Delta Q/Q_0$ та $\Delta f/f_0$ при різних по параметрам видах контролю можуть бути пов'язані як із введенням об'єкта в поле РВП, так і з впливом якого-небудь із перерахованих вище факторів, або їхньої сукупності.

Для забезпечення неруйнівності контролю РВП має апертурну область взаємодії електромагнітного поля резонатора з об'єктом. Такий підхід забезпечив також можливість реалізовувати локальність контролю в широких межах значень аж до субмікронної мікрохвильової діагностики.

Більшість розроблених в останній час датчиків забезпечено теорією, яка застосовується для їхнього градування, якісного й кількісного аналізу властивостей, а також для оптимального проектування за основними критеріями, пов'язаними із чутливістю, роздільною здатністю й діапазонністю.

Взагалі, теорія датчиків будується, в першу чергу, на встановленні кількісних характеристик залежності величин f_0 ; Q ; $\Delta Q/Q_0$ і $\Delta f/f_0$ від параметрів

об'єкта й параметрів конструкції РВП. Теоретичні підходи при цьому істотно відрізняються при різній геометрії апертурної взаємодії [14, 15, 120 – 123].

Практика показала, що мікрохвильові резонаторні датчики для усередненого по площі напівпровідникових пластин і епітаксialьних плівково- й багатопараметрового контролю доцільно базувати на так званих одномодових РВП з робочою частотою вище 35 ГГц [8, 9, 121, 124 – 126]. В основному це циліндричні резонатори на H_{01n} і E_{02n} видах коливань із розташуванням плоскошаруватих об'єктів на відкритому торці (рисунок 1.1,а) або у щілині між двома співвісними частинами резонатора (рисунок 1.1,б).

В роботі [5] вперше була теоретично й експериментально обґрунтована адекватність моделювання таких чутливих елементів характеристичним рівнянням виду:

$$\operatorname{th}(\gamma_1 z_1) = -Y_{12} \frac{\operatorname{th}(\gamma_2 h_2) + Y_{23} \frac{\operatorname{th}(\gamma_3 h_3) + \dots}{1 + \dots}}{1 + Y_{23} \operatorname{th}(\gamma_2 h_2) \frac{\operatorname{th}(\gamma_3 h_3) + \dots}{1 + \dots}}, \quad (1.10)$$

де Y_{ij} – комплексний коефіцієнт для Н або Е видів коливань;

$$Y_{ij}^H = \gamma_i / \gamma_j, \quad Y_{ij}^E = \gamma_j \tilde{\varepsilon}_i / \gamma_i \tilde{\varepsilon}_j;$$

$$\gamma_i = \alpha_i + j\beta_i = \left[\left(\frac{\mu_{mn}}{R_0} \right)^2 - \tilde{\omega}^2 \tilde{\varepsilon}_i^2 \varepsilon_0 \mu_0 \right]^{1/2} \quad - \quad \text{комплексний коефіцієнт}$$

розповсюдження в i -тому шарі;

$$\alpha_i - \text{стала загасання в } i\text{-му шарі, } \alpha_i = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\frac{\varepsilon_i}{2} \left[\sqrt{tg^2 \delta_i + (1 - \Theta / \varepsilon_i)^2} - 1 + \Theta / \varepsilon_i \right]};$$

$$\beta_i - \text{фазова стала в } i\text{-му шарі, } \beta_i = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\frac{\varepsilon_i}{2} \left[\sqrt{tg^2 \delta_i + (1 - \Theta / \varepsilon_i)^2} + 1 - \Theta / \varepsilon_i \right]};$$

ε_i – відносна діелектрична проникність i -го шару;

$$tg \delta_i = \frac{\sigma_i}{\omega_0 \varepsilon_0 \varepsilon_i} - \text{тангенс кута втрат в } i\text{-тому шарі};$$

$$\Theta = (\lambda_0 / \lambda_{\text{дв}})^2 ;$$

λ_0 – довжина хвилі НВЧ коливань у вільному просторі;

$\lambda_{\text{кр}}$ – критична довжина хвилі в хвилеводі;

μ_{mn} – корінь похідної функції Бесселя m -того порядку для відповідного виду коливань;

R_0 – внутрішній радіус циліндричного НВЧ резонатора;

$\tilde{\omega} = \omega' + j\omega''$ – комплексна резонансна частота ($\tilde{\omega} = 2\pi\tilde{f}$);

$\tilde{\varepsilon}_i = \varepsilon_0 \varepsilon_i (1 - jtg\delta_i)$ – комплексна діелектрична проникність i -го шару;

h_i – товщина i -го шару в багатошаровій структурі.

Взаємозв'язок змін добротності та резонансної частоти РВП, що викликані впливом контролюемого зразка, з дійсною та уявною частиною комплексної кругової частоти $\tilde{\omega}$ ($\tilde{\omega} = 2\pi f$) визначається наступними співвідношеннями:

$$Q_1 = \frac{\omega'_1}{2\omega''_1}; \quad \frac{\Delta Q}{Q} = Q_0 \frac{2\omega''_1}{\omega'_1} - 1; \quad \frac{\Delta \omega}{\omega} = 1 - \frac{\omega'_1}{\omega''_0}. \quad (1.11)$$

В цих співвідношеннях «0» відповідає відсутності, а індекс «1» наявності контролюемого зразка.

При товщинометрії епітаксіальних плівок на сильнолегованих підкладках і діелектричних покриттів на металах з використанням одномодових РВП рівняння (1.7) зводяться до лінійного виду [127 – 129].

Для аналізу інших застосувань розглянутих датчиків і їх градування використовується чисельне рішення рівняння (1.7) щодо комплексного значення резонансної частоти, що входить у величини $\gamma_{1,2,3...}$ [5].

Спільність і уніфікованість рівняння (1.7) для всіх різновидів таких датчиків безсумнівно має важливе теоретичне й практичне значення.

Основна частина сучасних мікрохвильових датчиків базується на апертурній взаємодії з об'єктом через отвір у торцевій області циліндричних

резонаторів (рисунок 1.1,а,в). Для теорії таких РВП, неприйнятне одномодове співвідношення (1.4).

В роботі [5] розвинуто теоретичний підхід до аналізу зазначених датчиків, що базується на формуванні інтегральних рівнянь із представленням невідомого поля у всіх областях електродинамічної системи - «датчик-об'єкт» за допомогою функцій Гріна для умовно виділених областей з координатними межами. З метою забезпечення гарної обумовленості й збіжності чисельного рішення таких рівнянь розроблено метод їх алгебраїзації, котрий засновано на напівобертанні інтегральних операторів задачі, та який зводить їх до системи алгебраїчних рівнянь II-го роду [16, 130, 131]. Такий підхід на відміну від традиційних, що приводять до погано обумовлених систем СЛАР I-го роду, виявився ефективним для проведення великої кількості досліджень різних геометричних структур РВП.

Типовий вид виникаючих СЛАР II-го роду наведено нижче для РВП із коаксіальною апертурою (рисунок 1.1,в,г)

$$\begin{cases} \sum_{n=0}^{\infty} d_{0n} \varphi_n - d \varphi_0 = 0, \\ \sum_{n=0}^{\infty} d_{mn} \varphi_n + \varphi_0 / m = 0 \end{cases} \quad (1.12)$$

де d , d_{mn} – елементи визначника СЛАР;

$$d = \ln \frac{R_2 - R_1}{R_2};$$

R_1 , R_2 – внутрішній та зовнішній радіуси коаксіальної апертури;

$$d_{mn} = \int_{-1}^1 \frac{\hat{T}_m(t)}{\sqrt{1-t^2}} \int_{-1}^1 \frac{\hat{T}_n(t')}{\sqrt{1-t'^2}} \tilde{K}(t, t') dt' dt;$$

$\hat{T}_n(t)$, $\hat{T}_m(t)$ – поліноми Чебишева першого роду;

$$\tilde{K}(t, t') = \frac{1}{\tilde{\varepsilon}^I + \tilde{\varepsilon}^{II}} \left[\tilde{\varepsilon}^I \tilde{G}^I(t, t') + \tilde{\varepsilon}^{II} \tilde{G}^{II}(t, t') \right], \quad \text{де } \tilde{G}^I(t, t'), \tilde{G}^{II}(t, t') -$$

функції Гріна рівнянь Максвелла для коаксіальної області і об'єму, що містять шаруватий зразок, відповідно;

$\tilde{\varepsilon}^I, \tilde{\varepsilon}^{II}$ – комплексні діелектричні проникності середовищ в указаних областях.

Коефіцієнти цієї СЛАР дозволяють визначити структуру електромагнітних полів у будь-якій частині РВП.

Резонансна частота та добротність РВП при включенні в його поле об'єкта обчислюються із умови рівності нулю визначників системи (1.12).

Цей математичний апарат поряд з використанням прямих чисельних методів (наприклад, методу кінцевих елементів) широко застосовується для попередніх чисельних досліджень різних РВП із різними об'єктами, а також для встановлення теоретичних характеристик перетворення датчиків.

Однак, при оптимальному проектуванні РВП по їхній спеціалізації й при рішенні зворотних задач в алгоритмах автоматизації вимірів, або реконструкції зображень у ЛМД, такий математичний апарат неефективний. Тому в роботах [15, 17] для зазначених цілей використані співвідношення, що базуються на так званому наближенні заданого поля.

Сутність його полягає в представленні електромагнітного поля в зовнішній області, що містить шаруватий зразок, через задане поле джерел по радіусу на апертурі резонатора і функцію Гріна для зазначеної області.

Теоретично й експериментально було показано, що для мікрозондової діагностики з малою систематичною погрішністю поле в коаксіальній апертурі і на торці РВП можна вважати заданим й відомим, а поле в багат шаруватому об'єкті знаходити через це задане поле за допомогою співвідношення

$$H_{\varphi}(z_m, +0) = -j\omega\varepsilon_0\tilde{\varepsilon}_1 \int_0^{\infty} \int_a^b J_1(kr) J_1(kr) \frac{kr'}{\gamma_1} \times$$

$$\times E_r(r') [cth(\gamma_i \Delta z_m) - csc h(\gamma_i \Delta z_m) R_m] dr' dk, \quad (1.13)$$

де H_φ , E_r – азимутальна та радіальна компоненти TEM хвилі в вимірювальній апертурі ємнісного резонаторного сенсора;

Δz_1 – товщина шару;

γ_1 – комплексна стала розповсюдження.

Порівнюючи тангенціальні складові на межі розподілу, можна одержати рекурентні співвідношення для коефіцієнтів R_m

$$R_m = \frac{\frac{\tilde{\epsilon}_{m-1}}{\gamma_{m-1}} csc h(\gamma_{m-1} \Delta z_{m-1})}{\frac{\tilde{\epsilon}_{m-1}}{\gamma_{m-1}} cth(\gamma_{m-1} \Delta z_{m-1}) + \frac{\tilde{\epsilon}_m}{\gamma_m} [cth(\gamma_m \Delta z_m) - csc h(\gamma_m \Delta z_m) R_{m+1}]} \quad (1.14)$$

де Δz_m – товщина m-го шару багат шарового зразка;

γ_m – комплексна стала розповсюдження в m-му шарі.

При цьому вплив об'єкта на Q і f обчислюється зі значень внесеної в РВП комплексній ємності, що вираховується через співвідношення для вектора Умова-Пойтинга.

$$\tilde{C} = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln^2(R_2/R_1)} \int_0^\infty [J_0(kR_1) - J_0(kR_2)]^2 \frac{\tilde{\epsilon}_1}{k\gamma_1} [cth(\gamma_1 \Delta z_1) - csc h(\gamma_1 \Delta z_1) R_m] dk. \quad (1.15)$$

Окрім того, з умови неперервності тангенціальних складових магнітного поля на межі розподілу «сенсор-шаруватий зразок»

$$H_\varphi(r, +0) - H_\varphi(r, -0) = 0, \quad (1.16)$$

та подальших перетворень впливає ще один варіант характеристичного рівняння вказаного РВП [129, 132]

$$\tilde{\varepsilon}_1 \int_0^\infty \frac{[J_0(kR_1) - J_0(kR_2)]^2}{k \ln^2(R_2/R_1) \gamma_1} [\operatorname{cth}(\gamma_1 \Delta z_1) - \operatorname{csc} h(\gamma_1 \Delta z_1) R_m] dk + \frac{\operatorname{cth}(\gamma_0^I H)}{\gamma_0^I} = 0. \quad (1.17)$$

де H – довжина накопичуючої частини резонатора.

Наведені вище співвідношення утворюють фундаментальну теоретичну базу, за допомогою якої формуються основні й спеціалізовані залежності для всіх мікрохвильових РВП.

1.2.2 СММ на основі відкритоко кінця коаксіалу

Мікрохвильові датчики на основі РВП із коаксіальною вимірювальною апертурою (РВП КВА) розроблялися в першу чергу для підвищення локальності багатопараметрового контролю напівпровідникових матеріалів [4, 23, 125, 44, 134 – 136]. Надалі вони виявилися також ефективними для побудови НВЧ вологомірів з малим об'ємом проб [24, 131, 136]. Особливо актуальним стало їх використання в локальній мікрохвильовій діагностиці (ЛМД). В роботах [44, 135, 136, 139, 139] вперше детально розроблена теорія цих датчиків, що дозволило оптимально їх проектувати для різних призначень.

Розширення досліджень показало, що датчики такого типу при певних співвідношеннях у геометрії апертурно утворюючої частини дозволяють одночасно підвищувати чутливість і локальність контролю. Така їх особливість пов'язана зі значним впливом нормальної до зразка складової НВЧ електричного поля в апертурі в утворенні сигналів вимірювальної інформації $\Delta Q/Q$ та $\Delta f/f$.

Деякі фізичні уявлення про цей аспект дає аналіз картини розподілу поля в апертурі різних конструктивів РВП цього типу (рисунки 1.6–1.9). Дані отримані шляхом рішення рівнянь Максвелла з використанням методу кінцевих елементів.

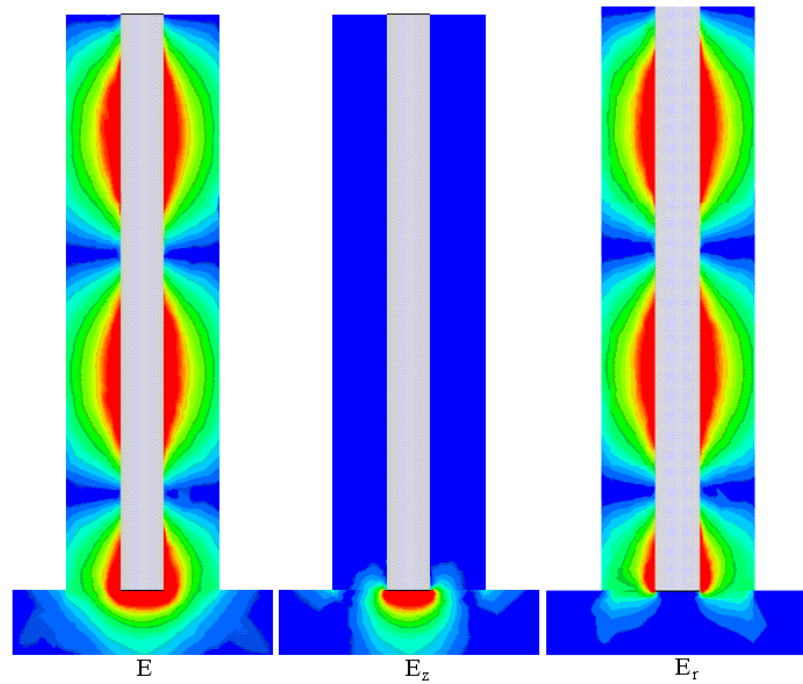


Рисунок 1.6 – Епюри повного і складових електричного НВЧ поля в РВП коаксіального типу у відсутності об'єкту: $f_0 = 9,58$ ГГц;
 $R_1/R_2 = 0,28$; $R_2/\lambda_0 = 0,17$; $Q_0 = 120$.

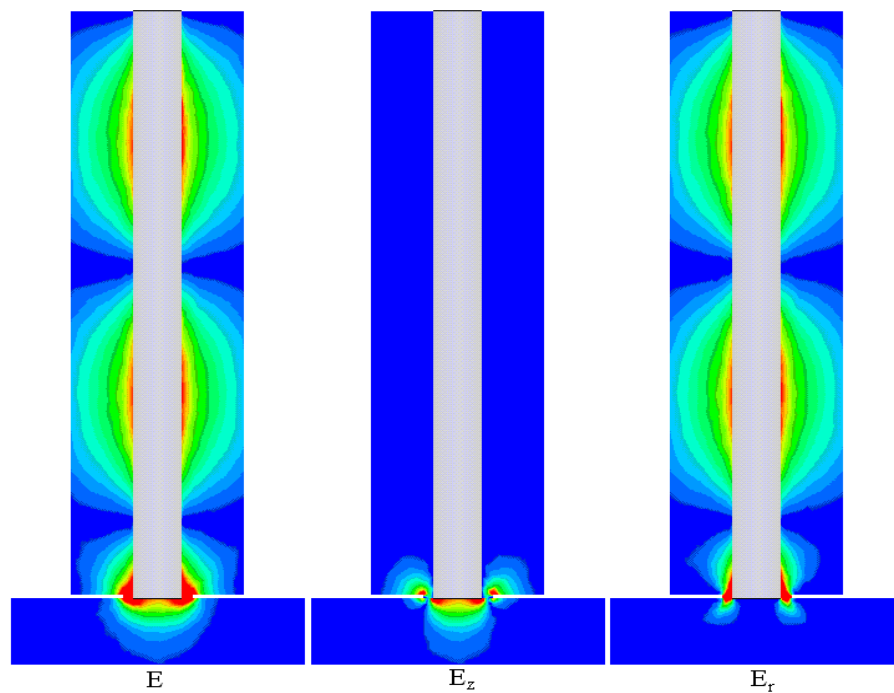


Рисунок 1.7 – Епюри повного і складових електричного НВЧ поля в коаксіальному РВП з вкорочуючою ємнісною апертурою у відсутності об'єкту:
 $f_0 = 9,15$ ГГц; $R_1/R_2 = 0,28$; $R_2/\lambda_0 = 0,17$; $Q_0 = 600$.

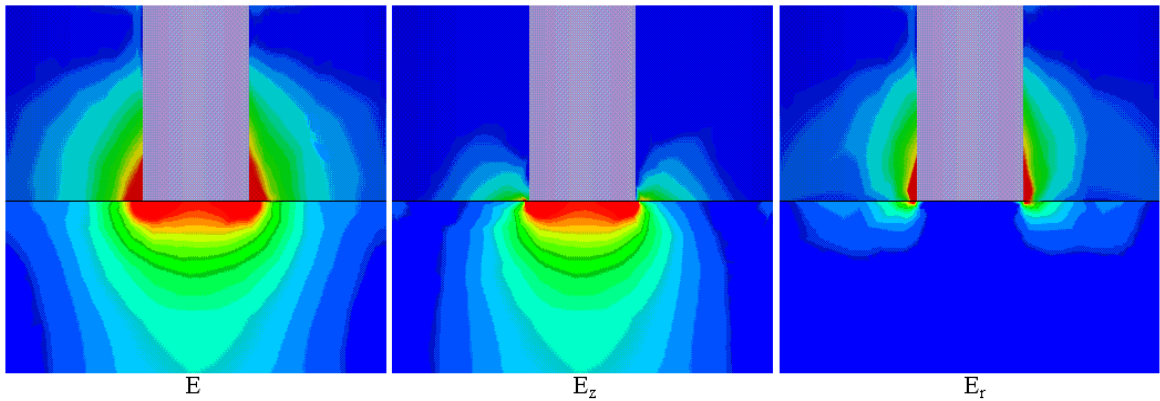


Рисунок 1.8 – Епюри повного і складових енергетичного НВЧ поля в апертурі РВП коаксіального типу при наявності об'єкту:
 $f_0 = 9,29$ ГГц, $Q = 37$; $\epsilon_2 = 3$, $\text{tg}\delta_2 = 10^{-3}$.

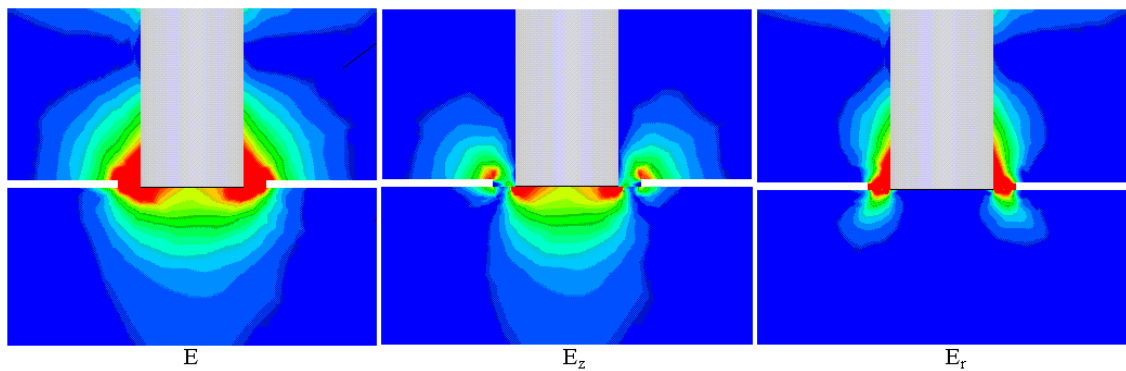


Рисунок 1.9 – Епюри повного і складових енергетичного НВЧ поля в апертурі РВП з вкорочуючою ємнісною при наявності об'єкту:
 $f_0 = 8,77$ ГГц, $Q = 195$, $R_0/R_2 = 0,4$; $\epsilon_2 = 3$, $\text{tg}\delta_2 = 10^{-3}$.

Порівняння конусного РВП з циліндричним конструктивом датчика показує, що конусність сприяє кращому узгодженню резонатора з апертурою. Це проявляється в збільшенні «провисання» поля в об'єкт і, як наслідок, в підвищенні чутливості датчика при заданій просторовій розподільній здатності.

Окремі дослідження показали, що для РВП з коаксіальною вимірювальною апертурою характерний значний вплив НВЧ втрат випромінювання на добротність і залежність такого впливу від параметрів об'єкта (геометричних та електричних) і величини зазору [139, 140].

Наведені приклади дають уявлення про функціональні можливості датчиків на основі РВП КВА для різного застосування. Вони фактично також демонструють узагальненість створеного теоретичного підходу, що служить основою оптимального проектування мікрохвильових РВП КВА відповідно для вологометрії та гігрометрії, діагностики біоб'єктів [311] і, особливо, для ЛМД.

Результати виконаних окремих досліджень також переконливо свідчать про перспективність застосування конусного конструктива для вирішення проблеми роздільного керування чутливістю і просторовою розподільною здатністю коаксіальних чвертьхвильових датчиків апертурного типу [294, 295].

Особливо важливо це для просування локальної мікрохвильової діагностики напівпровідникових структур в субмікронний діапазон просторової розподільної здатності.

1.2.3 Різновиди зондів для СММ та техніка виділення сигналів вимірювальної інформації

Як вже відзначалось, різні схеми ближньопольової ЛМД можуть працювати в широкосмуговому або резонансному режимах. У першому випадку, як правило, використовуються пасивні хвилеводи, у другому застосовуються резонатори різного виду, звичайно оснащені загостреними зондами [329]. Для резонаторних мікрозондів вдається одержати більш високу чутливість, але характерну для них вузьку смугу робочих частот варто враховувати при виборі можливих об'єктів дослідження. Використання резонаторних мікрозондів дозволяє суттєво підвищити відношення «сигнал/шум» на резонансних частотах. Чутливість системи росте при збільшенні добротності використовуваних резонаторів. У більшості ЛМД із резонаторними мікрозондами використовуються кола зворотного зв'язка, які підбудовують частоту генератора, що задає, відповідно із частотою системи «резонатор-зразок», що змінюється.

Варіант резонаторного мікрозонда на основі передавальної лінії досліджувався Табیب-Азаром та ін. [141 – 145]. Використовувався резонатор у вигляді чвертьхвильового відрізка мікросмужкової лінії, пов'язаного через

конденсатор з лінією передачі. Резонатор закінчувався загостреним провідником, яким і проводилося безконтактне зондування досліджуваного зразка. У цьому випадку визначальними були електричні компоненти електромагнітного поля. В іншому варіанті зонд закінчувався невеликою дротовою петлею, будучи зондом магнітного типу. Були розроблені ЛМД із мікрозондами, пов'язаними з об'ємними хвилеводами [146]. Для підвищення відношення «сигнал/шум» використовувалася низькочастотна модуляція відстані від зонда до досліджуваної поверхні і проводилася реєстрація інформативного сигналу методом синхронного детектування [141]. Використання волоконно-оптичного датчика дозволяло контролювати відстань між зондом і зразком з погрішністю приблизно 1 мкм. Просторова здатність становила $10^{-6} \lambda$ при використанні НВЧ сигналу із частотою 1 ГГц. Добротність ряду виготовлених мікрозондів була близько десяти тисяч [145].

Другим плідним напрямком у ЛМД виявилось використання коаксіальних резонаторів [147 – 149]. Безпосереднє зондування зразка торцем резонатора при частотах ~ 1 ГГц дозволяло одержувати порівняно невисоку просторову здатність близько 1 мм [147]. В удосконаленій конструкції ЛМД [148] центральний провідник коаксіалу закінчувався вістрям, котре частково виступало через невеликий отвір діаметром 1 мм у металевій торцевій частині резонатора. При роботі в контактному режимі вдавалося одержати здатність до 5 мкм. Надалі при використанні в такій конструкції отвору діаметром 0,1...0,2 мм і більш загостреного кінця центрального провідника вдалося досягти здатності 0,1 мкм [149]. Збудження резонансних коливань досягалося за допомогою петлі зв'язку, друга петля використовувалася для виводу сигналу на детектор. Резонансна порожнина зовні майже повністю обмежувалася металевою поверхнею, забезпечуючи високу добротність.

Отримано багато експериментальних результатів з використанням відкритого коаксіального резонатора, наприклад, у вигляді відрізка коаксіального кабелю [123]. Суттєвою особливістю коаксіальних резонаторів малих діаметрів є порівняно невелика міжмодова відстань у частотному

спектрі, що дозволяє вибрати частоту зондувального НВЧ випромінювання в порівняно широкому діапазоні. У ЛМД, описаному в [104], центральний провідник коаксіала мав діаметр 0,1 мм, робоча частота змінювалася в межах 8...12 ГГц. Зменшення цього діаметра сприяє поліпшенню просторової здатності й розширенню частотного діапазону. В [150] використовувався коаксіальний резонатор із внутрішнім діаметром 0,01 мм. На рисунку 1.10 показана схема БМД, яка розроблена в Мерілендському університеті (США), і наводиться з деякими модифікаціями в багатьох джерелах [151].

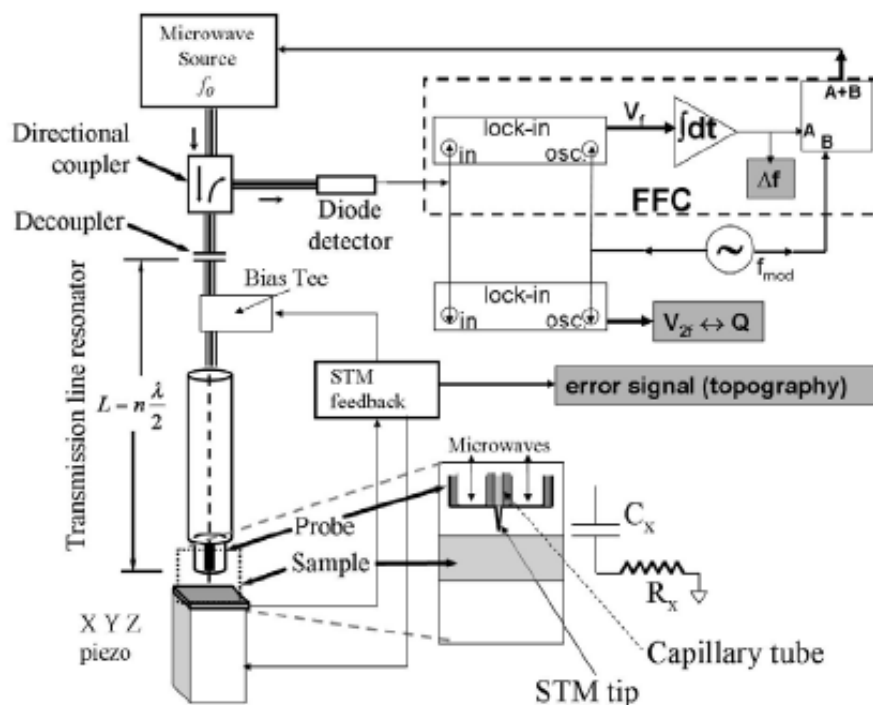


Рисунок 1.10 – Схема резонаторного БМД на основі коаксіальної передавальної лінії [144]

Зміна резонансної частоти за рахунок взаємодії мікрохвильового зонда зі зразком відслідковувалася системою зворотного зв'язка, яка забезпечує відповідне підстроювання частоти НВЧ генератора, що задає. Як вже відзначалось, параметри інформативного сигналу суттєво залежать від відстані між зондом і зразком. В [152] було проведено попереднє дослідження залежності частоти сигналу від зазначеної відстані, що дозволило з

використанням отриманих каліброваних кривих проводити в ряді випадків картографування поверхонь без використання спеціальних систем контролю цієї відстані. Для підвищення просторової здатності на кінці центрального провідника закріплювалося вістря зонда, звичайно використовуваного в складі скануючого тунельного мікроскопа [153, 154]. У контактному режимі здатність була близько до 1 мкм.

Ще один напрямок у ЛМД із резонаторними мікрозондами пов'язаний з використанням об'ємних діелектричних резонаторів [154 – 159]. Перевагою діелектричних резонаторів є їх малі розміри при досить високій добротності, порівнянної з добротністю металевих порожніх резонаторів. На рисунку 1.11 наведена схема такого БМД [155].

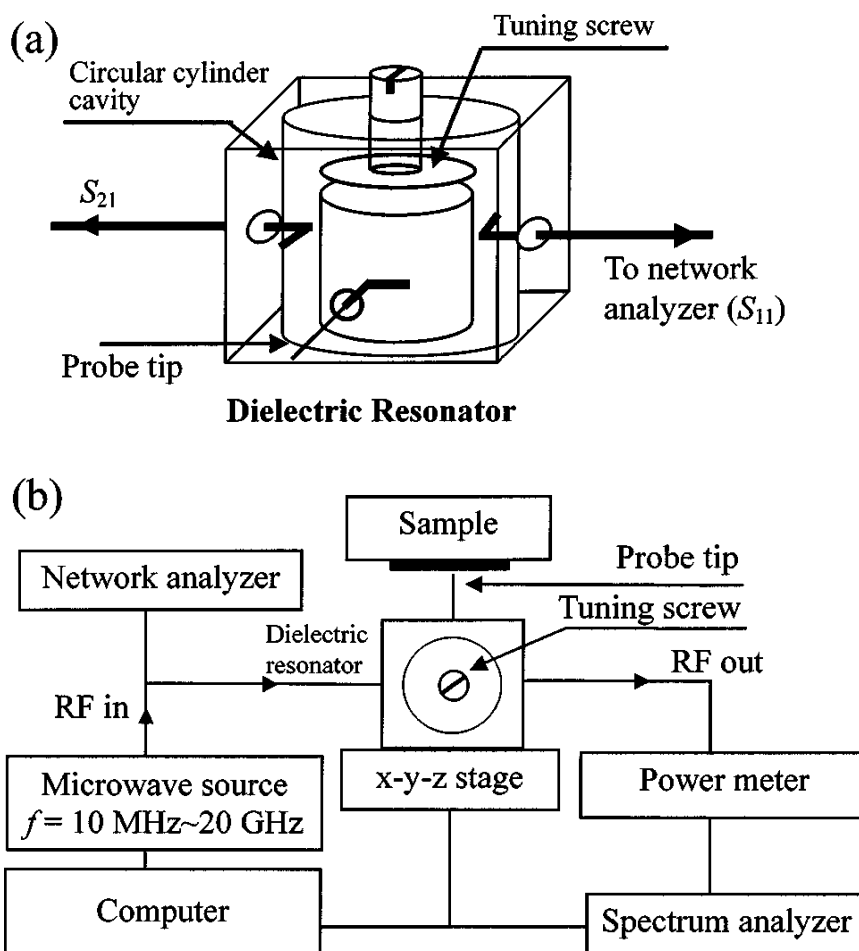


Рисунок 1.11 – Схема БМД із діелектричним об'ємним резонатором

Резонатор із твердотільного діелектрика циліндричної форми поміщено усередині металевої порожнини, що екранує. Підстроювання резонансної частоти легко провадиться за допомогою діелектричного регулювального гвинта, що переміщається відносно резонатора. Електромагнітна безконтактна взаємодія резонаторного зонда зі зразком відбувається з використанням загостреного провідника, розташованого на осі діелектричного циліндра.

У процесі роботи БМД зміни структурних і електрофізичних параметрів досліджуваного зразка викликають зміни інформативного сигналу на виході приладу. Залежно від типу БМД інформативними параметрами можуть бути зміни резонансної частоти й добротності системи «резонатор–зразок», амплітуди й фази НВЧ хвилі, активної й реактивної складових повного опору. Задачею оптимального формування сигналів є одержання найбільших коефіцієнтів перетворення варіацій характеристик скануючого зразка в зміни параметрів інформативного сигналу з високим відношенням «сигнал/шум».

Інформативні сигнали в ЛМД можуть формуватися в різних режимах. Пасивні мікрозонди звичайно використовуються на частотах, при яких спостерігається максимальна амплітуда НВЧ сигналу, відбитого від зразка або який пройшов через нього [95, 96, 98]. БМД із резонаторними системами можуть використовуватися на фіксованій частоті [104] або з використанням системи зворотного зв'язка, яка підбудовує частоту НВЧ генератора, що задає, під резонансну частоту, що змінюється, системи «резонатор–зразок» [123, 68, 160].

Формування сигналів НВЧ сканування проілюструємо на прикладі описаного в багатьох публікаціях БМД, розробленого в Мерілендському університеті (США) (рисунок 10).

Основною частиною БМД є коаксіальний резонатор, у якості якого використовується відрізок коаксіального кабелю. З однієї сторони резонатор пов'язаний із НВЧ генератором, що задає, через направлений відгалужувач і конденсатор, що розв'язує. На другому відкритому кінці коаксіального кабелю до центрального провідника приєднаний загострений мікрозонд скануючого

тунельного мікроскопа (СТМ). Зразок закріплений на платформі трьохкоординатного п'єзопривода, що забезпечує двокоординатне сканування й підтримку постійною, за допомогою кола зворотного зв'язка СТМ, відстані між мікрозондом і зразком. Частота НВЧ генератора, що задає, модулюється із частотою f_{FM} за допомогою зовнішнього низькочастотного генератора. У результаті взаємодії НВЧ випромінювання зі зразком змінюється резонансна частота F і добротність коаксіального резонатора Q . НВЧ випромінювання відбивається від резонатора й через направлений відгалужувач попадає на детектор, з виходу якого сигнал надходить на входи двох схем синхронного детектування. Залежність потужності випромінювання, відбитого від резонатора, при частотному розстроюванні описується резонансною кривою з мінімумом у точці резонансу. Один із синхронних детекторів реєструє сигнал на частоті f_{FM} , формуючи на виході напругу V_f , величина якої зростає в міру відхилення частоти від резонансного значення. Цей сигнал використовується колом зворотного зв'язка для підстроювання частоти генератора, що задає, до значення, що дорівнює резонансній частоті резонатора. Другий синхронний детектор працює на частоті $2f_{FM}$, у результаті чого напруга V_{2f} на його виході виявляється пов'язана з похідною частотною залежністю потужності випромінювання, відбитого від резонатора, і, відповідно, з добротністю Q . Для даного БМД були проведені калібровані експерименти по вимірюванні V_{2f} і коефіцієнта відбиття НВЧ випромінювання від резонатора при різних значеннях добротності, які показали однозначний зв'язок V_{2f} і Q . Таким чином, формуються сигнали V_f і V_{2f} , один із яких пов'язаний зі зміною резонансної частоти, а другий – зі зміною добротності. Комп'ютерна обробка цих сигналів дозволяє одержати інформацію про відповідні параметри досліджуваних зразків. Розглядаючи формування сигналів, відзначимо також, що крім системи зворотного зв'язка, що змінює частоту НВЧ генератора, часто використовується модуляція відстані від зонда до зразка [161, 143] з наступним виділенням інформативного сигналу методом синхронного детектування.

При обробці даних у БМД важливо одержати достовірні дані, що характеризують досліджуваний зразок. Суттєвим фактором, що впливає на можливість одержання кількісних характеристик тестуемого матеріалу, є залежність параметрів інформативного сигналу на виході БМД від геометричних параметрів зонда й контрольованого зразка. Вплив геометричних факторів можна врахувати при реєстрації сигналу при різних положення зонда аж до його контакту зі зразком. Однак у випадку металевих зразків такий контакт призводить до зникнення сигналу на резонансній частоті. В [162] експериментально досліджена зміна частоти ($f_0=1,5$ ГГц) і добротності чвертьхвильового коаксіального резонатора залежно від зазору між зондом у вигляді загостреного центрального провідника резонатора й металевими плівками з різним поверхневим опором. Профіль металевих тестових структур вдавалося реєструвати з вертикальною здатністю 50 нм.

Звичайно область простору, у якій зондувальні електромагнітні поля мають помітну величину, набагато менше повного об'єма резонаторного мікрозонда. Тому можна використовувати теорію збурювань для обчислення змін резонансної частоти ΔF і добротності ΔQ , обумовлених взаємодією зі зразком [163, 164]. Наведемо отримані в [123] оцінки зміни резонансної частоти й добротності при скануванні діелектричної плівки з малим поглинанням, відносна комплексна діелектрична проникність якої $\epsilon_{\text{film}} = \epsilon'_{\text{film}}(1 - itg\delta)$. Припустимо, що відомо розподіл електричного поля в області зразка, розрахований, наприклад, в електростатичному наближенні рішенням рівняння Пуассона, з використанням теореми Пойнтинга або повнохвильового чисельного аналізу рішенням рівнянь Максвелла. Якщо в досліджуваній плівці об'ємом V_S при $\epsilon = \epsilon_{\text{film}}$ поле має розподіл E_1 , а в тому ж об'ємі при $\epsilon = 1$ поле E_2 , то з розгляду малих збурювань резонаторного мікрозонда з повною запасеною енергією W впливає:

$$\frac{\Delta F}{F} \cong -(\varepsilon'_{\text{film}} - 1) \frac{\varepsilon_0}{4W} \int_{V_s} \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 dV, \quad (1.18)$$

$$\Delta \left(\frac{1}{Q} \right) = -\tan \delta \frac{2\varepsilon'_{\text{film}}}{\varepsilon'_{\text{film}} - 1} \frac{\Delta F}{F}. \quad (1.19)$$

З останнього співвідношення видно, що при відомій величині дійсної частини діелектричної проникності $\varepsilon'_{\text{film}}$ тангенс кута діелектричних втрат $\tan \delta$ може бути знайдений з експериментальних значень $\Delta F/F$ і $\Delta Q/Q$ без проведення чисельних розрахунків розподілу електричних полів в області зразка.

Відзначимо, що ефективна обробка сигналів у БМД може відбуватися за допомогою універсальних векторних мережних аналізаторів. Такі прилади випускаються, наприклад, фірмою Agilent Technologies (США). Ця фірма виробляє і БМД у цілому. Продукція, що випускається, має високі технічні характеристики, але в той же час вона досить дорога.

1.3 Метрологічні основи НВЧ контролю та діагностики

1.3.1 Характеристики перетворення первинних НВЧ вимірювальних перетворювачів

У процесі роботи з мікрохвильовими датчиками зміни структурних і електрофізичних параметрів досліджуваного зразка викликають зміни інформативного сигналу на виході приладу. Залежно від типу датчика інформативними параметрами можуть бути зміни резонансної частоти й добротності системи «резонатор–зразок», амплітуди й фази НВЧ хвилі, активної й реактивної складових повного опору. Задачею оптимального формування сигналів є одержання найбільших коефіцієнтів перетворення варіацій характеристик скануючого зразка в зміни параметрів інформативного сигналу з високим співвідношенням «сигнал/шум».

Інформативні сигнали в мікрохвильовій сенсоріці можуть формуватися в різних режимах. Пасивні мікрозонди звичайно використовуються на частотах, при яких спостерігається максимальна амплітуда НВЧ сигналу, відбитого від

зразка або який пройшов через нього [98, 95, 96]. НВЧ датчики із резонаторними системами можуть використовуватися на фіксованій частоті [104, 319] або з використанням системи зворотного зв'язку, яка підбудовує частоту НВЧ генератора, що задає, під резонансну частоту, що змінюється, системи «резонатор–зразок» [68, 160, 165]. При роботі на фіксованій частоті вибирається ділянка максимального нахилу кривої залежності коефіцієнта пропускання або відбиття резонатора від частоти. При зміні властивостей зразка змінюється резонансна частота й добротність системи «резонатор–зразок» [166, 167]. Виміряються коефіцієнти пропускання або відбиття резонатора на даній фіксованій частоті, зміна яких дає інформацію про відмінність параметрів досліджуваного матеріалу на різних ділянках зразка, що сканують.

На виході НВЧ датчика із резонансною системою для одержання корисної інформації можуть використовуватися пари незалежних параметрів, у якості яких можуть бути використані частота й добротність, амплітуда й фаза, дійсна й уявна частини комплексного опору. У мікрохвильовій сенсориці із резонаторними мікрозондами реєструють зміну резонансної частоти й добротності. Для визначення добротності звичайно модулюють частоту НВЧ генератора, що задає, вимірюють амплітуду або потужність НВЧ випромінювання, відбитого від резонатора або що пройшов через нього, і реєструють ширину смуги пропускання резонансної системи ΔF за рівнем потужності 0,5. Шукану добротність Q при резонансній частоті F знаходять по формулі $Q = F / \Delta F$. Відомі різні схемотехнічні рішення, що дозволяють одержувати в реальному часі в процесі сканування зразка значення резонансної частоти й добротності. НВЧ резонаторні зонди дозволяють формувати два фундаментальні сигнали, що називаються характеристиками перетворювання. Вони пов'язані зі зміною добротності та резонансної частоти зонда при скануванні об'єкта з неоднорідним розподілом властивостей.

Багатопараметровість його діагностики (мікроскопія неоднорідності різних фізичних величин та пов'язаних з ними властивостей) досягається додатковим впливом на об'єкт [168 – 171] або взаємодію зонда з об'єктом [172].

Вказані фундаментальні сигнали залежать по величині від значення власної добротності резонатора; середньої величини фундаментальних НВЧ параметрів об'єкта (ε і $tg\delta$); ступеню взаємодії об'єкта з полем в апертурі зонда та ін. [138, 173, 174, 175]. Тому при їх формуванні необхідно враховувати електродинамічні характеристики зонда та діапазон значень ε і $tg\delta$ об'єкта.

Для попереднього наближеного аналізу взаємозв'язку добротності з означеними вище факторами процесу СММ можна скористатися наступним відомим співвідношенням.

$$Q = 2\pi f_0 \frac{W_{\text{зап}}}{P_{\text{пот}}} = 2\pi f_0 \varepsilon_0 \frac{\int_V \varepsilon E^2 dV}{P_{\text{ст}} + P_{\text{випр}} + \int_{V_s} \sigma_s E^2}, \quad (1.20)$$

де f_0 – резонансна частота зонда;

ε_0 – абсолютна діелектрична проникність вакууму;

ε – відносна діелектрична проникність середовища, що входить в різні частини об'єму V електродинамічної системи резонатор-зразок;

E – амплітудне значення напруженості НВЧ поля в різних частинах електродинамічної системи резонатор-зразок;

V_s, σ_s – включений в поле об'єм об'єкту та питома електропровідність його матеріалу;

$P_{\text{ст}}$ – НВЧ втрати в стінках зонда;

$P_{\text{випр}}$ – НВЧ втрати на випромінювання із зонда.

Напруженість НВЧ поля E , значення ε_s та σ_s є функціями координат. Пов'язані з добротністю зонда сигнали зображення в СММ формуються як її зміни ($\delta Q/Q$), визвані як, в першу чергу, зміною питомої електропровідності

об'єкта $\delta\sigma_s/\sigma_s$, так і інших його параметрів (наприклад $\delta\epsilon_s/\epsilon_s$; нерівності поверхні $\delta h_z/h_z$). При цьому вказані зміни параметрів об'єкта впливають на величину $\delta Q/Q$ не тільки через прямо вхідні в (1.20) їх величини, але й опосередковано через їх вплив на розподіл поля E та значення $P_{ст}$ та $P_{випр}$.

Співвідношення зміни резонансної частоти $\Delta f/f$ одержують аналогічно наступним чином

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta W_{зап}}{W_{зап}} = \frac{\int_V (\epsilon_s - 1) E^2 dV}{4 \int_V \epsilon E^2 dV} \quad (1.21)$$

де $\Delta f/f$ – зміна резонансної частоти зонда, що викликана включенням в його апертуру об'єкта об'ємом V_s ;

$\Delta W_{зап}$ – зміна запасаної НВЧ енергії в повній електродинамічній системі зонда, що пов'язана з включенням об'єкта.

Із (1.21) випливає, що найбільш суттєво величина $\Delta f/f$ залежить від ϵ_s об'єкта.

Представлений розгляд сигналів $\Delta Q/Q$ та $\Delta f/f$ є зручним для демонстрації та дослідження різних способів підвищення багатопараметровості СММ діагностики напівпровідників та діелектриків. Прикладом може служити розвинутий в [168 – 171] фотомодуляційний варіант утворення сигналів в техніці НВЧ контролю параметрів напівпровідників [321-323].

Співвідношення (1.20 – 1.21) неможливо розвернути аналітично для розглянутих резонаторних зондів. Однак, в деяких випадках можна скористатись наступним варіантом наближеного аналізу для оцінки властивостей сигналів.

Наприклад, при СММ кремнію в процесах різної його обробки можна виходити із незмінності та відомої величини його діелектричної проникності на НВЧ ($\epsilon=12$). Тоді вираз (1.21) може представляти результат експериментально

вимірюваної величини, що характеризує ступінь включення об'єкта в НВЧ поле зонда.

$$K = \frac{\int_{V_s} E^2 dV}{4 \int_V \epsilon E^2 dV} = \frac{\Delta f}{f(\epsilon_s - 1)} \quad (1.22)$$

Значення цього параметра може бути корисним для аналізу різних сигналів $\Delta Q/Q$.

Наприклад, якщо не враховувати неоднорідність значення σ_s безпосередньо в області ближнього поля під вістрям, то можна одержати

простий, але більш точний для оцінки сигналу вираз $\left(\frac{\delta Q}{Q}\right)_\sigma = Q^{-1} \frac{\partial Q}{\partial \sigma_s}$.

$$\left(\frac{\delta Q}{Q}\right)_\sigma = \sigma_s \frac{\frac{K}{\omega \epsilon_0} + \frac{\sigma_s}{\omega \epsilon_0} \frac{\partial K}{\partial \sigma_s}}{\left(Q_0^{-1} + \frac{\sigma_s K}{\omega \epsilon_0}\right) \sigma_s} = \frac{\Delta f}{f} \frac{\sigma_s}{2\pi f_0 \epsilon_0 (\epsilon_s - 1)} \frac{1 + \left(\frac{\Delta f}{f}\right)^{-1} \sigma_s \frac{\partial}{\partial \sigma_s} \left(\frac{\Delta f}{f}\right)}{Q_0^{-1} + \frac{\sigma_s}{2\pi f_0 (\epsilon_s - 1)} \frac{\Delta f}{f}} \frac{\delta \sigma_s}{\sigma_s}, \quad (1.23)$$

де

$$Q_0 = 2\pi f_0 \epsilon_0 \frac{\int_V \epsilon E^2 dv}{P_{ст} + P_{випр}}. \quad (1.24)$$

В цих співвідношеннях Q_0 – експериментально вимірювана власна добротність резонаторного зонда у відсутності об'єкта; $\Delta f/f$ – експериментально вимірюване середнє значення зміни резонансної частоти зонда при взаємодії з об'єктом; ϵ_s – відома відносна діелектрична проникність об'єкта; $\delta \sigma_s/\sigma_s$ –

відносне відхилення питомої провідності матеріалу об'єкта від середнього значення.

1.3.2 Взаємозв'язок локальності та чутливості НВЧ зондів

Основними характеристиками СММ є чутливість і просторова роздільна здатність або іншими словами локальність сканування. При реалізації СММ доводиться вибирати прийнятне співвідношення між цими двома суперечливими параметрами. Їх конфлікт визначається тим, що підвищення локальності призводить до зменшення чутливості. Під підвищенням локальності ми розуміємо зменшення площі зразка, що впливає на параметри резонансної системи РВП-зразок. Говорячи про чутливість ми маємо на увазі те, наскільки малу зміну параметрів зразка може відчувати наш прилад. При зменшенні площі зразка, що взаємодіє зменшується ступінь його включення у поле РВП. Ступінь включення є одним із головних визначників чутливості. Тому підвищення локальності закономірно буде зменшувати чутливість. Розміри області взаємодії НВЧ випромінювання зі зразком безпосередньо пов'язані з розмірами вимірювальної апертури або вістря мікрозонда, і з їхнім розташуванням відносно поверхні досліджуваного матеріалу. Зі зменшенням апертури суттєво знижується потужність НВЧ випромінювання, що проникає через отвір. Поблизу апертури поширюються лише швидкозагасаючі еванесцентні хвилі. Більш ефективним в енергетичному відношенні виявляється використання для створення зондувального потоку НВЧ випромінювання мікрозонда із загостреним провідником.

В більшості схем СММ передбачений відбивний режим роботи. У випадку вимірювальної апертури НВЧ випромінювання проходить через отвір до й після взаємодії зі зразком. Мікрозонд із загостреним провідником на кінці є одночасно передавальною й прийомною антеною. Як вимірювальна апертура, так і провідний зонд можуть використовуватися для НВЧ діагностики в сполученні з різними хвилеводами й резонаторами, причому в другому випадку вдається досягти більш високої чутливості. Для дослідження застосовуваних у мікроелектроніці матеріалів при різних частотах НВЧ випромінювання можна

використовувати широкосмугові мікрозонди на основі коаксіальних резонаторів з довжиною, що набагато перевищує діаметр. Максимальної чутливості СММ можна досягти при використанні порожніх об'ємних резонаторів, що мають високу добротність. Резонаторні мікрозонди на їхній основі перспективні для високочутливої діагностики матеріалів і структур мікроелектроніки у відносно вузькому частотному діапазоні. Однак для практичної реалізації мікрозвильового датчика із такими зондами необхідне проведення додаткових досліджень і проектних робіт з урахуванням особливостей структури й електрофізичних властивостей досліджуваних матеріалів.

Наведені в попередньому підпункті співвідношення (1.22– 1.24) дозволяють фізично аналізувати напрямки підвищення чутливості резонаторних зондів для НВЧ сенсоріки. З метою більш детальної кількісної оцінки потрібно виконувати чисельне моделювання їх електродинамічних характеристик.

Практика використання квазістатичного наближення та методика еквівалентних схем в теорії резонаторних зондів для мікрозвильової сенсоріки не підтвердила переконливо адекватність заснованих на них моделей. Тому, в сучасних дослідженнях, все більше використання знаходять прямі методи чисельного рішення виникаючих в теорії мікрохвильової сенсоріки електродинамічних задач. Зокрема, найбільш доцільно здійснити моделювання шляхом рішення хвильового рівняння або рівнянь Максвелла для вивчення системи з використанням метода кінцевих елементів [176].

Перш ніж наводити дані про оцінку вказаних параметрів резонаторних зондів потрібно звернути увагу на особливості конкретного застосування НВЧ сенсорів. Дійсно, практика уже підтвердила ефективність їх використання для дослідження ВТНП [177, 178]; матеріалів та деяких структур напівпровідникової мікро- та наноелектроніки [149, 80, 179]; оптоелектроніки [180, 181]; магнітних та діелектричних плівок і наноструктур [179]; біосередовищ та біооб'єктів [65, 182]. Особливості цих застосувань пов'язані як

з особливостями формування відповідних різновидів сигналів РЗ, так і значним впливом середнього значення ε_s і $\text{tg}\delta_s$ об'єктів на чутливість. Тому досить важливим є вирішення питання оптимального підбору геометрії накопичувальної та апертурної частин для конкретної реалізації НВЧ сенсоріки.

Найбільш очевидно це ілюструє приклад використання НВЧ датчиків для дослідження напівпровідників.

Діагностика напівпровідникових матеріалів та структур припускає вимір, як правило, товщини шарів, питомого опору, діелектричної проникності, часу життя та рухливості носіїв заряду. При цьому два останніх параметри визначаються через модульовані зміни фундаментальних сигналів при модулюючому зовнішньому впливі [168, 169,170]. Особливістю напівпровідникових матеріалів є те, що їхній питомий опір може мінятися в широких межах (для сонячних елементів $10^{-1} \dots 10^2$ Ом·см, а для надвеликих ІС – $10^{-4} \dots 10^7$ Ом·см), а діелектрична проникність навіть при зміні виду напівпровідникового матеріалу змінюється слабо (наприклад: $\varepsilon_{Si} \sim 12$, $\varepsilon_{AsGa} \sim 10,9 \dots 12,9$). Як відзначалося раніше, технологічні вимоги до неоднорідності електрофізичних параметрів фактично визначають вимоги до необхідного забезпечення роздільної здатності по цих параметрах.

Зміну питомого опору (провідності) напівпровідника при використанні методів мікрохвильової діагностики можна визначити через тангенс кута діелектричних втрат ($\text{tg}\delta$), величина якого для відзначених вище можливих значень σ_s буде відповідати $\sim 10^{-3} \dots 10^3$.

Тож, як робоча добротність Q , так і чутливість РЗ буде залежати від діапазону значень середньої величини питомого опору або ε_s і $\text{tg}\delta_s$ об'єкта.

Основним інструментом збільшення локальності за рахунок погіршення просторової роздільної здатності або навпаки є зміна радіуса вістря зонда. При зменшенні радіуса збільшується ПРЗ [183]. Це добре видно на рисунку 1.12.

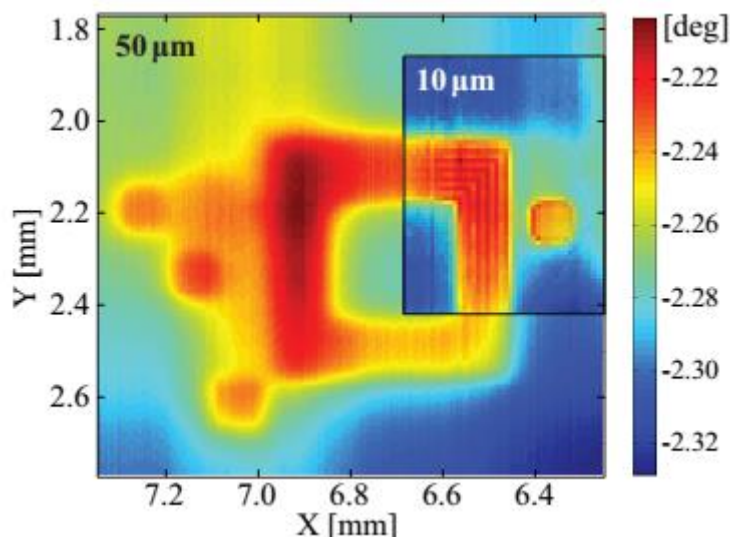


Рисунок 1.12 – Результат сканування тестової структури за допомогою зонда радіусом 10 мкм і 50 мкм.

Також чутливість і роздільна здатність мають значну залежність від відстані між зондом та об'єктом. При збільшенні зазору зменшується ступінь включення об'єкта у поле РВП, що призводить до погіршення чутливості, а ще збільшується площа області взаємодії.

1.3.3 Вплив чинників, що заважають

При досить широкому спектрі застосування НВЧ сенсорики, більша частина її принципів реалізується на основі резонаторних вимірювальних перетворювачів (РВП) [184, 185]. У свою чергу, суть цих принципів зводиться до первинного виділення вимірювальної інформації через реєстрацію зміни резонансної частоти і добротності НВЧ резонатора при його взаємодії з об'єктом (зразком), що досліджується. Ці зміни, як правило, безпосередньо пов'язані зі значенням комплексної величини діелектричної і магнітної проникності об'єкта ($\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$ і $\mu = \mu' + j\mu''$).

Інші параметри системи «РВП-об'єкт» за рідкісним винятком є з інформаційної точки зору чинниками що заважають. Наприклад, це геометрія зразка, місце його розташування в НВЧ полі РВП та ін. Проте, слід зауважити, що ряд таких чинників істотно впливає на чутливість НВЧ сенсора, його просторову роздільну здатність та ін. Зокрема дуже важливим чинником є

відстань від вістря РВП до зразка (проміжок між вістрям та зразком). Під час сканування, без потрібного контролю, її величина може постійно змінюватись від однієї точки сканування до іншої через те, що поверхня об'єкта може бути нерівною. Цей параметр дуже важливий через те, що характеристики перетворювання мають сильну і, що важливіше, нелінійну залежність від проміжку між вістрям та зразком. У роботі [183] були виконані виміри відшаровування за допомогою п'єзо модуляції. Вимірювання виконувались вістрям радіусом 20 мкм, в якості зразка що досліджується була металічна пластина. Сигналом вимірювальної інформації був коефіцієнт відбиття. На малюнку 1.13 зображена його залежність від проміжка між зразком та вістрям РВП. Спостерігається сильна та нелінійна залежність.

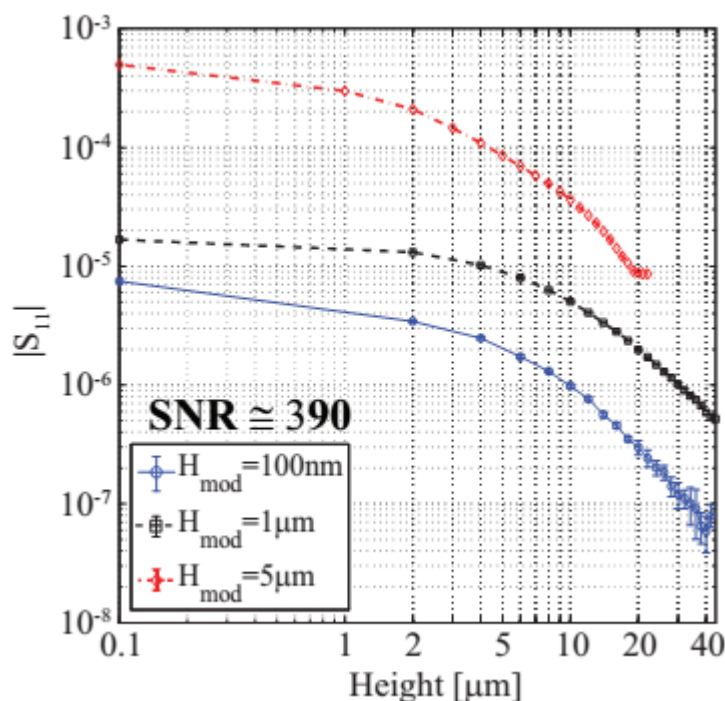


Рисунок 1.13 – Залежність сигналу коефіцієнта проходження від зазору

Окремо слід також відзначити, що найчастіше чинники що заважають, наприклад, зазор між об'єктом і РВП, стає метрологічно важливим як інформація про профіль поверхні. Маючи зразок що досліджується з постійними

по всій площі діелектричними параметрами можна вимірювати нерівність його поверхні.

У такому випадку для вимірювання треба було б тільки зробити правильне градування. Але це ідеальний випадок, частіше нам важливо вимірювати зазор одночасно з виміром діелектричних властивостей об'єкта. Для цього треба вирішувати обернену задачу.

1.3.4 Способи вирішення зворотної задачі при НВЧ контролі і діагностиці

Сигнали вимірювальної інформації мають різко нелінійну залежність як від параметрів об'єкта що досліджуються так і від чинників що заважають. Тому реконструкція зображення без попередньої обробки не дасть реальної картини розподілу параметрів. Для отримання достовірних даних завдяки яким можна було б судити про величини електрофізичних параметрів об'єкта треба вирішувати зворотню задачу.

Один із методів вирішення зворотної задачі розглянуто у роботі [186], де застосовується загальноприйнятий у методиці реконструкції метод зворотної згортки. Однак сам автор визнає некоректність такого підходу у зв'язку з тим, що результат сканування можна записати у вигляді двовимірної згортки тільки як перше наближення методу збурювань. Дано рекомендації з визначення ядра інтегрування експериментальним методом, однак цей підхід не усуває проблему, а лише дає оптимальне наближення методу, що використовується. Крім того, у якості параметра, що додатково варіюється для одержання масиву двовимірних результатів сканування, пропонується використовувати такі параметри апертурного НВЧ датчика, як частоту, розмір апертури й т.п., без аналізу чутливості й стійкості відповідних алгоритмів реконструкції.

Багато в чому аналогічну задачу було вирішено в роботі [187] при розробці методу зондування мікрохвильовим випромінюванням багатошарового середовища. При цьому був використаний ітераційний алгоритм рішення зворотної задачі, заснований на методі послідовних ітерацій незбуреного поля. Однак специфіка такої методики вимагає вихідних даних про розподіл електричного поля на поверхні контрольованого середовища залежно

від частоти випромінювання або висоти розташування випромінювача. Фактично, цей метод припускає незалежні випромінювач і приймач електромагнітного поля, причому розміри приймача нехтовно малі. Сканування виконується тільки переміщенням приймача в заданій площині на або над поверхнею середовища. Таким чином, ця методика орієнтована в першу чергу на рішення задачі мікрохвильової локації багат шарових середовищ у наближенні ближнього поля, і не може бути використана з технічних причин для мікрохвильової діагностики напівпровідників. Проте, деякі математичні прийоми, використані авторами, можуть бути застосовані й для нашої задачі.

Більшість із алгоритмів реконструкції об'ємного розподілу на підставі даних сканування засновані на рішенні спочатку прямої задачі взаємодії датчика з однорідним об'єктом контролю. Найбільш близькою по постановці є задача, що виникає при контролі електрофізичних властивостей матеріалу за допомогою зонда у вигляді відкритого кінця коаксіального кабелю. Докладний опис аналітичної моделі взаємодії такого датчика з об'єктом дано, наприклад, в [188], а аналіз можливих алгоритмів рішення зворотного задачі (визначення комплексної діелектричної проникності) в [189]. При цьому є деякі відмінності від розглянутого в даному проекті методу локальної мікрохвильової діагностики. Насамперед, це те, що в пропонованому методі використовується вимір зсуву комплексного значення резонансної частоти, а не комплексного коефіцієнта відбиття. Однак це розходження принципово при аналізі чутливості методу й похибки вимірів, але не істотно для математичної моделі, тому що в ній розраховують параметри, що зв'язані між собою простими аналітичними співвідношеннями на основі параметрів еквівалентної електричної схеми об'ємного резонатора.

Більш істотною відмінністю є той факт, що при використанні об'ємного резонаторного зонда радіальна складова електричного поля у площині апертури вже не задається простою залежністю $1/r$, а залежить від параметрів об'єкта контролю. У роботі [190] ураховуються також вищі моди коливань у коаксіальному зонді, і вирішується самоузгоджена задача розсіювання поля

об'єктом контролю. У результаті виявляється можливим аналітико-чисельним методом розраховувати рішення прямої задачі (знаходження комплексного адмітанса апертури зонда).

Спроба рішення аналогічної задачі для об'ємного резонаторного зонда наштовхується на істотні труднощі математичного моделювання, і отримані рішення носять ще більш громіздкий характер. Крім того, знайдені аналітичні рішення придатні тільки для шаруватих об'єктів з кінцевим числом однорідних шарів. При великій кількості таких шарів або безперервній зміні властивостей матеріалу ці методи стають незастосовні на практиці.

Практично описані моделі використалися в першу чергу для визначення електрофізичних властивостей одного шару матеріалу в оточенні декількох шарів з відомими характеристиками. Фактично, вирішувалася задача знаходження двох параметрів по двох вимірах, проведених на різній висоті коаксіального датчика або при різних граничних умовах (екранована чи ні протилежна сторона об'єкта).

Найбільш точним і простим методом вирішення зворотної задачі є метод аналітичної апроксимації. Для його реалізації треба також знаходити рішення прямої задачі. Для цього проводиться моделювання об'єктів з параметрами що змінюються у широких межах. До цих параметрів входять як електрофізичні параметри, що вимірюються в реальному об'єкті так і геометрія апертури зонда та різні чинники що заважають. Потім, з отриманих даних проводиться аналітична апроксимація, в результаті якої отримується сімейство аналітичних функцій сигналів вимірювальної інформації. З її допомогою проводиться рішення зворотної задачі.

1.4 Локальна модифікація матеріалів і структур з використанням НВЧ зондів

На сьогоднішній день дослідження і модифікація напівпровідників, діелектриків та напівпровідникових структур за допомогою скануючого мікрохвильового мікроскопа є актуальною задачею. В роботах [191, 192] автори показали можливість здійснення локального НВЧ розігріву і свердління

діелектриків та напівпровідникових матеріалів (рисунок 1.14) і структур, а в роботі [193] було досліджено локальне перелегування кремнію. Однак, цей колектив не розглядав можливості застосування мікрохвильового нагріву для модифікації матеріалів з локальністю субміліметрового діапазону для формування структур в мікро- та нанoeлектроніці, тому локальний НВЧ нагрів є актуальним, зокрема, для гетерування дефектів, гомогенізації структурних характеристик напівпровідників, відпалу, легування різних напівпровідникових та діелектричних матеріалів та ін.

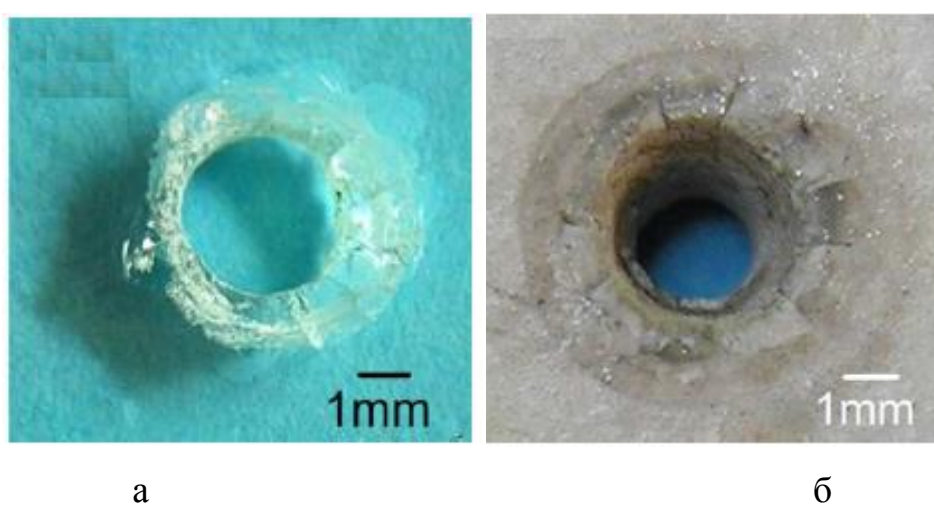


Рисунок 1.14 – Результат НВЧ впливу на різноманітні матеріали:

а) 4 мм скляна пластина б) 7 мм керамічний зразок

Даний спосіб також може бути використаний для формування різних елементів інтегральних схем, в тому числі і для формування транзисторів. Використання локальної НВЧ модифікації в мікро- і нанoeлектроніці має ряд переваг: універсальність, а саме, можливість модифікації об'єкта і контролю його параметрів; можливість формування закінчених пристроїв; видалення небажаних дефектів та ін.

1.4.1 Теоретичні основи та оцінки перспектив локальної НВЧ модифікації матеріалів та структур

Некероване нагрівання (тепловий пробій) і місце локального перегріву можуть виникнути випадково в різних процесах об'ємного НВЧ нагрівання

матеріалів [194, 195, 196, 197, 198]. Матеріали, що сприйнятливі до цих ефектів, характеризуються частково властивостями, що залежать від температури, такими як збільшення втрат у діелектрику або зменшення теплопровідності під час підвищення температури. Поглинання НВЧ потужності призводить до концентрації температури в певній області, яка швидко перетворюється в область розігріву. У цьому локальному самозростаючому об'єднаному процесі ріст температури в локальній області призводить навіть до плавлення матеріалу. Ефект некерованого нагрівання може привести до серйозних ушкоджень матеріалу під час його локального НВЧ нагрівання. У деяких випадках, навпаки, процеси некерованого нагрівання й локального перегріву вважаються корисними, наприклад, якщо буде потреба здійснення локального нагрівання і локальної плавки матеріалів.

Метод НВЧ свердління використовує ефект теплового пробою для свердління твердих неметалевих матеріалів (діелектриків, напівпровідників). Спрощена схема НВЧ нагрівача (свердла) показана на рисунку 1.15 (без джерела НВЧ і стикувальних компонентів) [192]. НВЧ "свердло" концентрує випромінювання електромагнітної енергії в ближньому полі в межах матеріалу і генерує область локального нагрівання за розмірами, які набагато менші довжини хвилі НВЧ випромінювання. У процесі теплового пробою матеріал розм'якшується або плавиться зсередини в межах локальної області нагрівання. Для подальшого свердління матеріалу центральний електрод НВЧ нагрівача проникає в область локального нагрівання для утворення отвору.

Експериментальні результати, що представлені в [194-198], демонструють ефективність НВЧ свердла в різних неметалевих матеріалах, включаючи силікатні мінерали, кремній, скло й кераміку. Діаметр отворів може варіюватися в діапазоні від 500 мкм і більше. Ефект НВЧ нагрівання відбувається протягом секунди при концентрації НВЧ потужності звичайно приблизно до 100 Вт/мм². Наприклад, НВЧ свердло може зробити отвір або щілину (канавку) у діелектричному покритті без ушкоджень нижче лежачої основи. У роботі [192] проведений теоретичний аналіз процесу теплового

пробою за допомогою НВЧ свердла, з використанням методу кінцевих різниць аналізу в часовій області (FDTD – finite difference time domain).

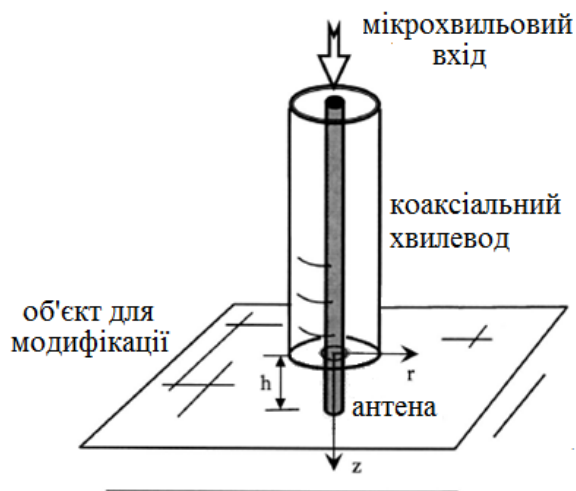


Рисунок 1.15 – Спрощена схема електрода НВЧ "свердла", що складається з коаксіального хвилеводу, який закінчується центральним електродом – "концентратором"

Аналіз, що проведений авторами даної роботи, показує, що ефект локального нагрівання, температурний профіль навколо центрального електрода і процес теплового пробою відбуваються в області ближнього поля. Вхідний імпеданс НВЧ свердла моделюється еквівалентними елементами із зосередженими параметрами, що змінюються в часі. Крім того, аналіз НВЧ "свердла" також може мати відношення й до інших процесів локального нагрівання та плавки, що використовують несиметричний НВЧ нагрівач (зонд) в області ближнього поля.

Проведений авторами роботи аналіз механізму НВЧ свердління поєднує електромагнітні (ЕМ) хвилі з термічними ефектами, що виникають. ЕМ хвилі, що випромінюються НВЧ несиметричною антеною і потужність, поглинена матеріалом, описуються рівняннями Максвелла для середовища із втратами [293]. Для структури із циліндричною симетрією, що продемонстрована на рисунку 1.15, ці рівняння записуються в наступному виді:

$$\frac{\partial E_r}{\partial t} = -\frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon'} \left(\frac{\partial H_\varphi}{\partial z} + \sigma_d E_r \right), \quad (1.25, a)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon'} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\varphi) - \sigma_d E_z \right], \quad (1.25, б)$$

$$\frac{\partial H_\varphi}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial E_z}{\partial r} - \frac{\partial E_r}{\partial z} \right), \quad (1.25, в)$$

де E_r і E_z – радіальні та поздовжні компоненти електричного поля відповідно;

H_φ – азимутальний компонент магнітного поля;

$\sigma_d = \omega_0 \varepsilon_0 \varepsilon''$ – провідність матеріалу, що пов'язана з діелектричними втратами;

$\varepsilon = \varepsilon_0 (\varepsilon' - j \varepsilon'')$ – комплексна діелектрична проникність матеріалу.

Щільність поглиненої НВЧ потужності приблизно визначається:

$$P_d = \omega_0 \varepsilon_0 \varepsilon'' \langle |E|^2 \rangle, \quad (1.26)$$

де $\langle |E|^2 \rangle$ позначає локальне середньоквадратичне відхилення, що усереднене за часом.

Рівняння теплопровідності служить для знаходження локального температурного профілю, збудженого поглиненої НВЧ енергією. Рівняння теплопровідності для цього випадку записується в наступному виді:

$$\rho_m c_m \frac{\partial T}{\partial t} = k_t \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] + \frac{\partial k_t}{\partial T} \left[\left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 \right] + P_d, \quad (1.27)$$

де ρ_m , c_m , k_t – щільність струму, питома теплоємність і теплопровідність, відповідно;

T – температурний профіль, що змінюється в часі.

У даний аналіз включаються температурні залежності від властивостей середовища ($\rho_m(T)$, $c_m(T)$, $k_t(T)$). Додатковий нелінійний член у правій частині рівняння (1.27) пов'язаний з температурною залежністю $k_t(T)$ і його наступної просторової варіації. Як приклад температурні властивості температурно-залежного діелектрика (муллїта – типового приклада полікристалічної кераміки) показані на рисунку 1.16. Вони використовуються для демонстрації ефекту теплового пробою на муллїті з використанням НВЧ свердла. Слід зазначити, що зміна властивостей матеріалу через локальне нагрівання приводить до подальшого локального підвищення температури.

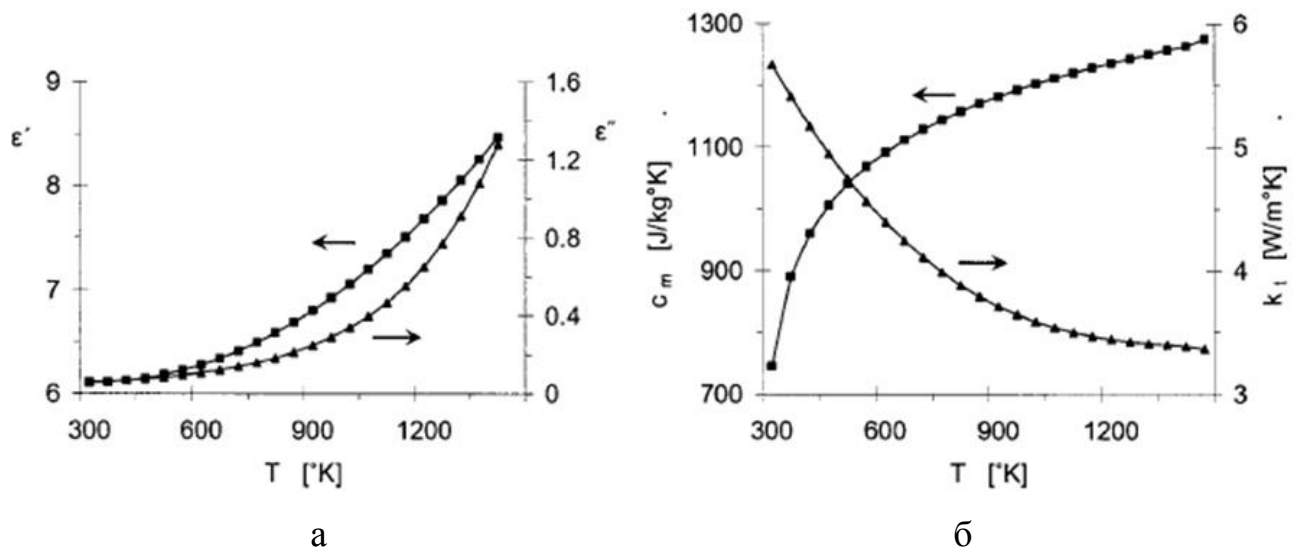


Рисунок 1.16 – Властивості температурних залежностей муллїта: дійсної і мнимі частин діелектричної проникності (а); питомій теплоємності і теплопровідності (б)

У роботі [192] використовується об'єднаний тепловий електромагнітний алгоритм, що складається із двох числових рішень, одне для електромагнітних рівнянь (1.25) і (1.26), і інше для теплового рівняння (1.27). Поширення ЕМ хвилі розраховується протягом відносно короткого періоду часу для кожного циклу обчислення рівняння теплопровідності. Властивості матеріалу вважаються постійними для цих періодів часу обчислення. Результуюча

поглинена енергія забезпечує початкові дані для рівняння теплопровідності (1.27). Локальна температура і параметри матеріалу обновляються для кожного циклу обчислення рівняння теплопровідності.

Чисельне рішення здійснюється по FDTD методу. Спочатку задаються геометричні та початкові умови. ЕМ рівняння обчислює спочатку компонент магнітного поля (1.25,в), а потім, використовує результат для розрахунку компонентів електричного поля (1.25,а) і (1.25,б). Потім розраховується поглинання потужності ЕМ (1.26) для того, щоб забезпечити електричне джерело, що генерує, для рішення рівняння теплопровідності (1.27). Локальне поглинання потужності залежить від значення діелектричної проникності, що у свою чергу залежить від температури. Значення діелектричної проникності обновляються в кожному циклі розрахунку, у кожній комірці дискретної FDTD ґратки, беручи до уваги діючу локальну температуру. У дискретній формі FDTD рівняння (1.25,б), наприклад, виглядає в такий спосіб [192]:

$$E_{z(i,j+1/2)}^{n+1} = \frac{1}{1 + (\varepsilon''/2\varepsilon')\omega\Delta t} \left\{ [1 - (\varepsilon''/2\varepsilon')\omega\Delta t] E_{z(i,j+1/2)}^n + \right. \\ \left. + \frac{1}{\varepsilon_0\varepsilon'} \frac{\Delta t}{r_{(i,j+1/2)}\Delta r} \left[r_{(i+1/2,j+1/2)} H_{\phi(i+1/2,j+1/2)}^{n+1/2} - r_{(i-1/2,j+1/2)} H_{\phi(i-1/2,j+1/2)}^{n+1/2} \right] \right\}, \quad (1.28)$$

де Δt , n – крок за часом і індекс, відповідно;

i та j – радіальні та осьові індекси;

Δr і Δz – відповідні розміри кроків.

Локальна щільність поглиненої потужності P_d обчислюється як вхідне значення рівняння теплопровідності в центрі кожного дискретної комірки (наприклад, температурний вузол). Середні квадратичні значення електричного поля в цих точках (вузлах) знаходяться шляхом інтерполяції. Дискретне FDTD рівняння (1.27) записується в наступній формі:

$$\begin{aligned}
T_{(i,j)}^{n+1} = & T_{(i,j)}^n + \alpha \frac{k_t}{c_m \rho_m} \Delta t \left\{ \frac{1}{\Delta r^2} \left[T_{(i+1,j)}^n - 2T_{(i,j)}^n + T_{(i-1,j)}^n + \frac{1}{(1-0,5)} (T_{(i+1,j)}^n - T_{(i,j)}^n) \right] + \right. \\
& + \frac{1}{\Delta z^2} \left[T_{(i,j+1)}^n - 2T_{(i,j)}^n + T_{(i,j-1)}^n \right] + \frac{1}{k} P_{d(i,j)}^n \left. \right\} + \frac{\alpha \Delta t}{c_m \rho_m} \left\{ \frac{1}{\Delta r^2} \left[k_{t(i+1,j)}^n - k_{t(i,j)}^n \right] \right. \\
& \left. \left[T_{(i+1,j)}^n - T_{(i,j)}^n \right] + \frac{1}{\Delta z^2} \left[k_{t(i,j+1)}^n - k_{t(i,j)}^n \right] \left[T_{(i,j+1)}^n - T_{(i,j)}^n \right] \right\}, \quad (1.29)
\end{aligned}$$

де $\alpha = \tau_{\text{Heat}} / \tau_{\text{EM}}$ – відношення між періодами розрахунку рівняння теплопровідності та електродинамічного рівняння в кожному циклі.

Робоча поверхня НВЧ свердла розсіює тепло на конвекцію через поверхневі границі, випромінювання з поверхні поблизу концентратора й електропровідність центрального електрода.

Обидва компоненти – конвективна теплопередача і втрати на випромінювання віднімаються з $P_{d(i,j)}^n$ (1.29) у відповідній граничній комірці. Граничні умови для рівнянь електродинаміки можуть бути обрані або для ідеального металу, або для поглинаючої граничної умови.

Результати FDTD моделювання в [192] порівнювалися в спрощених випадках (наприклад, постійні властивості матеріалу) з аналітичною електродинамічною моделлю (аналітична модель однополюсної (несиметричної) антени в однорідному середовищі із втратами). Використовуючи теорему Пойнтинга були знайдені теплові й випромінювальні компоненти, а також накопичена енергія однополюсної антени. Результати моделювання, що представлені в даній роботі, порівнювалися з результатами, які отримані з використанням програми ANSOFT-HFSS.

У роботі [192] був промодельований перехід температурного профілю від рівномірного поширення до області локального розігріву і визначений відповідний імпеданс НВЧ навантаження.

Температурний профіль, що розвився в ближньому полі НВЧ свердла, показаний на рисунку 1.17,а. Відповідні профілі радіальних і осьових компонентів електричного поля показані на рисунку 1.17,б і 1.17,с. Максимальна напруженість електричного поля в області локального перегріву

досягає значення $3 \cdot 10^5$ В/м, що виявляється в три рази більше, ніж максимум радіального електричного поля на стику з коаксіальним хвилеводом. Аксіальний компонент електричного поля виявляється значним через область перегріву, яка розташована напроти центрального електрода; що є природним для правильної операції НВЧ свердління.

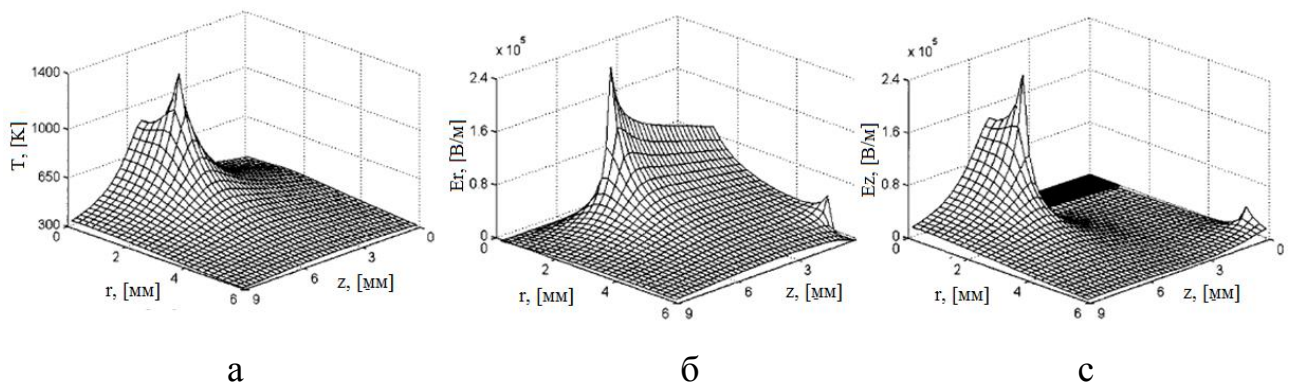


Рисунок 1.17 – Результати модулювання температури (а) і компонент поля (b,c) у мулліті

Таким чином, у роботі [192] була застосована об'єднана тепло-електродинамічна FDTD модель НВЧ свердла для аналізу феномена НВЧ свердління на мулліті (обраний для цього аналізу як типовий представник кераміки та інших схожих матеріалів). Результати показують розвиток області локального розігріву напроти передньої частини НВЧ свердла, як процес теплового пробую. Були визначені ефекти впливу температурно-залежних властивостей матеріалу на процес розігріву. Також були знайдені залежності імпедансу навантаження НВЧ свердла від різної довжини проникнення та зміни температури. Аналіз створює умови для розуміння сутності фізичних принципів процесу НВЧ свердління.

На практиці ця модель може бути використана при проектуванні різних механізмів НВЧ свердління для різних матеріалів і для аналізу моніторингу їхньої роботи. НВЧ свердління в цьому чисельному моделюванні можна було б використовувати також як активну систему виміру для того, щоб розрахувати

відсутні параметри властивостей матеріалу при високих температурах шляхом аналізу відбитої хвилі та інших вимірюваних параметрів. НВЧ свердло і його моделі можуть надалі використовуватися й для інших цілей, включаючи локальний розігрів і зондування, різання і пайку різних твердих матеріалів.

1.4.2 Локальний НВЧ розігрів напівпровідників та діелектриків

Несподіваний ефект поліпшення електричних характеристик діодів Шоттки, які піддані НВЧ опроміненню (зменшуються зворотний і надлишковий прямий струми, зростає час життя та збільшується дифузійна довжина неосновних носіїв заряду) [199], послужив поштовхом для проведення досліджень по впливу мікрохвильового випромінювання на електрофізичні параметри різних напівпровідникових матеріалів.

НВЧ-випромінювання при належному виборі режимів опромінення може використовуватися в якості специфічного технологічного впливу для поліпшення властивостей напівпровідникових матеріалів: гомогенізації їхніх структурних характеристик, усунення небажаних дефектів.

В [200 – 202] такі дослідження були виконані на монокристалах кремнію. І хоча механізм спостережуваних структурних перетворень не був установлений, було висловлене припущення, що НВЧ-обробка призводить до структурної модифікації Si внаслідок сумарної дії двох факторів: зміни зарядового стану дефектів і виникнення нестационарних полів пружних напружень у кристалі, що обумовлені миттєвим розігрівом його дефектних областей. Однак, як показали проведені дослідження, що були стимульовані мікрохвильовою обробкою, ефекти не можуть бути пояснені лише на підставі механізму швидкого термічного відпалу. Очевидно, у процесах структурної перебудови відіграють важливу роль і атермічні фактори, що пов'язані зі специфікою мікрохвильової обробки.

У роботі [203] проведений аналіз деяких можливих атермічних процесів, що викликані НВЧ обробкою, які можуть приводити до змін структурних характеристик напівпровідників. Основна увага була приділена особливостям модифікації бінарних напівпровідникових з'єднань. Всі основні виміри були

виконані на пластинах n-GaAs, легованих Te і Sn. Концентрація вільних носіїв у досліджуваних зразках становила $(0,5...1) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Зразки піддавалися опроміненню на частотах $f = 2,45$ і 84 ГГц в умовах вільного простору в спрямованому режимі. Потужність НВЧ джерел опромінення становила відповідно 100 Вт і 5 кВт. Інтенсивність опромінення вибиралася з умови відсутності суттєвого розігріву досліджуваних об'єктів, а саме менше $100...150$ С.

Проведені авторами роботи дослідження пластин GaAs показали, що всі структурні порушення в них (точкові дефекти, дислокації й мікровключення) можуть бути причинами релаксаційних втрат при мікрохвильовому опроміненні напівпровідника і при достатній інтенсивності НВЧ-випромінювання можуть приводити до помітних структурних перебудов у матеріалах.

Як випливає з наведених результатів [203], мікрохвильова обробка у вільному просторі ($f = 2,45$ ГГц, $P < 100$ Вт) змінює вихідний структурний стан напівпровідника: сприяє генерації дислокацій і зменшує розміри скупчень точкових дефектів. Було виявлено, що релаксація залишкових деформацій суттєво відрізняється від звичайного термічного відпалу і носить складний осцилюючий характер з явно вираженими атермічними ділянками.

В останні роки в технології виготовлення напівпровідникових приладів, зокрема при керуванні енергетичними та геометричними параметрами р-п-переходів (особливо профілем легуючої домішки та положенням границі поділу в об'ємі матеріалу), крім традиційних методів термічного відпалу [204], широко використовуються нетрадиційні методи опромінення потоками нейтральних і заряджених часток [205 – 207]. Досягнутий рівень розуміння фізичних процесів, що протікають при взаємодії цих часток з неомогенною напівпровідниковою структурою, дозволив запропонувати технологічні методи керування положенням р-п-переходу у вже виготовленому напівпровідниковому приладі.

Однак кожний із цих методів має принципові індивідуальні або загальні для всіх імпульсних методів недоліки: суттєве дефектоутворення (введення точкових і більш складних дефектів), нерівномірність нагрівання напівпровідникової структури, виникнення не тільки поздовжніх, але й поперечних градієнтів температури, виникнення термопружних напруг і т.д.

У роботі [208] проаналізований випадок керування положенням р-п переходу у вже виготовленої світловипромінюваній структурі за допомогою опромінення її однорідним по площі електромагнітним НВЧ випромінюванням міліметрового діапазону, що забезпечує швидкий, керований, відтворений і рівномірний розігрів усього об'єму приладу до заданої температури.

Об'єктами досліджень були напівпровідникові р-п-переходи на основі сильно легованого й компенсованого кремнієм арсеніду галію (GaAs:Si), які отримані в одному технологічному циклі при вирощуванні р-п-переходів методом рідинної епітаксії з обмеженого об'єму розчину миш'яку й кремнію в розчині галію на підкладках n-GaAs(Sn), що орієнтованих у площині (100).

Зразки опромінювалися монохроматичним когерентним НВЧ випромінюванням з довжиною хвилі $\lambda \approx 3$ мм ($f = 10^{11}$ Гц). Поверхнева щільність потоку НВЧ випромінювання варіювалася в межах $P = 1 \dots 10$ кВт/см², час опромінення – $t = 1 \dots 10$ с. Коефіцієнт поглинання цього випромінювання матеріалом структури GaAs не перевищував $0,3$ мм⁻¹, так що мало місце практично рівномірне проникнення випромінювання, що поглинається слабо, по всій товщині р-п-структури.

Після НВЧ опромінення, як впливає з [208], р-п-перехід переміщається вглиб зразка на відстань $\Delta w \approx 0,45$ мкм. Крім того, після опромінення спостерігалось хоча й незначне (приблизно в $1,25 \pm 0,05$ разів), але збільшення градієнта концентрації домішки та суттєве зменшення абсолютної величини концентрації основних носіїв заряду в області об'ємного заряду активної р- області приладової структури (наприклад, на глибині 1 мкм від вихідної фізичної границі р-п-переходу – більше ніж на порядок).

З літературних джерел впливає [207, 208], що короткочасні потужні імпульсні електромагнітні опромінення матеріалів і приладів електронної техніки мають наступні переваги:

- рівномірність обробки структур як малих, так і більших площ;
- високу керованість і відтворюваність параметрів НВЧ опромінення, що забезпечує точне дозування енергії, що підводиться.

Крім того, вплив НВЧ випромінювання на електричну активність і домішково-дефектний склад матеріалу обумовлює дифузію домішок під дією пластичної деформації та термічної сили [209, 210].

При потоках НВЧ опромінення, що використовувались у роботі [208], максимальна температура перегріву р-п-переходу перевищувала температуру навколишнього середовища, як мінімум, на 1000°C . Виникаючі при цьому градієнти температур приводять до появи сили, що захоплює атоми домішок з гарячих областей у холодні, тобто, що приводять до дифузії домішок. Виникнення та специфічний характер деформаційних напруг у кристалічній структурі сприяє аномально різкому прискоренню процесів дифузії домішок. При збільшенні термопружних напруг у процесі і у момент вимикання НВЧ опромінення коефіцієнти дифузії домішок значно перевершують такі не тільки для стаціонарного випадку, але й для випадку дифузії цих домішок у розплаві. У результаті має місце переміщення границі р-п-перехода.

1.4.3 Аналіз стану експериментальних досліджень локального НВЧ нагріву

Застосування енергії НВЧ електромагнітного поля для нагрівання різних середовищ широко відомо і всебічно досліджено [211]. Як правило, перед розробниками різних напрямів практичного використання цього методу стояли завдання забезпечення просторово однорідного НВЧ нагріву. Задача локалізації виникала дуже рідко, наприклад, при гіпертермії пухлин, і мала макророзмірний характер. Мікророзмірний розігрів може бути актуальним в інтересах модифікації мікрооб'єктів та, особливо, для мікро- та наноелектроніки [212]. Практична можливість мікролокалізації НВЧ нагріву

з'явилася з розробкою ближньопольових джерел НВЧ випромінювання, зокрема, для скануючої мікрохвильової мікроскопії [193,213, 325-327].

У роботах [42] вперше експериментально здійснено НВЧ локальний розігрів різних матеріалів з метою свердління малорозмірних отворів в них, а в [192] вперше показана можливість перелегування кремнію НВЧ локальним нагрівом. Ці роботи дають підставу вважати реальною перспективу використання зазначених джерел НВЧ випромінювання в технології мікро- та наноелектроніки. Однак, для досягнення мікронної та субмікронної локалізації НВЧ розігріву необхідно вирішувати проблему оптимального тепловиділення. Для цього необхідна прийнятна теорія методу, адаптованого до специфіки ближньопольових НВЧ випромінювачів з коаксіальної апертурою [214].

Процеси легування мають важливе значення при створенні електронних переходів у кремнії, а також при виробництві напівпровідникових пристроїв у цілому [215]. Збільшення ступеня інтеграції й швидкодії електронних пристроїв, вимагають створення переходів, що мілко залягають, з меншою кількістю дефектів й більш високою якістю поверхні. Таким чином, вони мотивують поглиблене вивчення ультрамалих переходів, сформованих різними методами, такими як: іонною імплантацією; плазмовими розрядами; лазерними методами; сполучення плазми й лазерного випромінювання; хімічного парофазного осадження [216 – 220].

Дослідження із застосування мікрохвиль для відпалу й легування кремнієвих пластин та інших процесів, пов'язаних, у тому числі, зі швидким нагріванням і плавленням матеріалів наведені в роботах [191, 221 – 224].

Слід зазначити, що крім крупносерійного виробництва в мікроелектроніці, існує також необхідність у технологіях виробництва одиночних пластин або навіть штучних мікроелектронних пристроїв, які вимагають індивідуальних технологічних процесів.

При виробництві напівпровідникового кремнію р-типу як акцепторної домішки використовується алюміній і срібло з відносно високим коефіцієнтом дифузії. Високі коефіцієнти дифузії дозволяють виготовляти напівпровідникові

пристрої для потужних силових кіл методом швидкої термічної обробки [225]. Короткочасна дифузія при відносно низьких температурах забезпечує формування переходів з обмеженим ушкодженням поверхні та меншим її забрудненням.

Застосування алюмінію як легуючої домішки дозволяє підвищити дифузійну довжину носіїв заряду. Тому вона була в значній мірі вивчена для поліпшення характеристик сонячних елементів [225]. Срібло, як інша легуюча домішка, що швидко дифундує, у кремнії, традиційно використовується в переходах метал-напівпровідник для створення бар'єрів Шоттки [226]. Останнім часом домішка срібла була досліджена для створення квантових ям у кремнії [227].

Здійсненню техніці НВЧ нагрівання та свердління матеріалів [194] дозволяє локалізація мікрохвильової енергії у завчасно заданій точці, індукованої навмисно протягом локалізованого теплового процесу [192]. Автори роботи [193] модифікували техніку НВЧ швидкої термічної обробки з метою створення локальних ефектів легування та окислювання кремнію.

Схема експериментального пристрою для локального легування монокристалічного кремнію за допомогою мікроконтактного мікрохвильового зонда показана на рисунку 1.18 [193].

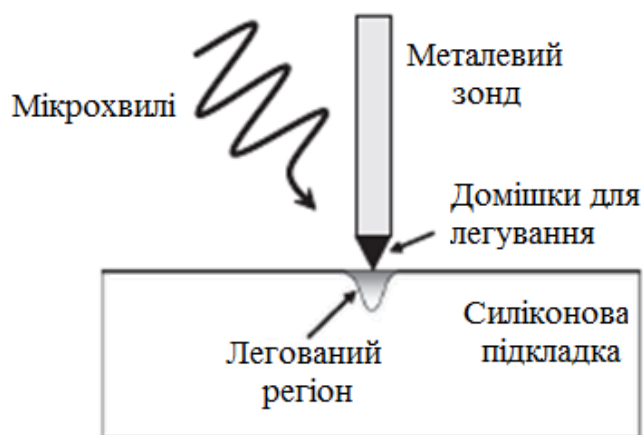


Рисунок 1.18 – Локальне легування кремнію за допомогою точково-контактного НВЧ нагрівача

Ближньопольові мікрохвилі мають тенденцію концентруватися в процесі теплового пробою, що швидко поширюється [192, 224], під контактом легуючого матеріалу з напівпровідниковою пластиною. Цей ефект викликає швидке локальне нагрівання, що розсіює легуючий матеріал у кремній у межах обмеженої гарячої точки (точки нагрівання). Експериментальний пристрій НВЧ свердління, модифікований для локального легування напівпровідників, показано на рисунку 1.19. НВЧ зонд (нагрівач), виконаний з легуючого матеріалу, використовується як центральний електрод коаксіалу, що контактує з поверхнею кремнієвої пластини. Процес нагрівання напівпровідника припиняється перш, ніж відбувається структурне ушкодження або плавлення поверхні кремнію [224], за винятком бажаної локальної термічної дифузії легуючого матеріалу в кремній в області контакту.

В експериментах, що представлені у роботі [193], використовувалися НВЧ зонди з алюмінію й срібла для того, щоб провести термічну дифузію цих матеріалів у зразки кремнію n-типу (товщина пластини 0,37 мм; питомий опір 5 Ом·см). Деякі експерименти, для порівняння, проводилися на зразках кремнію р-типу провідності (товщина пластини 0,5 мм; питомий опір 5 Ом·см).

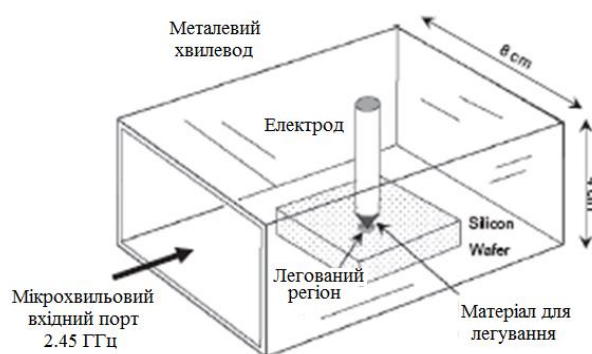


Рисунок 1.19 – Експериментальний НВЧ пристрій для локального легування кремнію

Мікрохвильовий точково-контактний нагрівач, що представлений на рисунку 1.17, мав живлення регульованою НВЧ потужністю частотою 2,45 ГГц від магнетрона. Експерименти по легуванню кремнію проводилися при

різних рівнях НВЧ потужності в діапазоні від 100 Вт до 350 Вт при тривалості процесу близько 1 хв.

Отримані локальним легуванням кремнієві пластини були досліджені мас-спектроскопією вторинних іонів і рентгенівською фотоелектронною спектроскопією. Електричні характеристики переходів, сформованих у локально легovanому кремнії, були отримані за допомогою атомно-силового мікроскопа. Зокрема, останній використовувався для виміру та відображення контактної різниці потенціалів, добре розповсюдженої методики для відображення потенціалів р-n-переходів кремнію [228, 229].

На рисунку 1.20 [193] наведені приклади профілів проникнення домішок для кристала кремнію n-типу локально легovanого алюмінієм (рисунок 1.20,а) і сріблом (рисунок 1.20,б), використовуючи точково-контактний пристрій, що мав живлення НВЧ потужністю 350 Вт. Тому що експерименти були виконані в повітряному середовищі, локальне НВЧ нагрівання приводило також до окислювання кремнію. Окислені шари виявлялися глибше, ніж області легування.

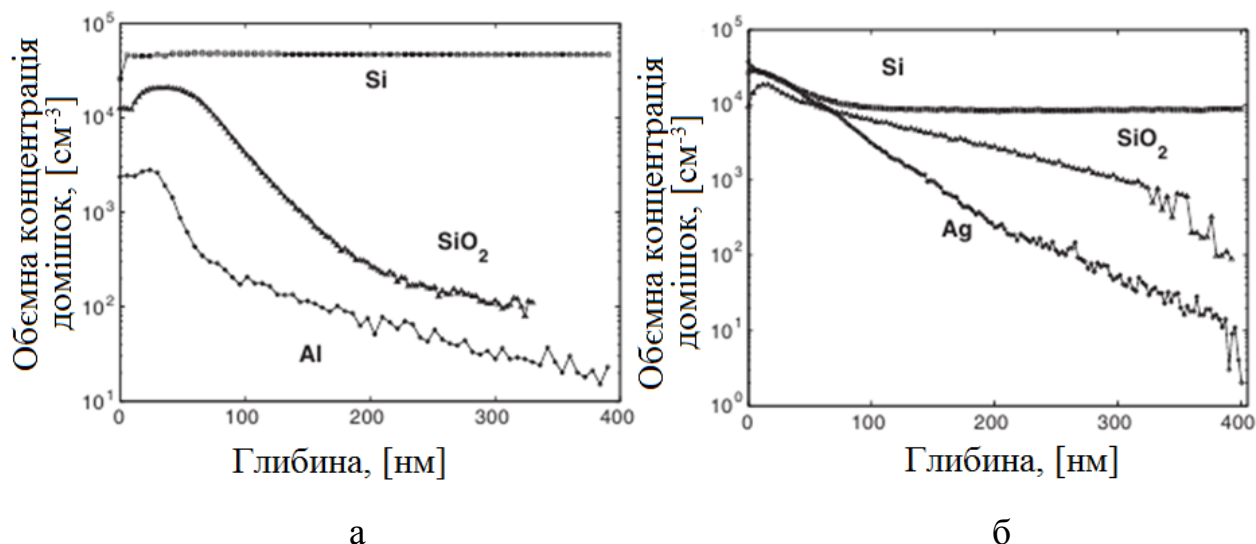


Рисунок 1.20 – Профілі розподілу домішки пластини кремнію n-типу локально легovanого алюмінієм (а) і сріблом (б) з використанням модифікованого НВЧ свердла

У роботі [193] представлені також результати дослідження залежності профілю легування від рівня НВЧ потужності в кристалі кремнію n-типу, які показують, що глибина легування має майже лінійну залежність від НВЧ потужності (рисунок 1.21).

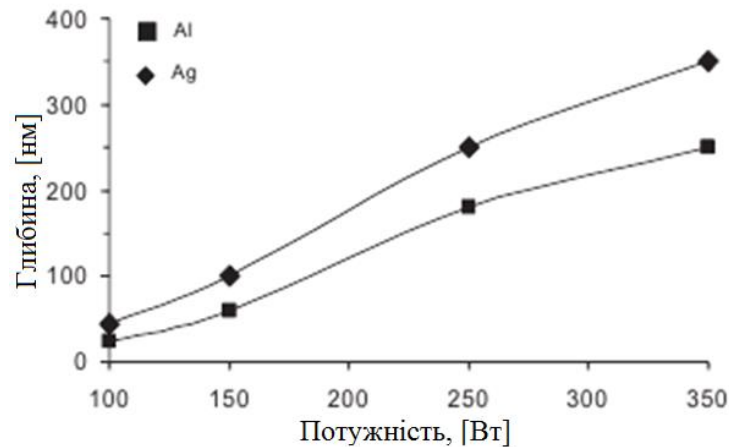


Рисунок 1.21 – Залежність глибини проникнення атомів алюмінію та срібла в кремнієву пластину від НВЧ потужності

На рисунку 1.22 показано потенційний рельєф кремнію n-типу після обробки точково-контактним НВЧ зондом [193]. Яскрава область – це область легована алюмінієм, у той час як темна область – не легована область кремнію n-типу. Контраст зображення свідчить про наявність різниці потенціалів. Отримані результати добре збігаються з аналогами, що отримані методами іонної імплантації та методами термічної дифузії [230].

Утворення p-n-переходу було підтверджено виміром ВАХ переходу, що зображено на рисунку 1.23. Діодно-подібна поведінка явно виражена, що видно із графіка, в порівнянні з ідеальним p-n-переходом.

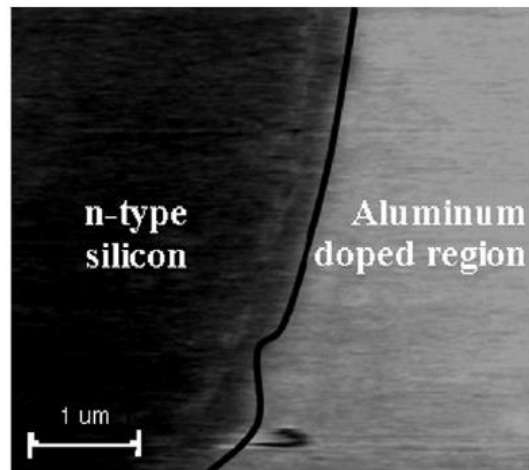


Рисунок 1.22 – АСМ зображення поверхневого потенціалу пластини кремнію n-типу після обробки точково-контактним НВЧ зондом

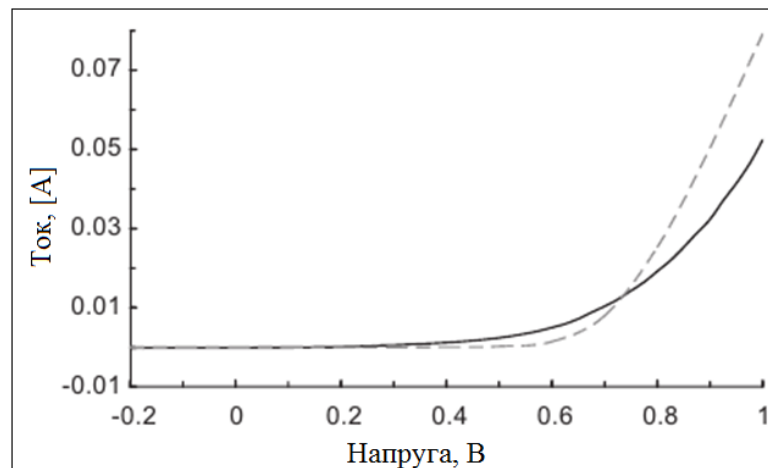


Рисунок 1.23 – Вимірний ВАХ р-n-переходу, утвореного легуванням за допомогою точково-контактного НВЧ зонда (суцільна крива), у порівнянні із промислово виготовленим р-n-переходом (пунктирна крива)

Експерименти, що представлені в [193], демонструють принципи можливої реалізації прототипу точково-контактного НВЧ зонда для локального легування й окислювання кремнію. Отримані результати показують, що використання модифікованої установки НВЧ свердла дозволяє використовувати її для відносно швидкої (не перевищуючої 1 хв.) дифузії срібла й алюмінію аж до глибин приблизно 0,3 мкм, що є навіть більше типових

глибин переходів, що мілко залягають, у кремнієвому субмікронному транзисторі.

При цьому можливо використання атомно-силового мікроскопа, як платформи для точково-контактного НВЧ зонда. У цій схемі АСМ зонд, що виготовлений з легованих матеріалів, буде випромінювати сфальцьовані ближньопольові НВЧ хвилі, для того щоб одержати р-п-перехід, що мілко залягає. Принцип локального легування, що представлений в [193], може бути спільно використаний з іншими можливими модифікаціями НВЧ свердлів (наприклад, локального нагрівання, зварювання, різання, фальцювання й ін.) Вони можуть бути успішно застосовані для дрібносерійного виробництва різних виробів мікроелектроніки.

Очевидно, що використання НВЧ установки точково-контактного легування можливо для одержання р-п-переходів, причому порівнянних по параметрах з отриманими вже відпрацьованими методами. Однак на відміну від іонної імплантації і плазмового легування НВЧ метод не вимагає додаткових пристроїв для реалізації природних теплових процесів, для активації домішки й відпалу. НВЧ установка локального легування порівняно простіше та дешевше в порівнянні зі складним устаткуванням іонної та плазмової імплантації. На відміну від існуючих методів швидкого нагрівання, НВЧ метод легування дозволяє локально нагрівати кремній, як і метод лазерного легування. Р-п-переходи, що отримані з використанням НВЧ установки точково-контактного легування, виробляються при менших температурах у порівнянні з лазерним легуванням, що вимагає більш складних і дорогих установок. Слід зазначити, що НВЧ точково-контактне легування на своїй стадії розвитку має незначне бічне підлегування в порівнянні з іонною імплантацією. Так що дані НВЧ установки можна розглядати як пристрої, які менш чутливі до просторової здатності утворених переходів, мають меншу вартість та габарити.

2 МОДЕЛЮВАННЯ РОЗПОДІЛЕННЯ НВЧ ПОЛЯ ЗОНДА З КОАКСІАЛЬНОЮ АПЕРТУРОЮ

На рисунку 2.1 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 по розміру;
- 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 коаксіала, 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 внесений об'єктом у резонатор ємності по типу [4, 15, 16, 39, 44, 140]. Однак при цьому суттєво ускладнюється проблема задати поле на отворі. Про ступінь впливу використовуваного наближення цього поля на результат судити важко.

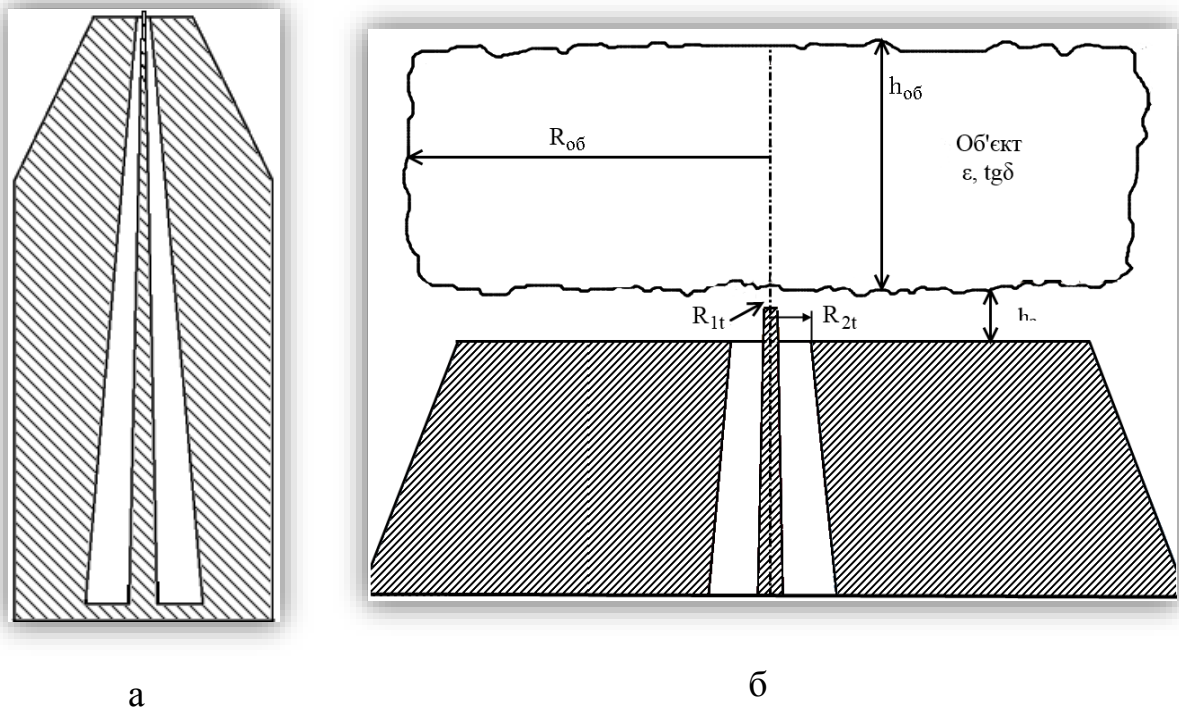


Рисунок 2.1 – Схематичне зображення конусного коаксіального РВП (а) і його апертурний вузол (б), що взаємодіє зі зразком

Тому в роботі чисельне рішення зазначеної задачі й моделювання РВП здійснювалося з використанням методу кінцевих елементів [138, 139]. 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 вимірювальної інформації об'єкт вважався напівнескінченим. Надалі в міру уточнення можливостей БМД на основі такого резонаторного зонда (РВП) структура й геометрія об'єкта можуть бути уточнені [295-297].

2.1 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 діагностуєме середовище [300, 301].

Для розрахунку вхідного імпедансу та діаграми спрямованості (ДС) такої апертурної антени можна використовувати метод моментів (ММ) [231]. Однак, застосування ММ для рішення цієї задачі приводить до одержання повної матриці \mathbf{i} , 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 «поодиночі» 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 [232] 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 [233 – 236] запропоноване комбіноване використання чисельних методів: FEM метод застосовується усередині резонаторної порожнини, а поза її – метод моментів.

В [231] на основі комбінованого FEM/ММ методу був розрахований вхідний імпеданс резонаторної антени, показаної на рисунку 2.2. Результати виявилися задовільними для неглибокої порожнини в плоскому екрані зі спрощеною моделлю збудження.



Рисунок 2.2 – 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) [236, 237]. 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 [238] 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 [237]. 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/ММ 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 (рисунок 2.2) повинен підкорятися векторному хвильовому рівнянню

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\mu_r} \nabla \times \vec{E} \right) - k_0^2 \varepsilon_r \vec{E} = 0, \quad (2.1)$$

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

Електричне поле \vec{E} визначається комбінованим FEM/ММ методом у припущенні нескінченної базової площини. Дотримуючись процедури, описаної в роботах [231, 233] і використовуючи оригінальні позначення, рівняння (2.1) можна переписати в наступному вигляді

$$\begin{aligned} \iiint_V \frac{1}{\mu_r} (\nabla \times \vec{T}) \cdot (\nabla \times \vec{E}) dv - k_0^2 \varepsilon_r \iiint_V \vec{T} \cdot \vec{E} dv = \\ = j\omega\mu_0 \iint_{S_a} (\vec{T} \times \vec{n}) \cdot \vec{H}_{ap} ds + j\omega\mu_0 \iint_{S_{inp}} (\vec{T} \times \vec{n}) \cdot \vec{H}_{inp} ds \end{aligned} \quad (2.2)$$

де S_a – площа випромінюючої апертури;

S_{inp} – площа зчленування збудливого круглого хвилеводу 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 (2.2) об'єм порожнини розіб'ємо на маленькі об'ємні тетраедричні елементи. У середині таких елементів електричне поле може бути виражене в термінах векторних базисних функцій ребер [235]. Вибираючи пробні функції так, щоб вони були ідентичні базисним функціям, ліва частина (2.2) може бути записана в матричній формі в такий спосіб

$$[Z] \cdot [e], \quad (2.3)$$

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 [239]. Це можна представити в матричній формі

$$[Z_a] \cdot [e_a], \quad (2.4)$$

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 розкрива полів

$$\vec{H}_{inp} = \vec{H}_{in} - \sum_m a_m \vec{h}_m(x, y) Y_m e^{\gamma_m z}, \quad (2.5)$$

де \vec{h}_m – хвильоводні модальні векторні функції [240];

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

γ_m – стала розповсюдження;

Y_m – модальний адмітанс;

\vec{H}_{in} – падаюче поле.

Після підстановки (2.5) в (2.2) другий доданок у правій частині рівняння може бути записаний в матричній формі як

$$[b_{inp}] - [Z_{inp}] \cdot [e_{inp}]. \quad (2.6)$$

Детальний вивід (2.6) представлений в [241]. Використовуючи співвідношення (2.3), (2.4), (2.6), рівняння (2.2) можна записати у вигляді

$$[Z] \cdot [e] - [Z_a] \cdot [e_a] + [Z_{inp}] \cdot [e_{inp}] = [b_{inp}]. \quad (2.7)$$

Оскільки вектор-стовпці $[e_a]$ і $[e_{inp}]$ є частиною $[e]$, то всі $[Z]$ матриці можна об'єднати. Тоді (2.7) можна представити у вигляді

$$[A] \cdot [e] = [b_{inp}], \quad (2.8)$$

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 (2.8) доцільно застосувати сполучений градієнтний алгоритм із попередньою діагоналізацією [242]. Крім того, алгоритм дозволяє використовувати властивості симетрії матриці.

Коефіцієнти відбиття a_m хвильоводних мод можна визначити за допомогою рівняння (2.3)

$$\Gamma = a_m. \quad (2.9)$$

Вхідний адмітанс обчислюється за формулою

$$Y_{in} = \frac{1-\Gamma}{1+\Gamma} \cdot Y_0, \quad (2.10)$$

де Y_0 – характеристичний адмітанс лінії, що підводить.

Оскільки в результаті рішення (2.1) електричне поле визначене, магнітне поле в далекій зоні у випадку нескінченної базової площини визначається безпосередньо за допомогою рівняння

$$\vec{H}_f(r, \theta, \phi) = -\frac{jk_0}{\eta_0} \frac{e^{-jk_0 r}}{2\pi r} \iint_{S_a} (\hat{\theta}\hat{\theta} + \hat{\phi}\hat{\phi}) \cdot \vec{M}(x, y) e^{jk_0 \sin \theta (x \cos \phi + y \sin \phi)} dx dy \quad (2.11)$$

Вплив на поле випромінювання фланця кінцевих розмірів може бути досліджено методом геометричної теорії дифракції, процедура побудови рішення якого описана в роботі [237].

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

Геометрія коаксіальної резонансної випромінюючої системи представлена на рисунок 2.3,а.

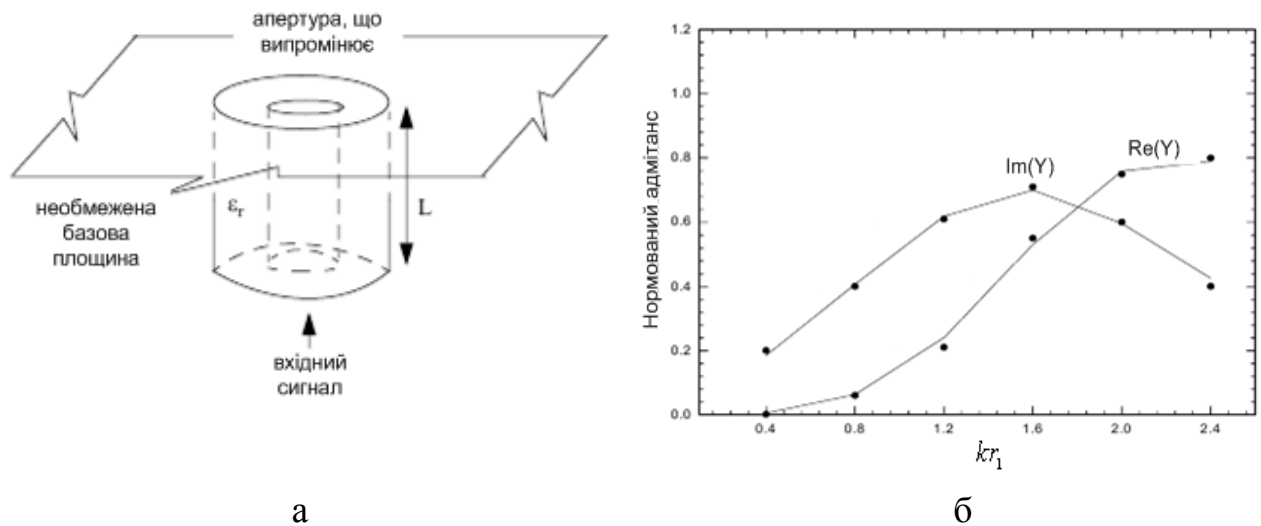
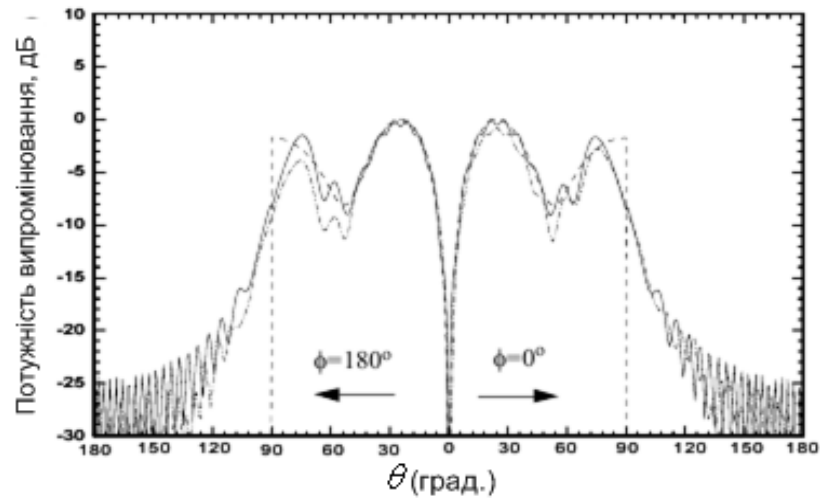
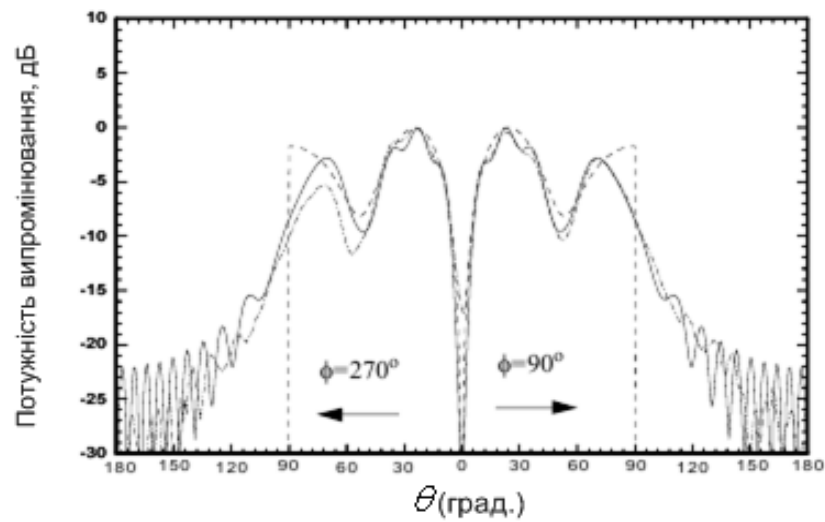


Рисунок 2.3 – Геометрія коаксіального випромінювача з нескінченним фланцем (а) і частотна залежність вхідного адмітанса (б)

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 рисунку 2.3,б представлений результат розрахунку вхідного адмітанса антени як функції частоти, точками показані експериментальні значення з роботи [243]. На рисунку 2.4 показана діаграма спрямованості випромінювання з коаксіальної апертури в різних азимутальних площинах на частоті 9 ГГц [244].



а



б

Рисунок 2.4 – 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.

2.2 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 утвориться на кінці або в цілому коаксіалі, що різко звужується, або на кінці коаксіала центрального провідника, що різко звужується до меж ідеального вістря. Таке поле, маючи високу в порівнянні з регулярною частиною амплітуду, різко зменшується по напрямку поширення випромінювання. В іноземній літературі воно одержало спеціальні назви – *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 нашій випадку комплексного значення резонансної частоти. Як уже говорилося, у роботі використаний метод кінцевих елементів для рішення хвильового рівняння без збудження.

2.3 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 (рисунок2.5,а), еліпсоїдальну (рисунок2.5,б) та сферичну (рисунок2.5,в). Відповідні їм епюри повного поля зобижені на рисунку2.6, 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.

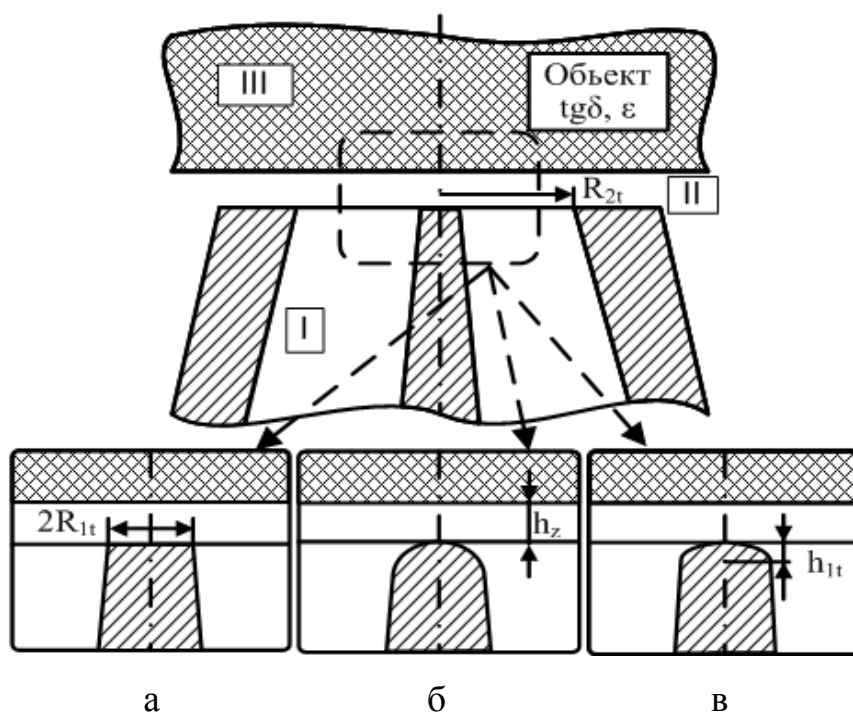
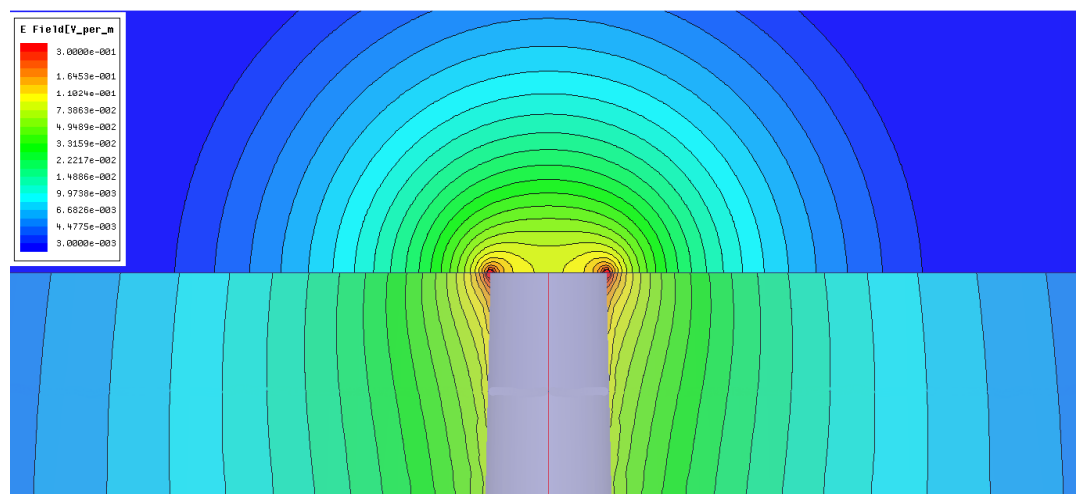


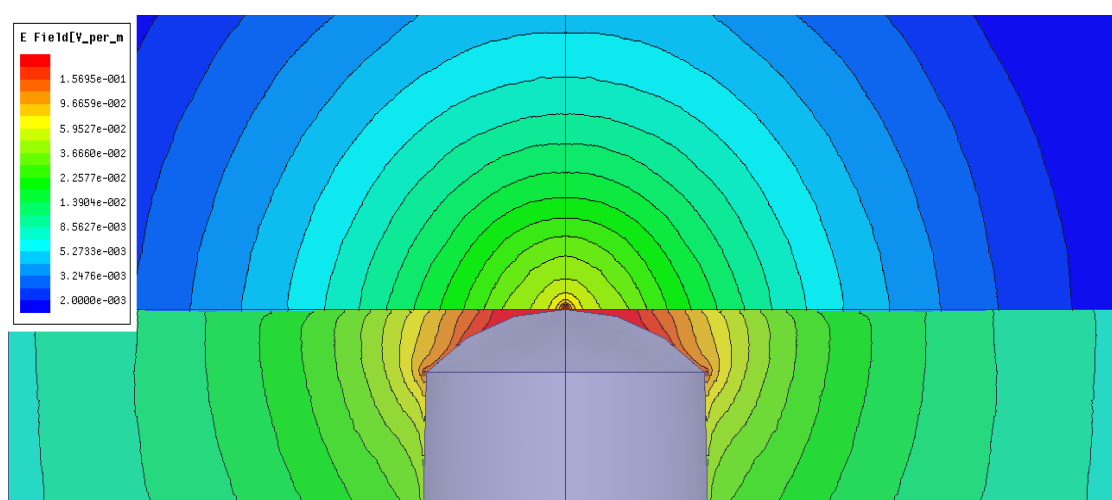
Рисунок 2.5 – Схематичне зображення геометрії вістря РВП КВА

У попередніх дослідженнях авторів численних розробок в області мікрохвильової діагностики ВТНП і інших матеріалів експериментально встановлено суттєвий вплив форми вістря на 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.

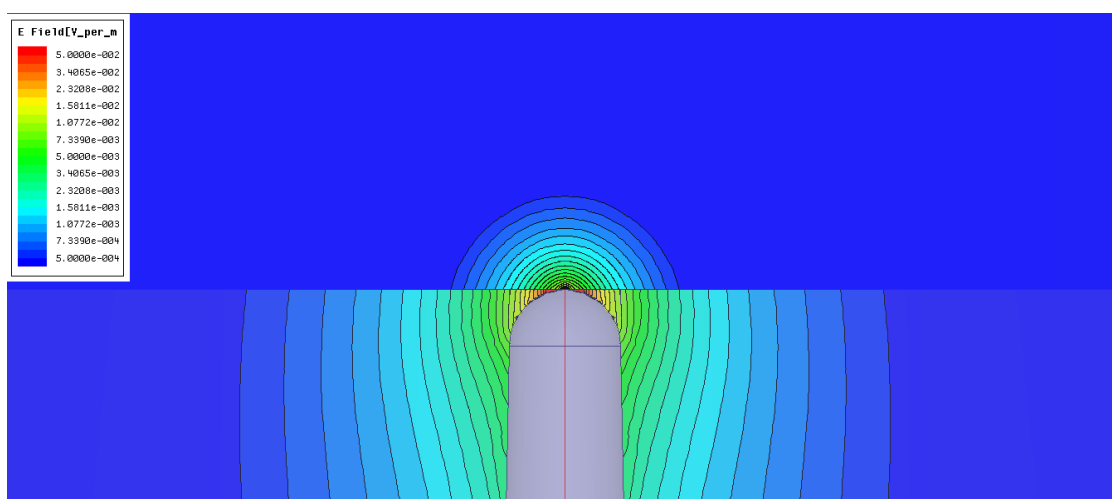
Із цією метою чисельно досліджено в порівнянні розподіл повного поля зонда із плоскою й сферичною формами вістря для різних значень R_{1t} . Дані цих досліджень, наведені на рисунку 2.7, переконливо свідчать про суттєве «фокусування» поля при сферичній формі вістря під центральною його частиною (рисунок 2.7, б) на відміну від локалізації під периферією при плоскому вістрі (рисунок 2.7, а). Відповідно до цих даних поле втрачає «трубчатість», а розподіл його набуває квазігауссовий характер.



а

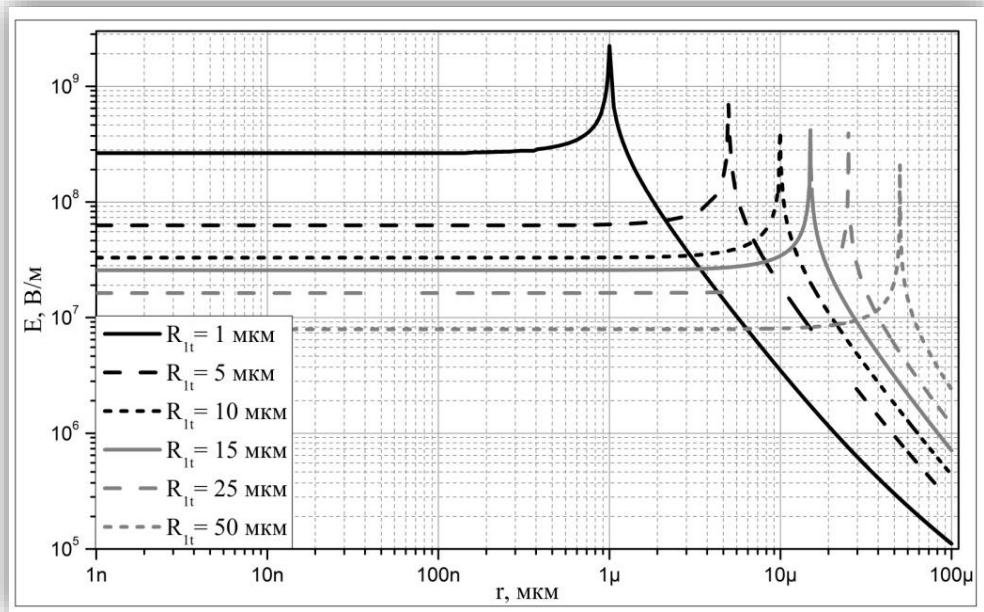


б

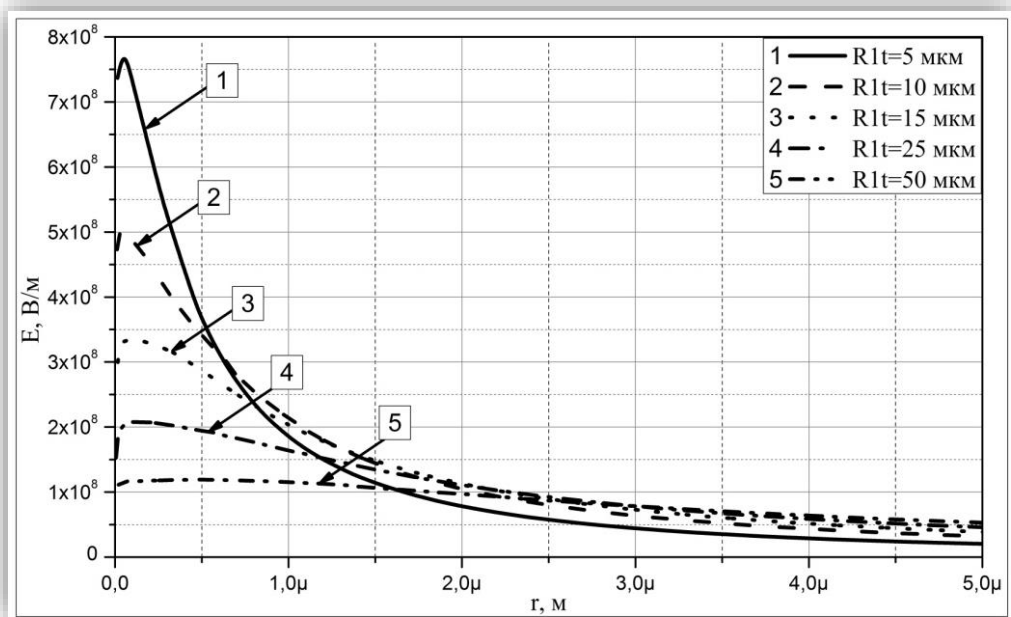


в

Рисунок 2.6 – Епюри повного електричного поля в апертурі РВП в залежності від форми вістря ($R_{1t} = 10$ мкм)



а



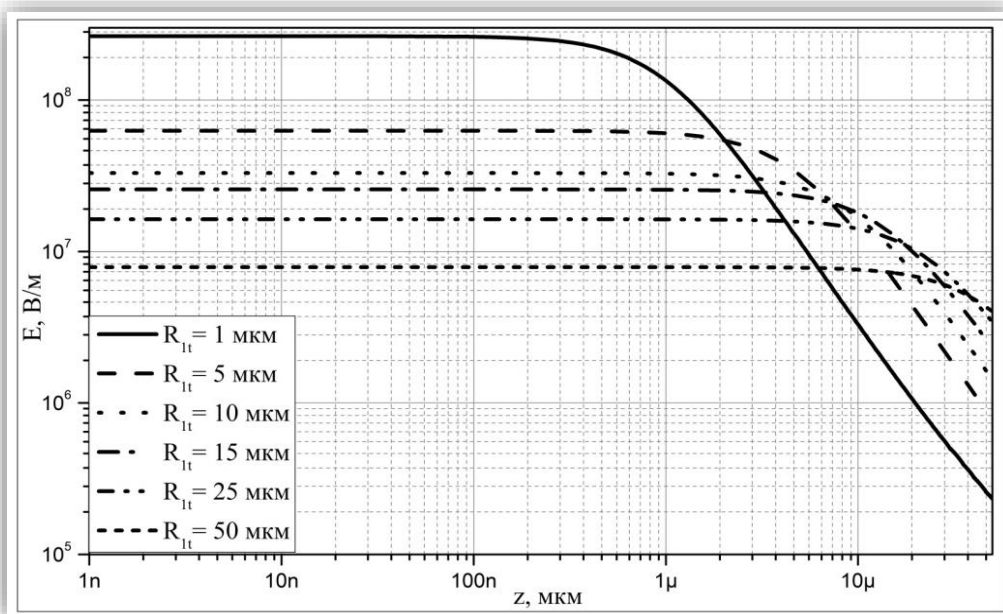
б

Рисунок 2.7 – Залежності розподілу повного поля в об'єкті для різних значень радіуса плоского (а) та сферичного вістря (б) уздовж радіуса зонда (об'єкт: $\epsilon=12$; $\text{tg}\delta=1$)

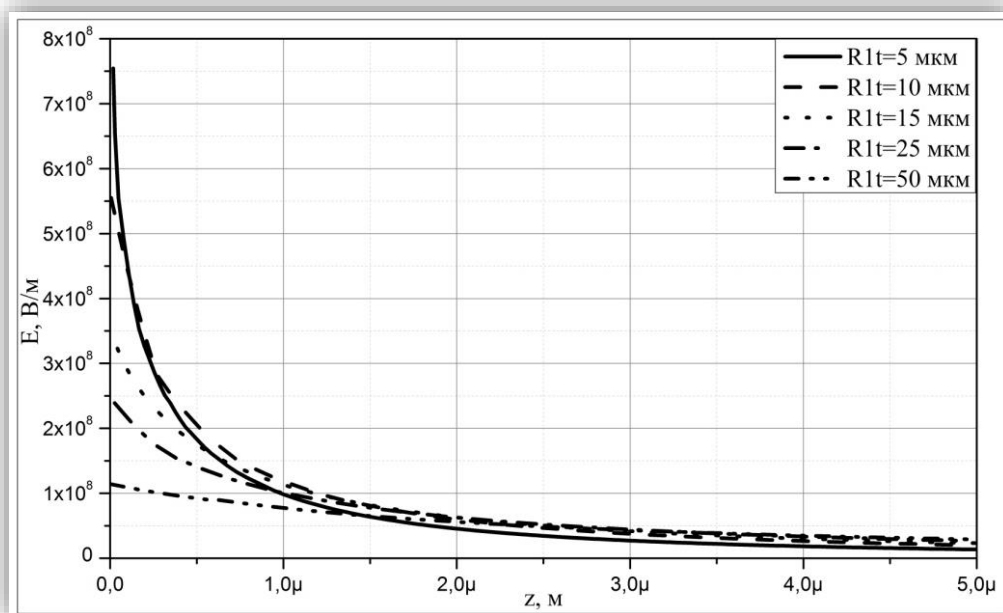
Розподіл поля по осі зонда (глибині об'єкта), що наведено на рисунку 2.8, дає кількісне уявлення про залежність проникнення поля в об'єкт від геометрії

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 2.8 – 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 рисунку 2.9 – 2.11 наведені епюри розподілу напруженості повного поля і його E_z і E_r компонент в об'ємі напівнескінченного об'єкта ($\epsilon=12$; $\text{tg}\delta=10^{-2}$) при формі вістря у вигляді усіченого конуса (рисунку 2.5,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 представлене переважно E_r компонентом. Крім того, відзначена локалізація енергії поля під вістрям збільшується при зменшенні радіуса R_{1t} .

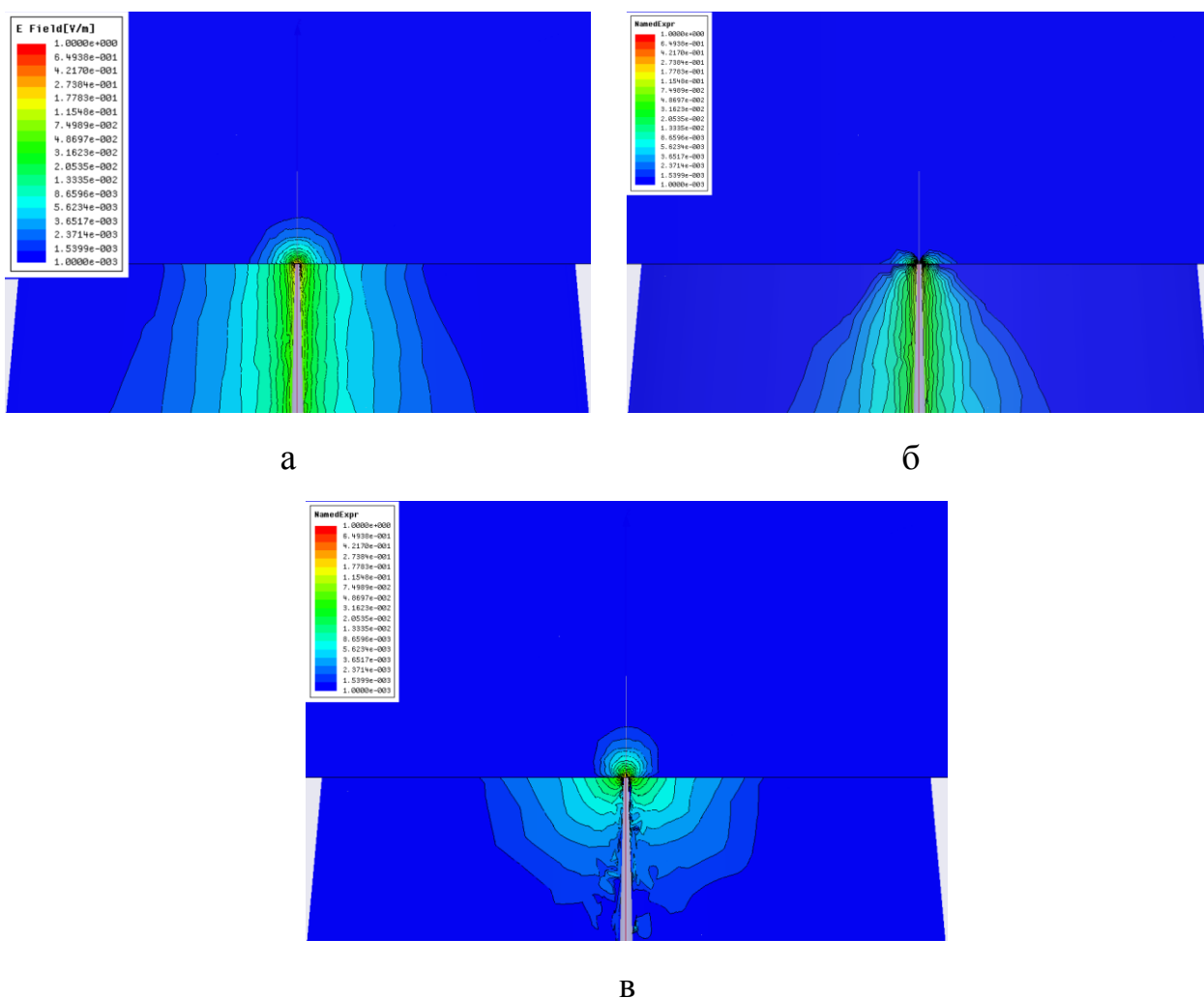
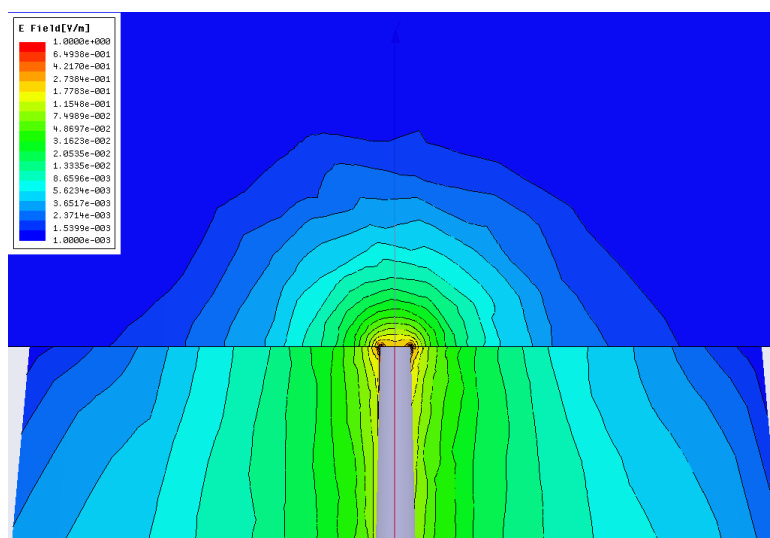
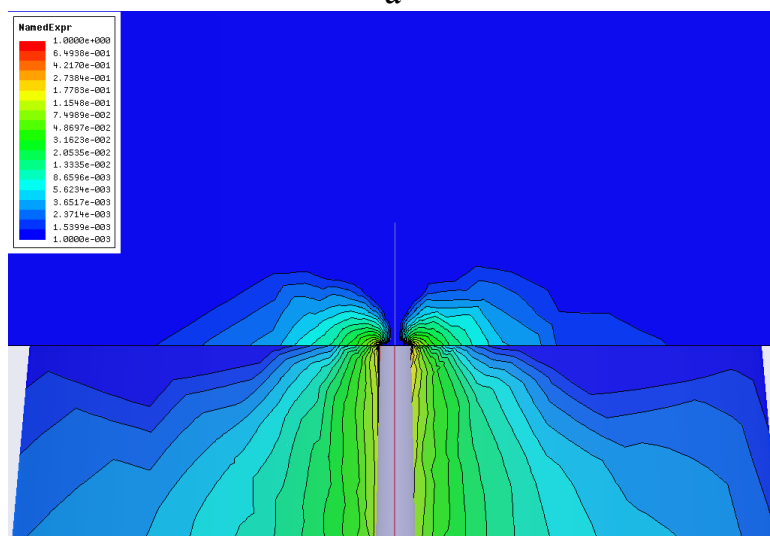


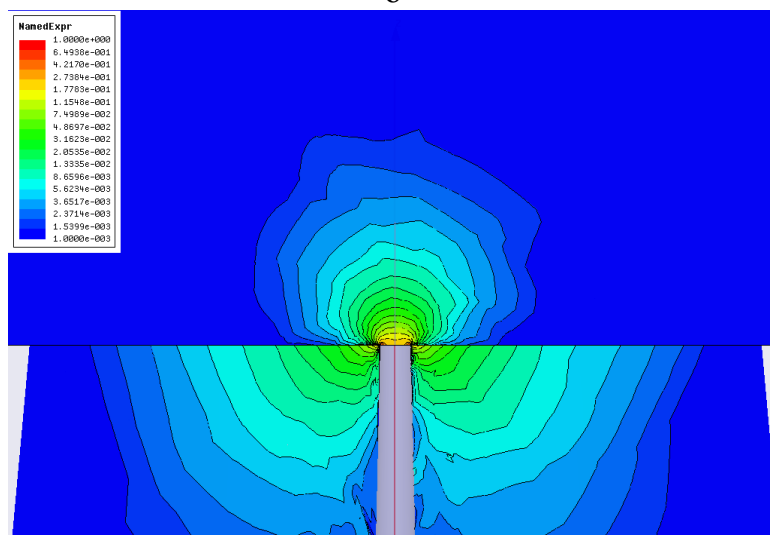
Рисунок 2.9 – Епюри розподілу повного поля E (а), E_r (б) і E_z (в) компонент при $R_{1t}=5$ мкм



а

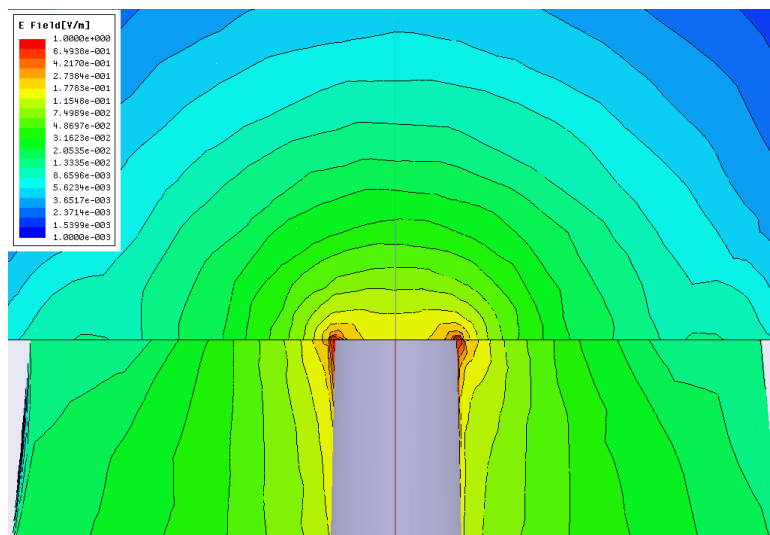


б

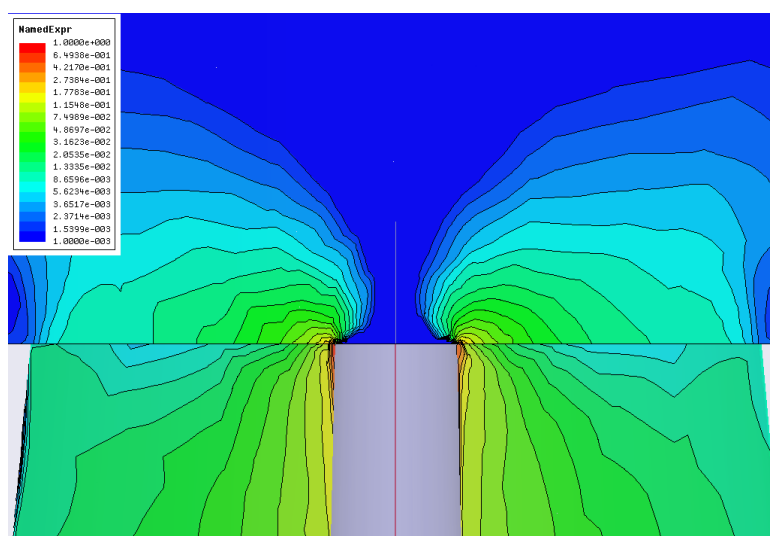


в

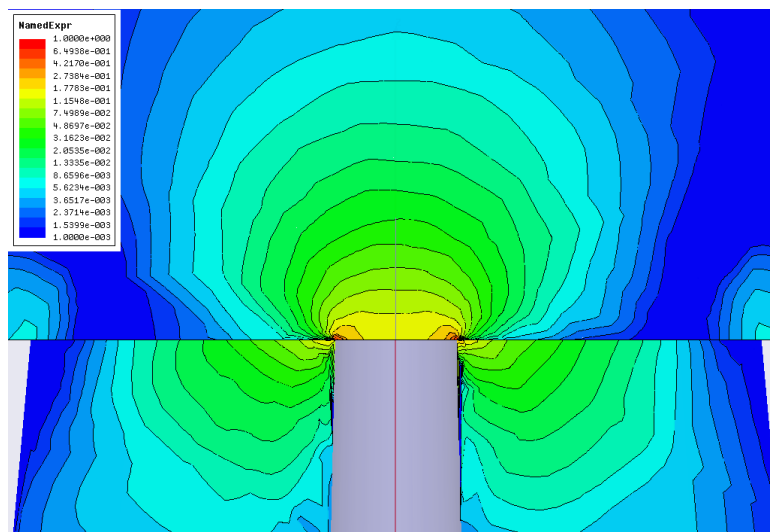
Рисунок 2.10 – Епюри розподілу повного поля E (а), E_r (б) і E_z (в) компонент при $R_{1r}=25$ мкм



а



б



в

Рисунок 2.11 – Епюри розподілу повного поля E (а), E_r (б) і E_z (в) компонент при $R_{lt}=100$ мкм

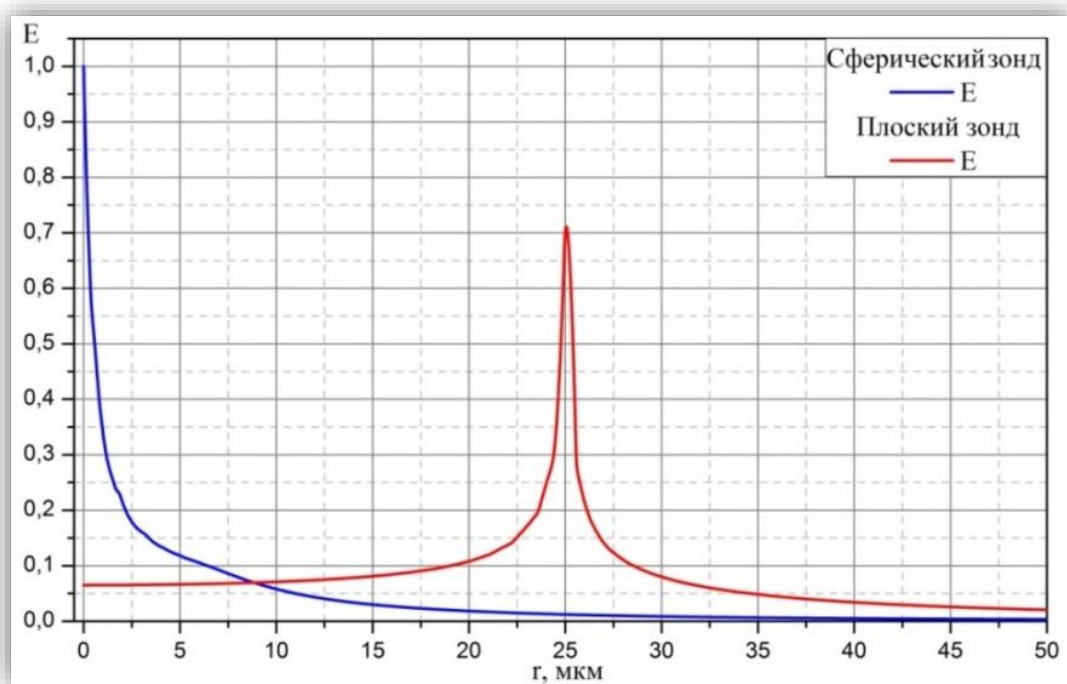
У цілому ж повна енергетика поля зменшується зі зменшенням радіуса вістря. Про перерозподіл її локалізації зі зменшенням R_{1t} свідчить збільшення амплітуди поля безпосередньо на периферії плоского вістря.

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

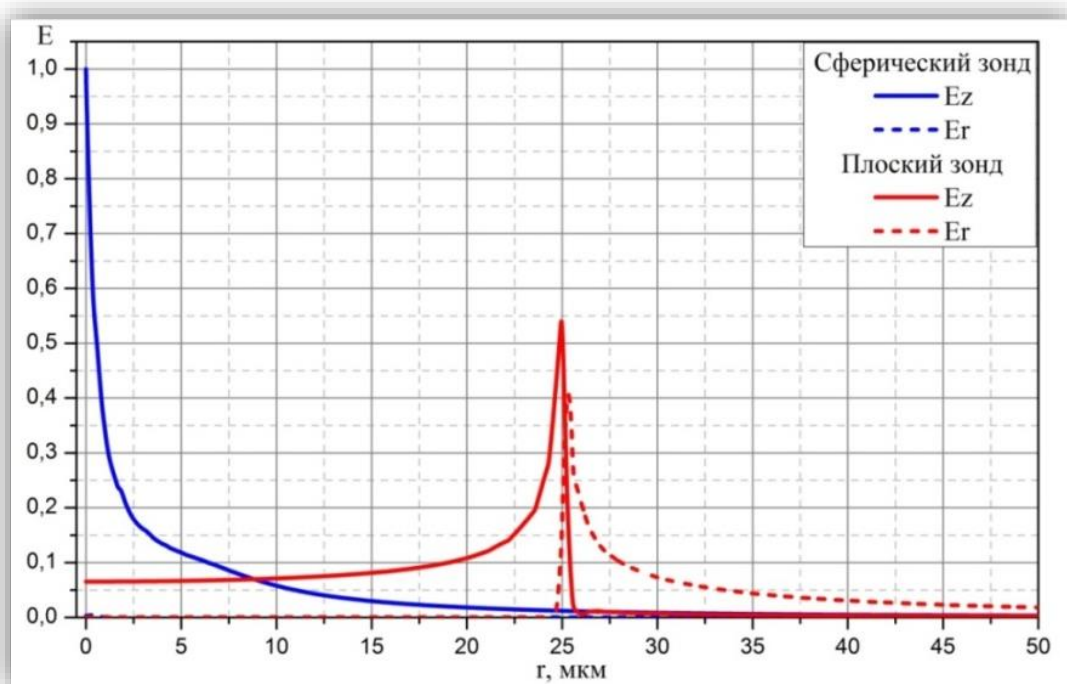
Значимість їх, у першу чергу, пов'язана із проблемою розшифровки зображень у ЛМД і можливостями підвищення ПРЗ додатково за рахунок комп'ютерної обробки результатів сканування. У наших роботах [245, 246] показано, що, застосовуючи сучасні прийоми рішення зворотної задачі, можна майже на порядок підвищити 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 рисунках 2.12 – 2.13 та розглядалось в [247, 248, 249]. Зокрема, розподіл по радіусі на поверхні об'єкта переконливо підтверджує «трубчастий» характер поля й обох його компонент (рисунок 2.12) 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 рисунку 2.14, дає кількісне уявлення про залежність проникнення поля в об'єкт від геометрії зонда. З результатів зображених на рис. 2.14,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.

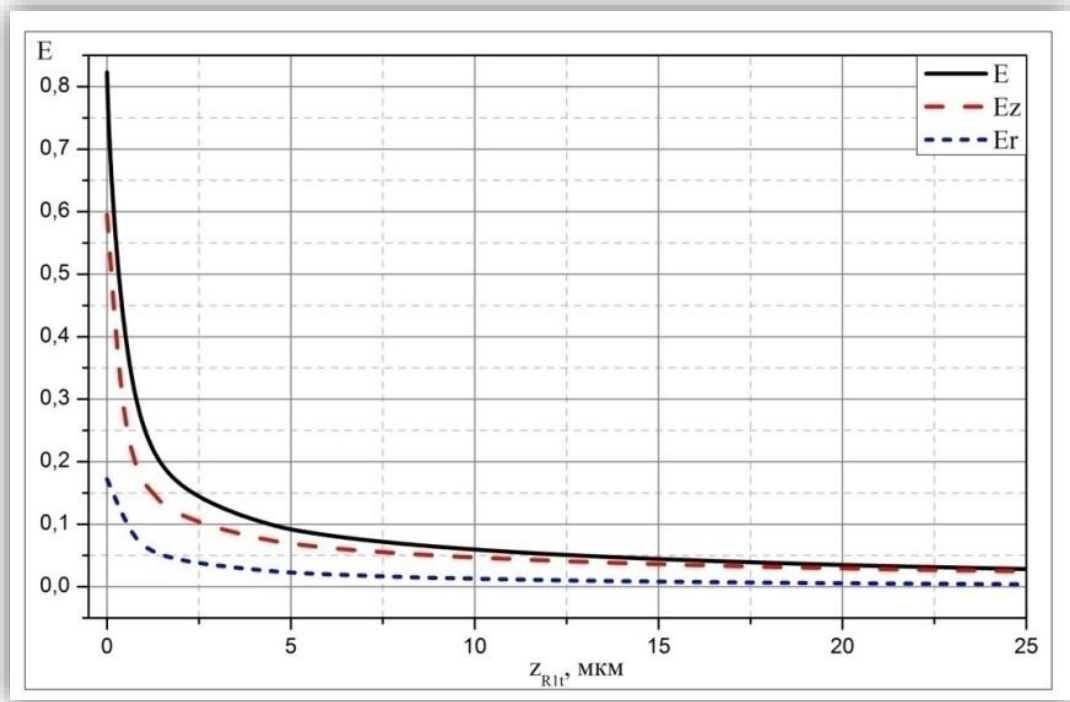


а

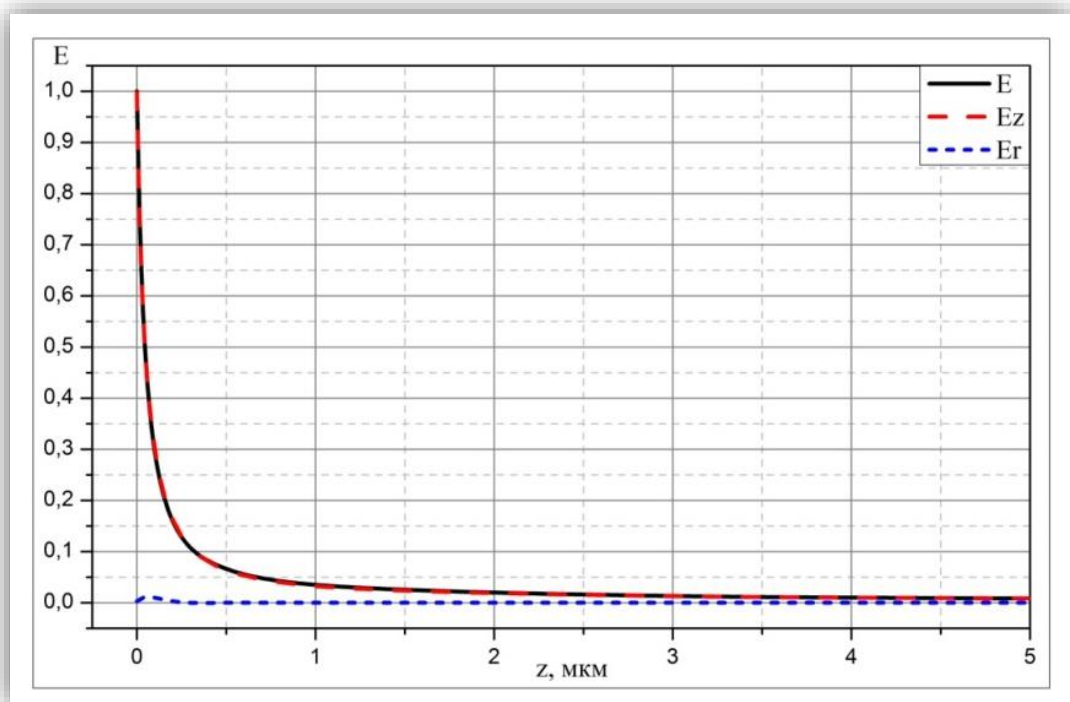


б

Рисунок 2.12 – Розподіл повного поля E (а) та його компонент E_r і E_z (б) по радіусу об'єкта для плоского та сферичного вістря з $R_{1t} = 25$ мкм

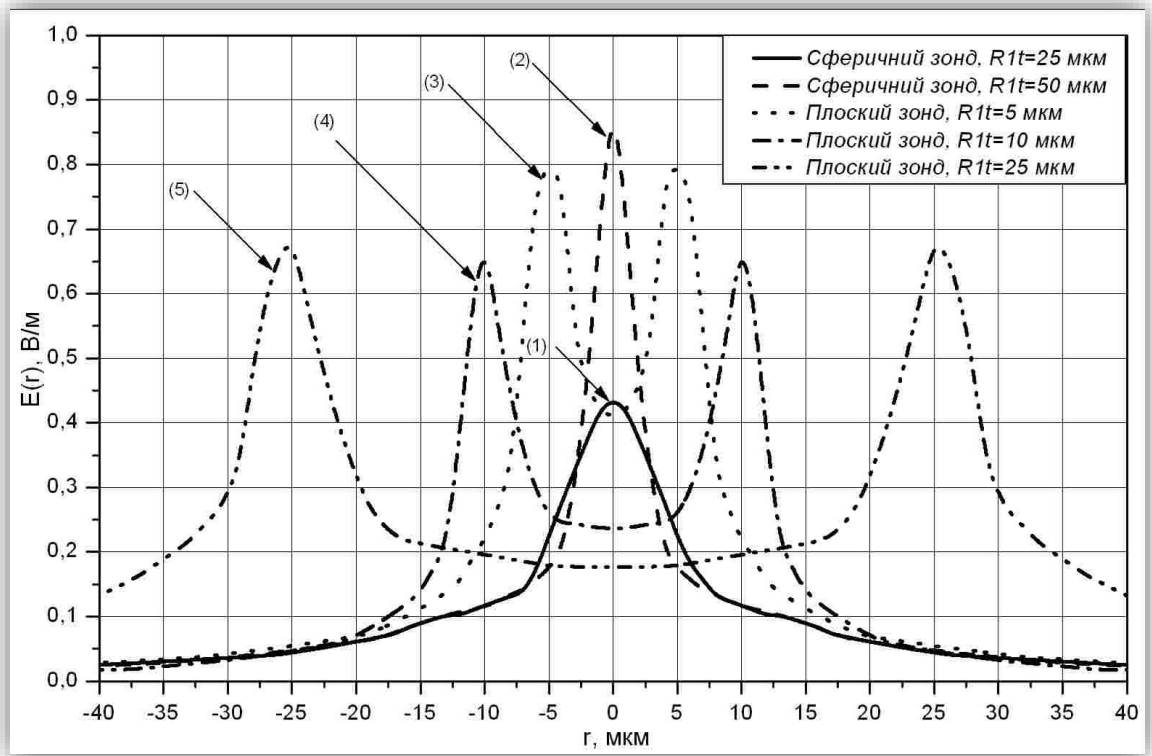


а

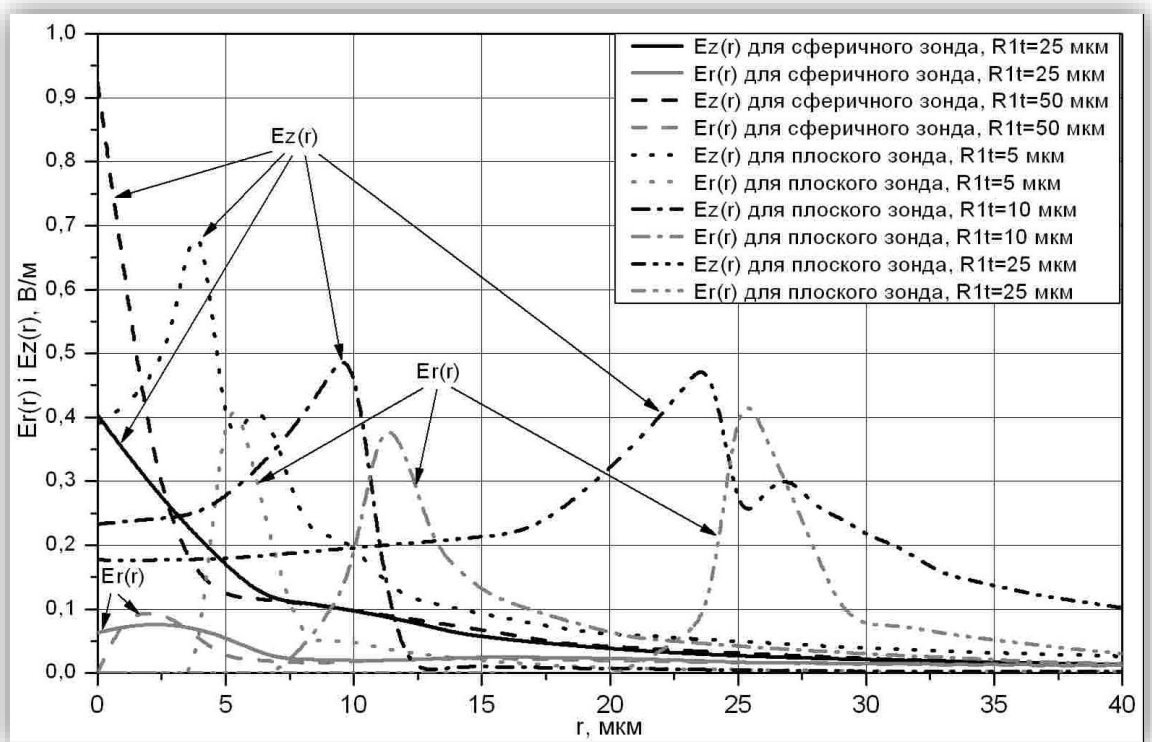


б

Рисунок 2.13 – 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 2.14 – Розподіл повного поля E (а) та його компонент E_r і E_z (б) для плоского та сферичного вістря різних радіусів ($\epsilon=12$, $\text{tg}\delta=1$)

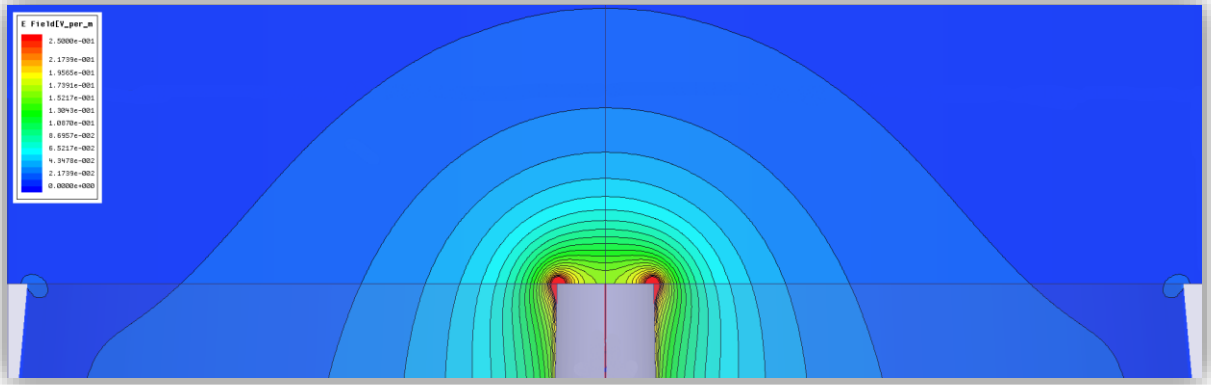
При деякому загальному зменшенні енергетики зонда зі сферичним вістрям у порівнянні із плоскою його формою, поле локалізується в E_z компоненту під центром вістря й розвивається на периферію в E_r компоненті. У цілому, ця обставина забезпечує найбільш сильну реакцію РВП на неоднорідність тільки при її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

2.4 Залежність розподілу поля від параметрів об'єкта дослідження

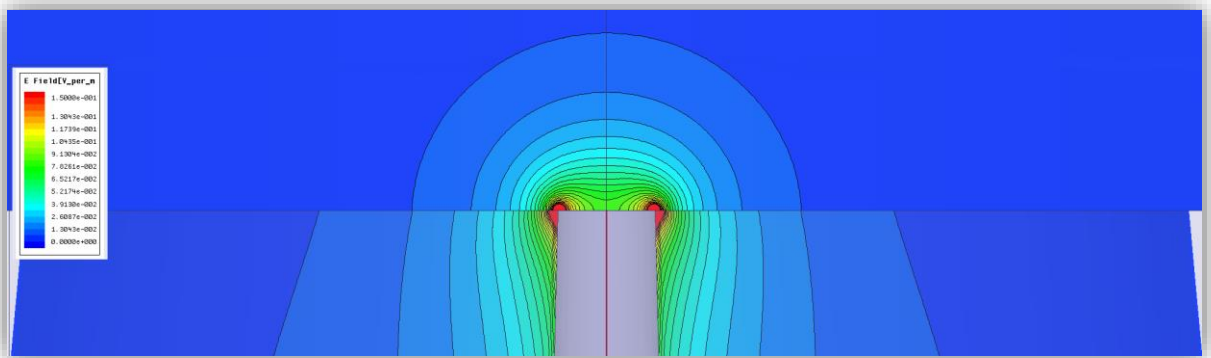
У фізиці сигналоутворення резонаторні НВЧ методи неруйнівного контролю напівпровідників і діелектриків часто базуються на уявленнях теорії малих збурень [163, 164]. Згідно з ними не враховується вплив електрофізичних властивостей об'єкта на розподіл електромагнітного поля РВП. Однак, такий підхід в оцінці вимірювальних сигналів призводить до значних систематичних похибок.

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

На рис 2.15 наочно показано на прикладі епюр повного електричного поля як впливає присутність об'єкта на розподіл поля в апертурі РВП і підапертурній області.



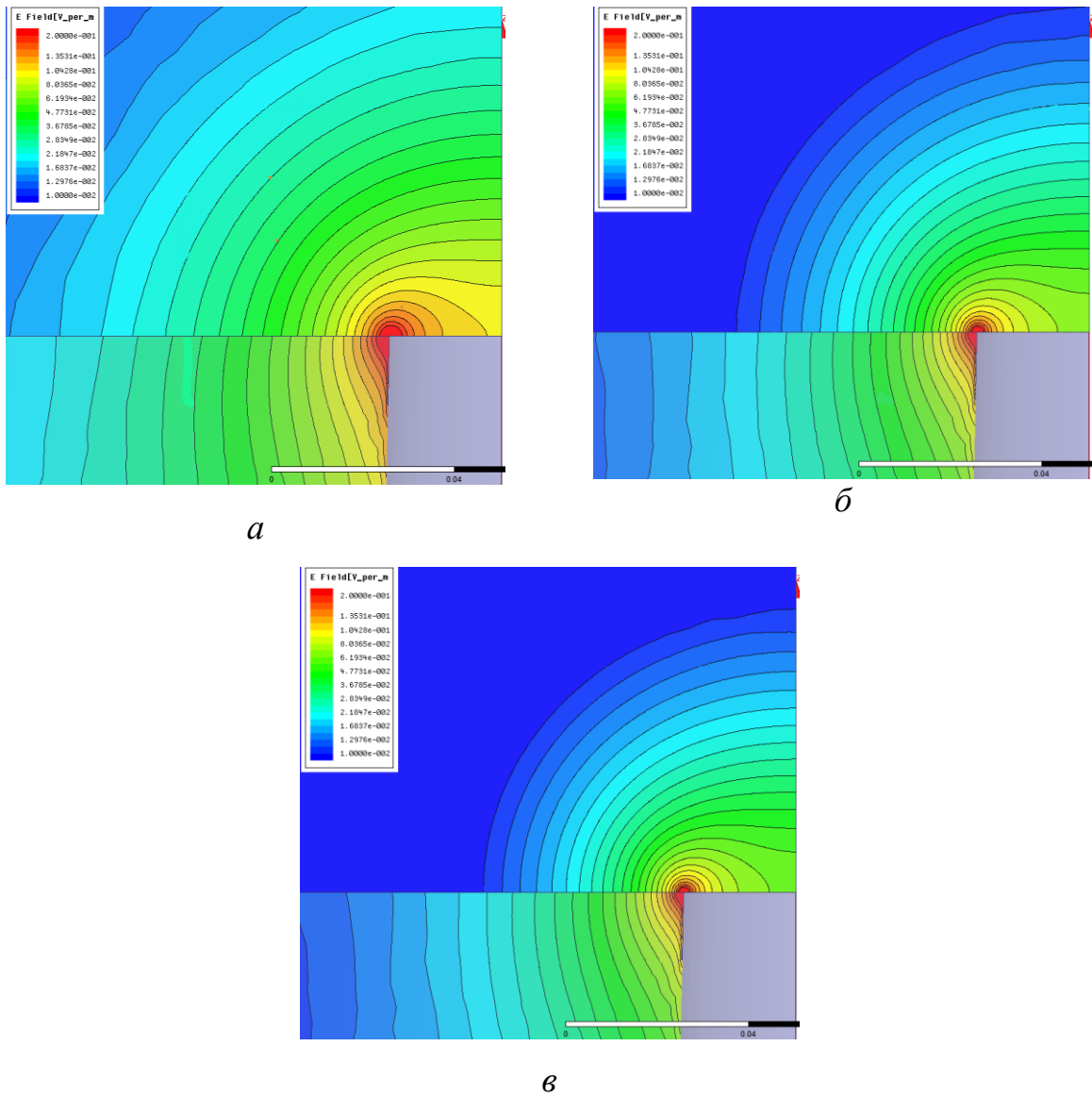
а



б

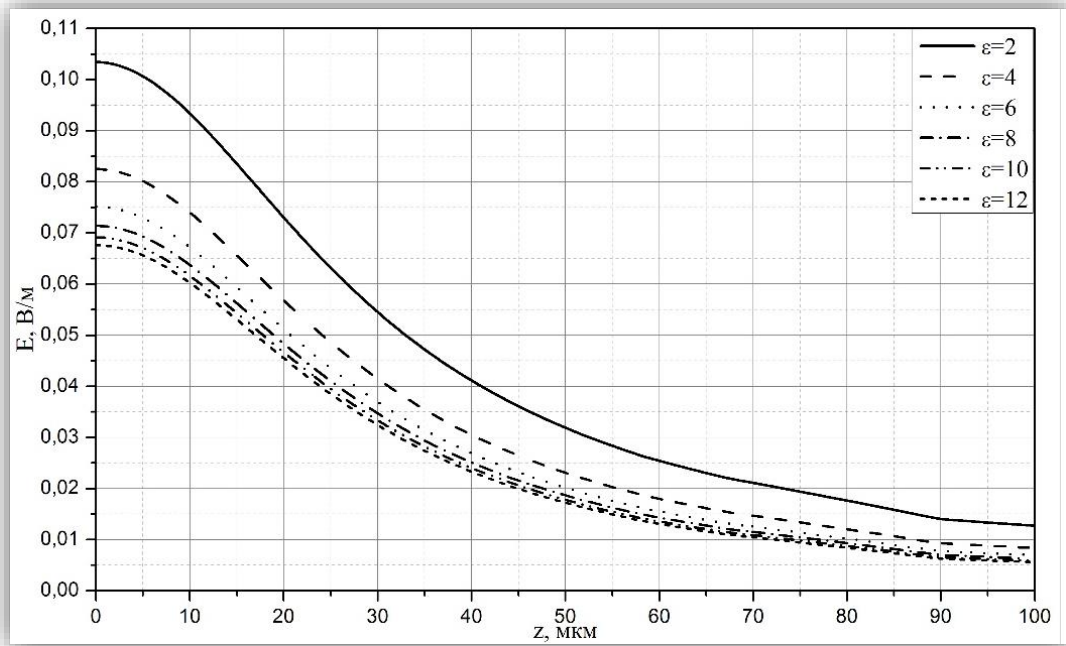
Рисунок 2.15 – Эпюры распределения полного поля в отсутствии (а) и при наличии (б) объекта ($\epsilon = 12$, $\text{tg}\delta = 0.1$)

На рисунку 2.16 представлені в порівнянні епюри розподілу поля в апертурі ККРЗ з розкритвом $R_{1t} = 25$ 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 коаксіальної 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).



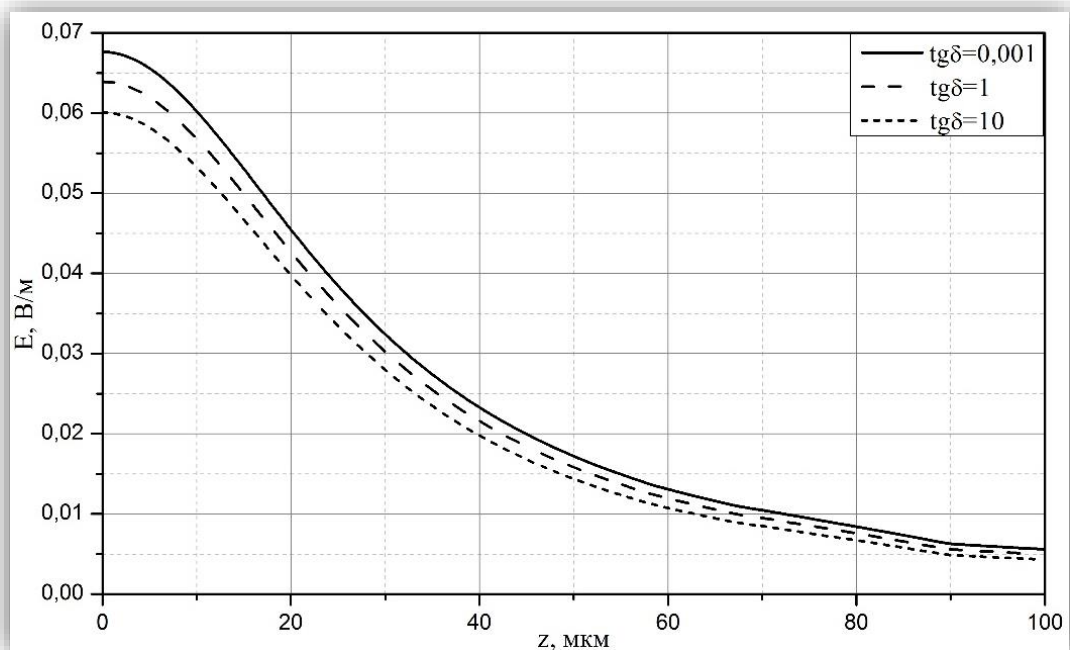
Рисонок 2.16 Епюри розподілу поля в апертурі ККРЗ

Більш детально кількісно досліджувана зміна представлена на рисунку 2.17, де показано вплив ϵ діелектриків ($\text{tg}\delta = 10^{-3}$) на розподіл ближнього поля РВП по його осі.



Рисонок 2.17 Розподілу поля по осі ККРЗ в залежності від ϵ об'єкту

На рисунку 2.18 показано відповідний розподіл ближнього поля при напівпровідниковому об'єкті ($\epsilon_s = 12$) з різним значенням $\text{tg}\delta_s$.



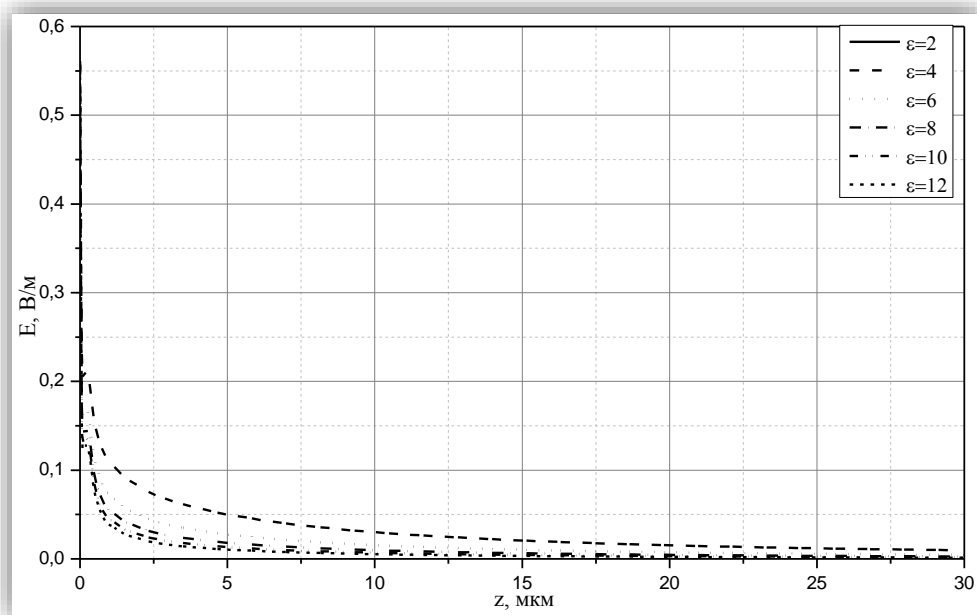
Рисонок 2.18 Розподілу поля по осі ККРЗ в залежності від $\text{tg}\delta$ об'єкту

З цих залежностей неважко переконається, що застосування теорії малих збурень в оцінці сигналів сканування РЗ в СММ допустимо тільки для напівпровідників при $\text{tg}\delta < 10^{-1}$. Уточнимо, що такий висновок базується на факті незалежності розподілу ближнього поля від $\text{tg}\delta$ при $\text{tg}\delta < 10^{-1}$ 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 рисунка 2.17, неоднорідність ϵ практично не змінює розподіл ближнього поля.

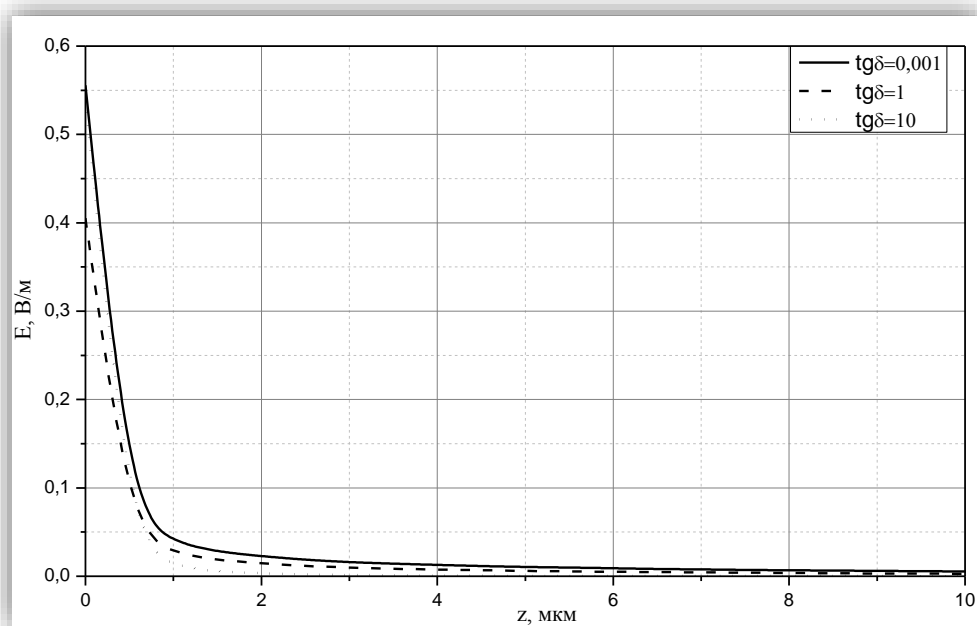
При РЗ в СММ напівпровідників з $\text{tg}\delta > 10$ застосування теорії малих збурень для оцінки і обробки сигналів сканування не припустимо. Чи не доцільно використовувати теорію малих збурень і для СММ діелектриків при $\epsilon < 10$.

Крім наведених вище висновків з рисунка 2.17 та 2.18 можна зробити ще наступний висновок. Електрофізичні параметри ϵ і $\text{tg}\delta$ 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 $\text{tg}\delta > 10$).

Детальне вивчення залежності просторового розподілу E_z і E_r компонент від ϵ і $\text{tg}\delta$ показало, що для E_z компоненти прояв досліджуваного впливу більш істотно. Тому виникла необхідність провести аналогічні дослідження для ККРЗ зі сферичною формою вістря. На рисунку 2.19 та 2.20 наведені відповідні залежності.



Рисонок 2.19 Розподілу поля по осі ККРЗ в залежності від ϵ об'єкту



Рисонок 2.20 Розподілу поля по осі ККРЗ в залежності від $\text{tg}\delta$ об'єкту

З них впливає, 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 більшій 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 [249, 250]. 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 рисунка 2.21, на якому для плоского і сферичного вістря зонда радіусом $R_{1r}=25$ мкм наведені в порівнянні залежності повного поля E для напівпровідника з $\text{tg}\delta = 0.01$.

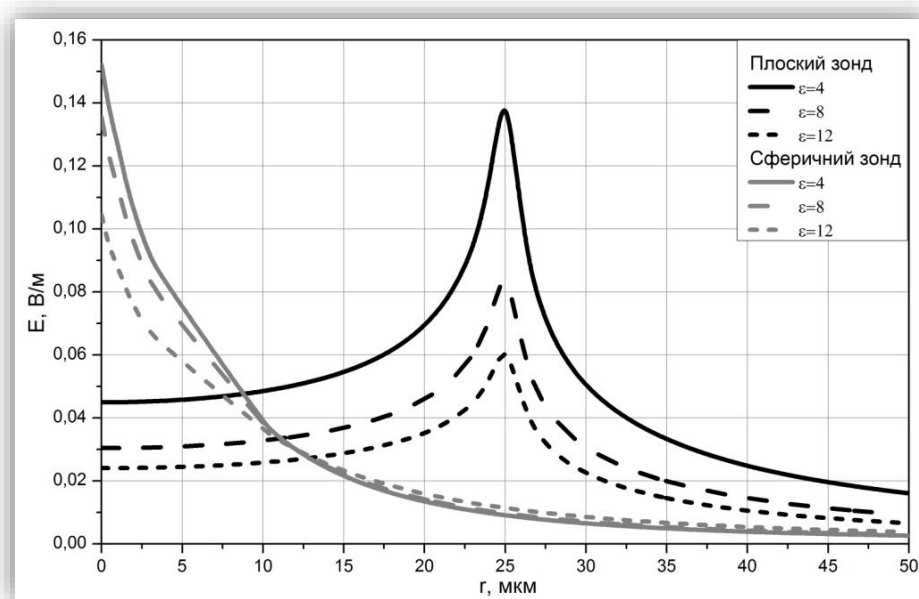
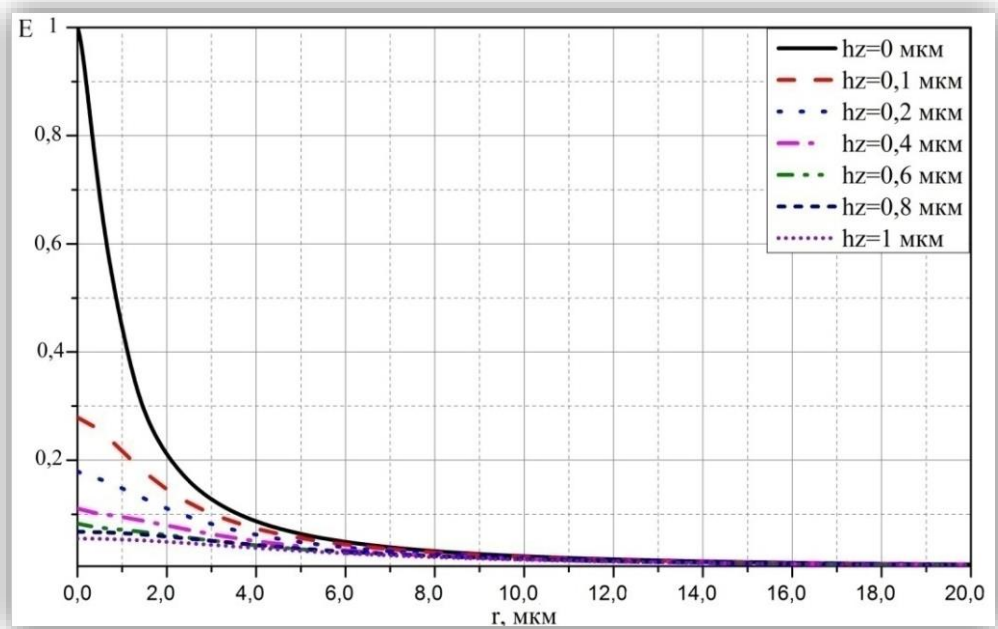


Рисунок 2.21 – Залежності розподілу повного поля E по радіусу об'єкта для різних форм вістря зонда

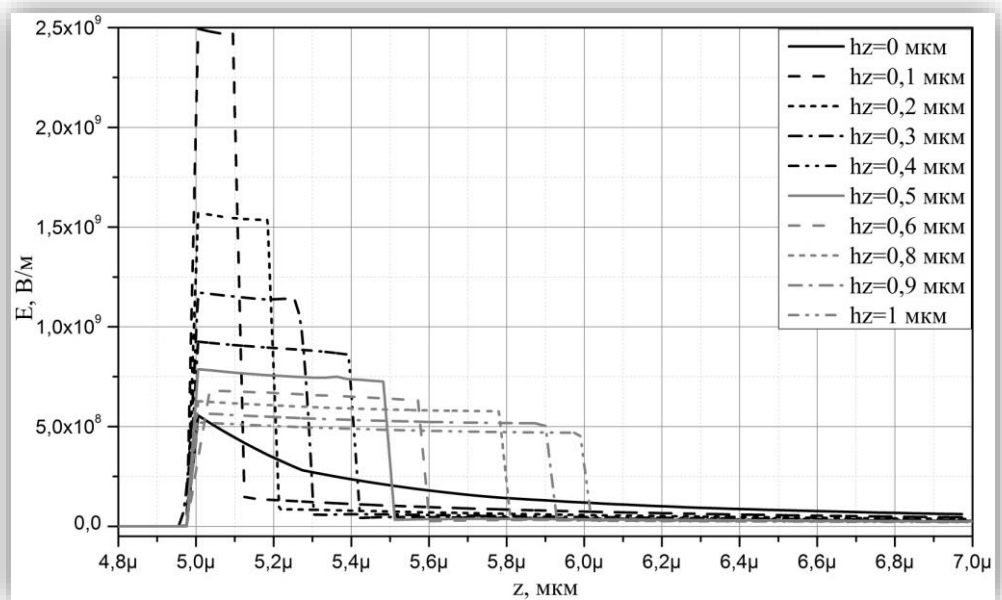
2.5 Вплив зазору в електродинамічній структурі «зонд-об'єкт»

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 [251,252].

На рисунку 2.22 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 $\epsilon=12$; $\text{tg}\delta=1$.



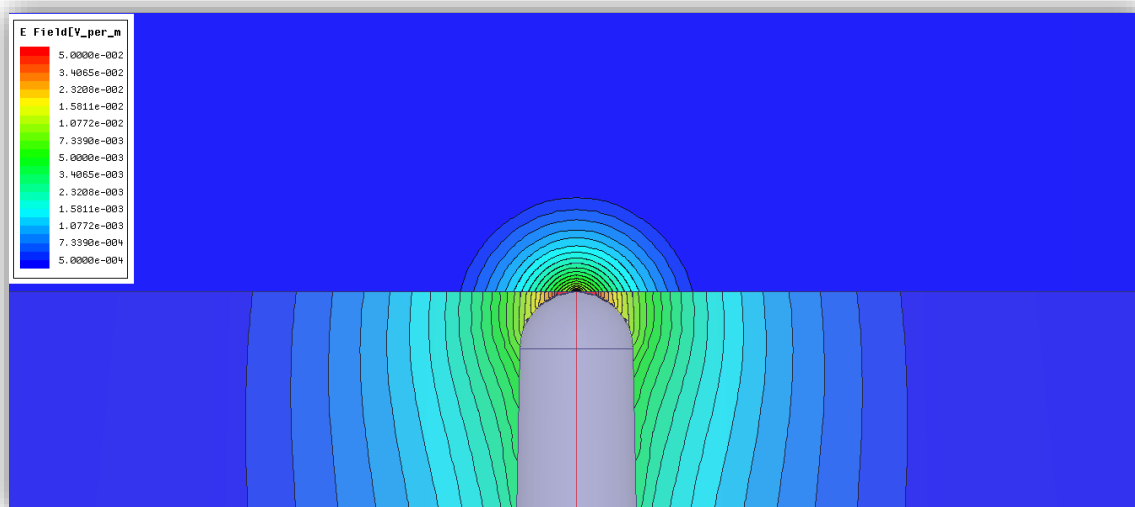
а



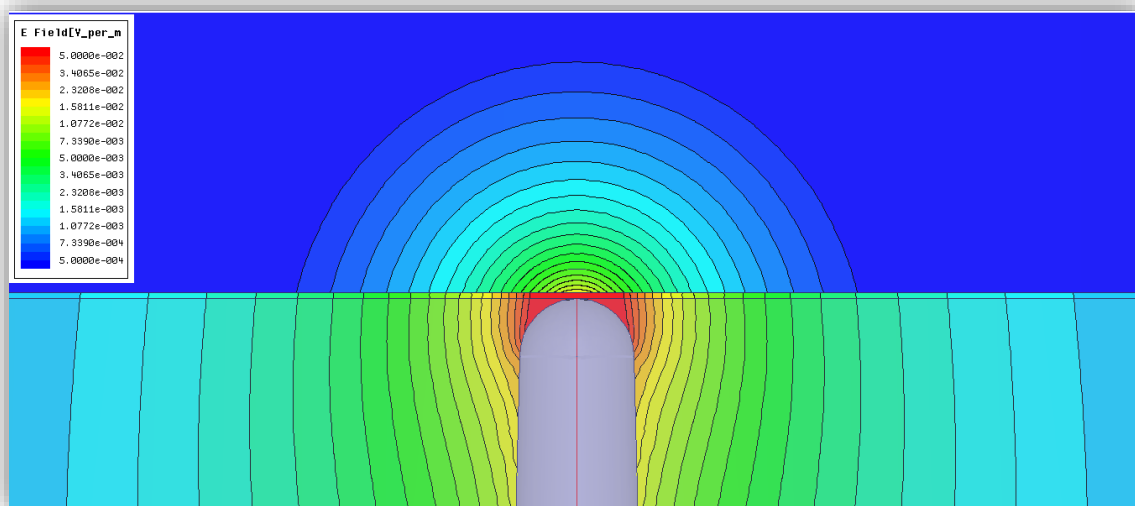
б

Рисунок 2.22 – Розподіл повного поля вздовж радіусу об'єкта (а) та вздовж його осі (б) від величини зазору

Для більшого розуміння на рисунку 3,23 приведені епюри розподілу поля для випадків коли зазор відсутній та коли він становить 1 мкм.



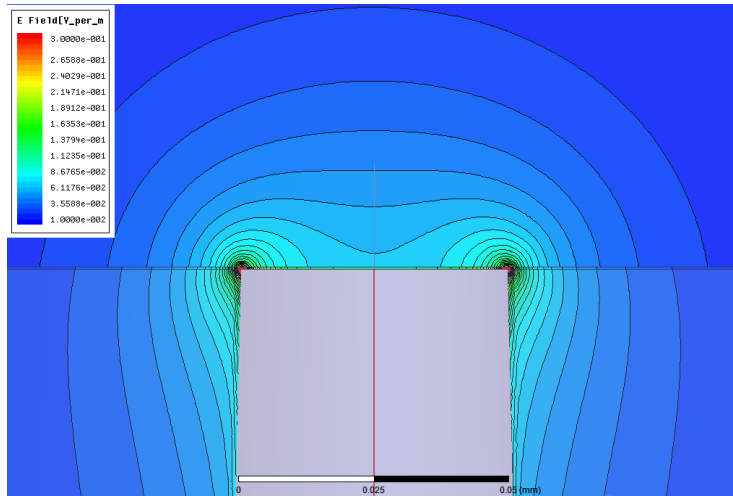
а



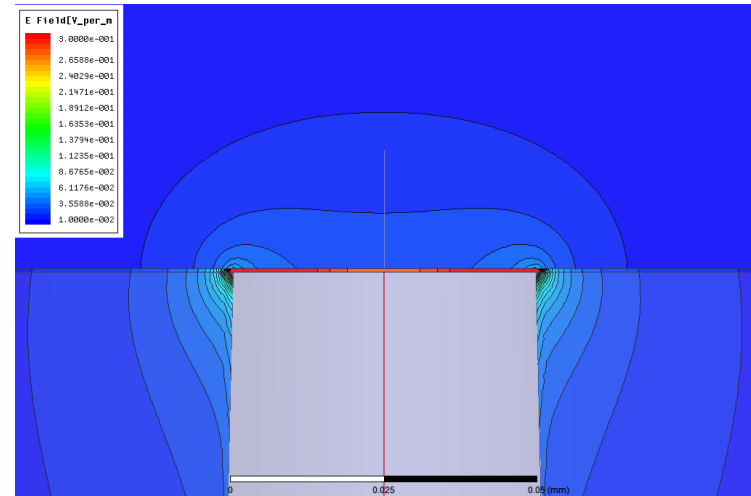
б

Рисунок 2.23 – Епюри розподіл повного поля за відсутності зазору (а) та при зазорі 1 мкм (б)

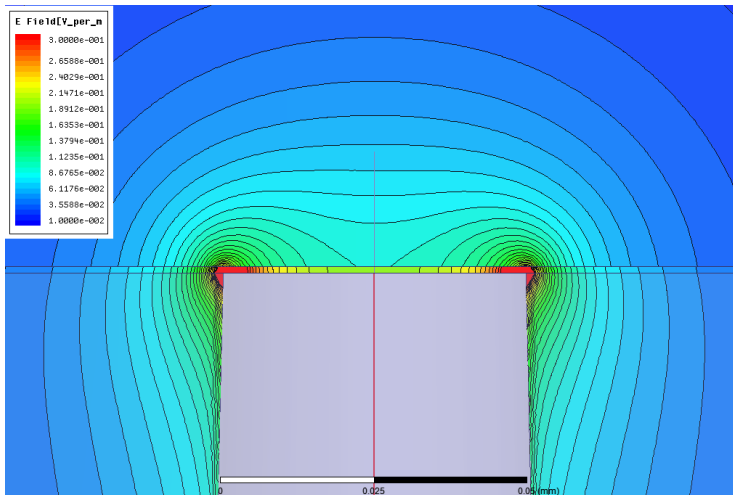
На рисунку 2.24 приведені для порівняння епюри розподілу поля для різних значень зазору при різному ϵ об'єкту.



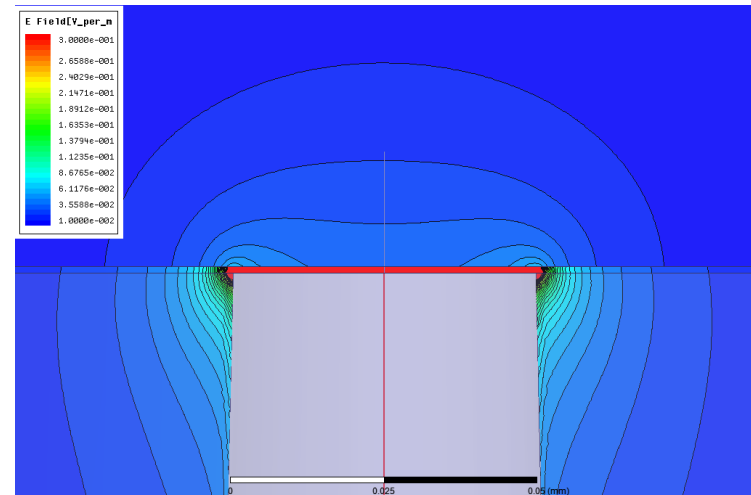
а



б



в



г

Рисунок 2.24 – 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)

2.6 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 пінку істотно відрізняється від подошки.

Наведене на рисунку 2.25 просторовий розподіл НВЧ електричного поля при двох значеннях радіуса вістря РВП ($R_{1t} = 10$ мкм і $R_{1t} = 25$ мкм). Рисунок 2.25а дозволяє кількісно підкреслити ту особливість, що товщина плівки практично не впливає на поперечну локалізацію НВЧ поля в об'єкті.

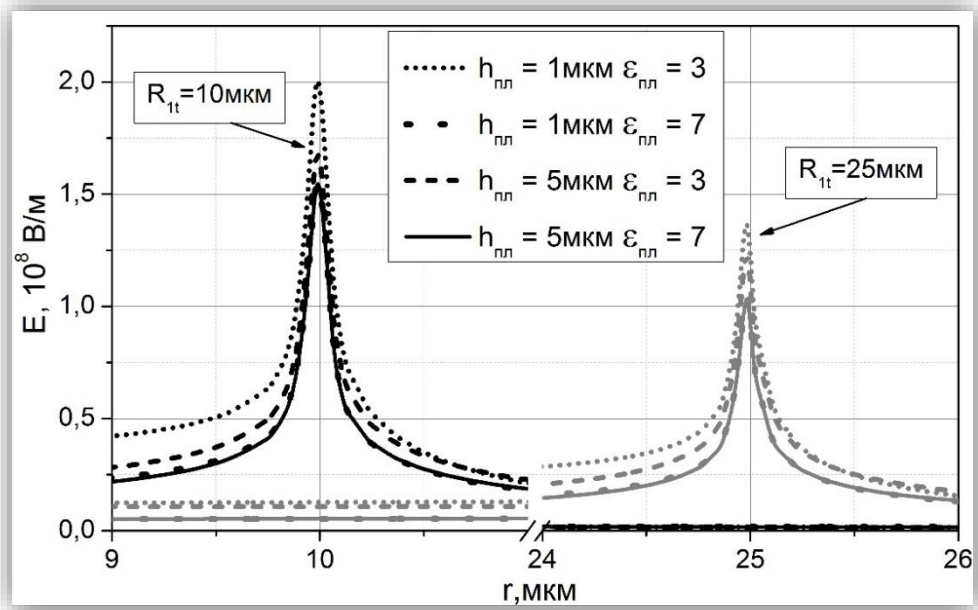
Істотно також впливає на величину напруженості НВЧ поля в об'єкті і її розподіл по глибині значення діелектричної проникності матеріалу плівки. З її зменшенням поле в плівці зростає в тому числі, і внаслідок кращого узгодження модифікатора з об'єктом.

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

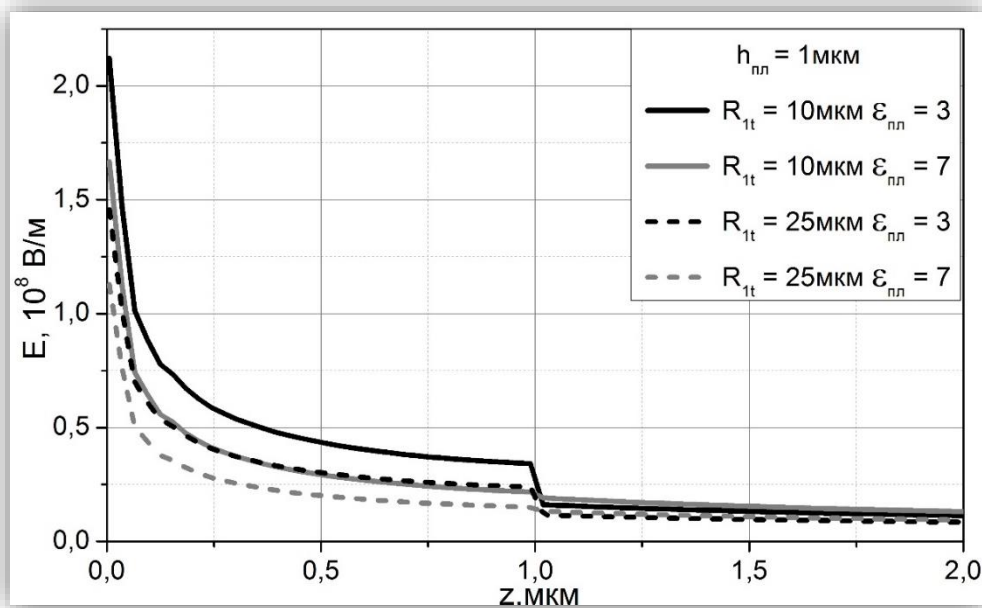
При більш детальному дослідженні і аналізі складаються кількісні уявлення про наступну фізичної моделі НВЧ вивчення на об'єкт.

Ближнє НВЧ поле модифікатора в контактному режимі (зазор дорівнює нулю) при $\epsilon_{\text{пл}} < 10$; $\text{tg}\delta_{\text{пл}} < 1$ і $h_{\text{пл}} > R_{1t}$ має поперечне просторовий розподіл, аналогічне вихідного (без плівки). Абсолютна його значення при цьому зменшується зі збільшенням $\epsilon_{\text{пл}}$. При $\text{tg}\delta_{\text{пл}} > 1$ поле додатково послаблюється. При цьому, крім звичайної фізичної природи НВЧ поляризації діелектриків і напівпровідників, позначається 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 $\epsilon_{\text{пл}}$; $h_{\text{пл}}$.



а



б

Рисунок 2.25 – Просторове розподілення НВЧ електричного поля

Основною метою досліджень розподілу НВЧ поля тут є отримання більш глибоких уявлень про фізичну природу просторового розподілу поля при наявності пінки з відмінними від подожжі параметрами. На рисунку 2.26 представлено розподіл поля по глибині зразка. Попередні результати переконують, що істотного впливу параметри плівки на поперечний розподіл НВЧ впливу не роблять.

3. 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 [308, 313].

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 $\text{tg}\delta$ 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 $\text{tg}\delta$ 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.

3.1 Загальні співвідношення фундаментальних сигналів СММ

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 [138, 139] 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 необхідного 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 [253].

Якщо виходити з відомого співвідношення для добротності напівхвильового коаксіального резонатора [254]

$$Q_{00} = \frac{L_0}{2\delta_{ст}} \left[1 + \frac{L_0 (R_2^{-1} + R_1^{-1})}{2 \ln \frac{R_2}{R_1}} \right]^{-1}, \quad (3.1)$$

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

$$Q_{00} = \frac{R_2}{\delta_{ст}} \frac{\ln \frac{R_2}{R_1}}{\left(1 + 2 \frac{R_2}{R_1} \right)}, \quad (3.2)$$

де $\delta_{ст}$ – 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 $R_1 \gg \delta_{ст}$ і узгодження її з малорозмірною апертурою, що забезпечує задану просторову роздільну здатність.

Вираз для вихідної добротності апертурного датчика буде відрізнятися від (3.1), (3.2) внеском втрат на випромінювання в апертуру:

$$Q_0 = \frac{1}{Q_{00}^{-1} + \frac{P_{изл}}{\omega \mu_0 \int_{V_p} H_\phi^2 dv}} \quad (3.3)$$

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

$$Q_{00}^{-1} \ll \frac{P_{\text{изл}}}{\omega \mu_0 \int_{V_{\text{рез}}} H_{\phi}^2 dv} \quad (3.4)$$

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 біооб'єкта [254].

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 TEM моді

$$f_i \left(\frac{2n_i + 1}{2n_b + 1} \right) f_b \quad (3.5)$$

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 (3.3), 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.

3.2 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 вихідною 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 $\text{tg}\delta$ 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 [255]. 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 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'язаною і вільною води розрізняються і по-різному залежать від частоти НВЧ поля, то на цьому ґрунтуються методи НВЧ діагностики стану біооб'єктів і його динаміки [255].

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 рисунку 3.1 залежностей слід 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 рисунку 3.1 випливає, що робоча добротність конусного РВП в цьому діапазоні може знижуватися до неприпустимо низьких значень.

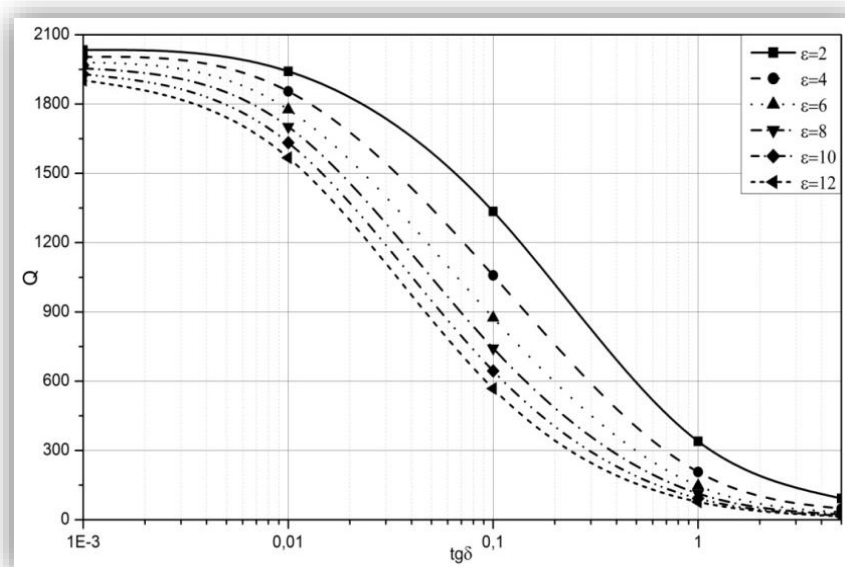


Рисунок 3.1 – Залежності добротності РВП від параметрів об'єкта для вістря у вигляді усіченого конуса

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 рисунку 3.2. Слід зазначити, в першу чергу, лінійну залежність даної характеристики перетворення від ϵ . Залежність від $\text{tg}\delta$ практично відсутня.

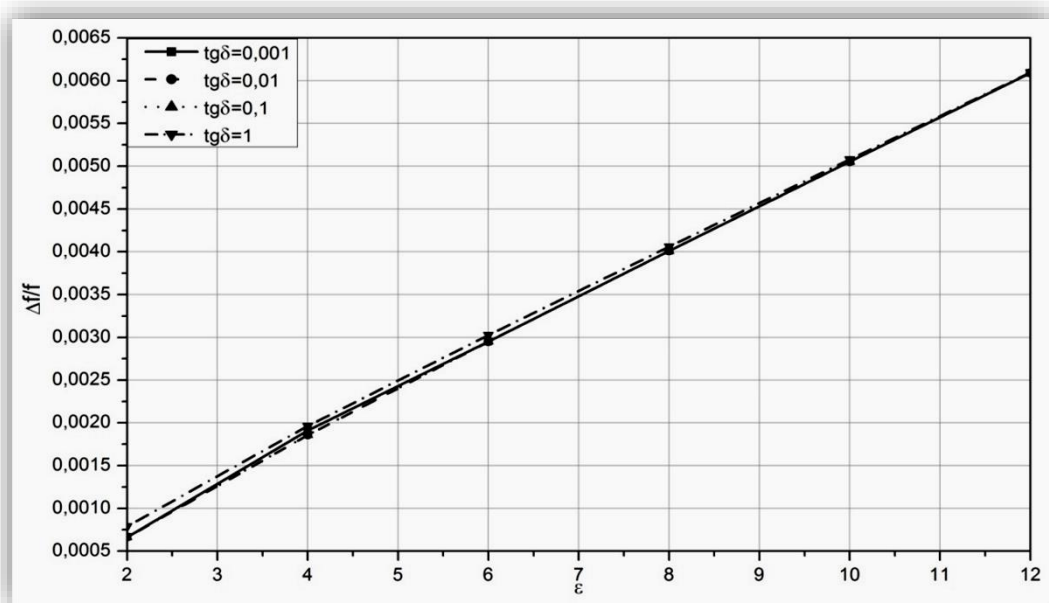


Рисунок 3.2 – Залежність зміни резонансної частоти РВП від параметрів об'єкта

Представлені на рисунку 3.1 та рисунку 3.2 залежності по суті є характеристиками перетворення РВП по фундаментальним сигналам вимірювальної інформації [249]. Крім того, рисунок 3.1 дає уявлення про низьку вихідну добротність такого РВП ($Q < 300$) при $\text{tg}\delta > 1$ і суттєвому її зменшенні при збільшенні ϵ і $\text{tg}\delta$ 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 $\text{tg}\delta$, 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.

3.3 Залежність добротності та частоти активного зонду від геометрії апертури

Залежність вихідних сигналів вимірювального перетворювача від реєстрованого впливу в аналітичному, графічному або табличному вигляді є безпосередній вимірювальний характеристикою ВП. В цілому його характеристик 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 рисунку 3.3 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 порівняним з глибиною скін-шару матеріалу вістря. Отже, при $R_{1t} < 1$ мкм необхідна інша постановка рішення хвильового рівняння або рівнянь Максвелла.

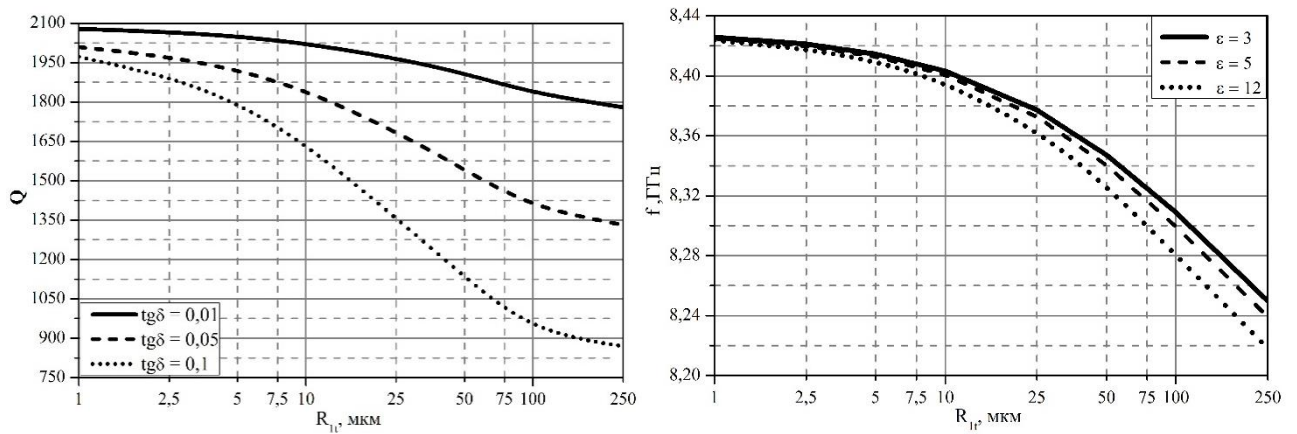


Рисунок 3.3 – Вплив перетину і форми вістря на вихідні сигнали РЗ

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.

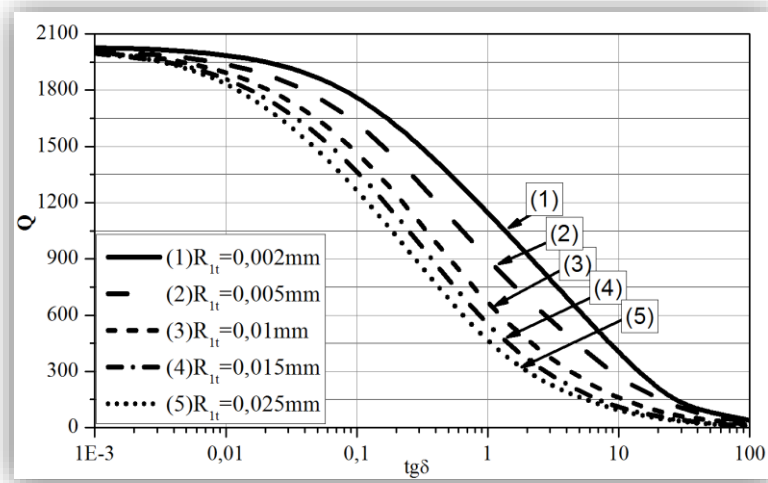
З представлених залежностей неможливо прямо робити висновок про присутність ефекту посилення ближнього поля РЗ вістря при малих його перетинах.

Вихідний сигнал Q одночасно характеризує режим роботи досліджуваного РВП. Зокрема з залежностей рисунка 3.3,а видно, що для вістря сферичної форми при $\text{tg} \delta \ll 1$ умова $Q_0 \gg Q$ не виконуються. Отже, матимуть місце втрати чутливості за цим сигналом, які можна усунути тільки збільшенням вихідної добротності РЗ до значень $Q_0 > 5 \cdot 10^3$.

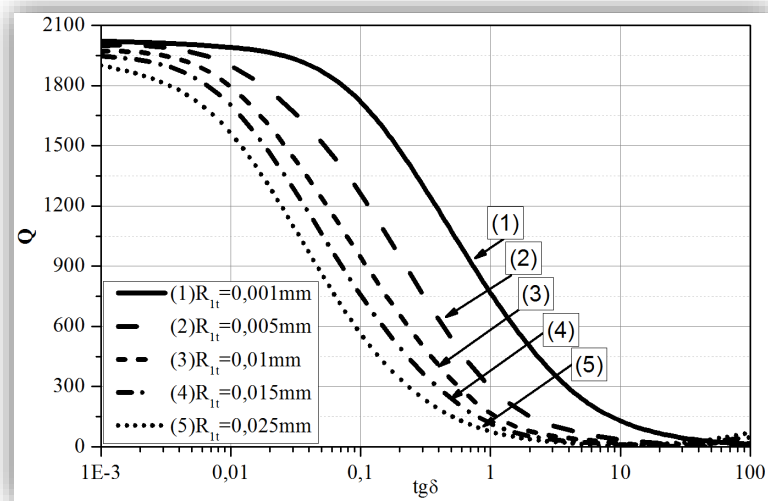
За сигналом $\Delta f / f$ зазначена вище проблема одночасного підвищення ПРС і контрастності при $1 \text{ мкм} < R_{1t} < 5 \text{ мкм}$ ще не виникає. Цим пояснюється та обставина, що в більшості робіт результати досягнення СММ зображень з ПРС менше 1 мкм, ілюструються тільки на прикладі сигналу $\Delta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

Для повноти фізичної картини на рисунку 3.4 наведені залежності характеристик перетворення РЗ за сигналами, пов'язаних зі зміною його добротності, від радіуса перерізу сферичного і конусного вістря. Вони добре ілюструють справедливість зроблених вище висновків в широкому діапазоні

значень $\text{tg}\delta$ об'єктів. Аналогічне висновок можна зробити і за діапазоном значення діелектричної проникності.



а



б

Рисунок 3.4 – Графік залежності добротності Q для різних значень радіуса вістря для сферичного (а) і конічної (б) зонда

Уявлялося також за доцільне встановити кількісні співвідношення при зміні зовнішнього радіуса коаксіальної апертури R_{2t} . На рисунку 3.5 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 залежностей 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 неінформативної тангенціальної складової НВЧ поля.

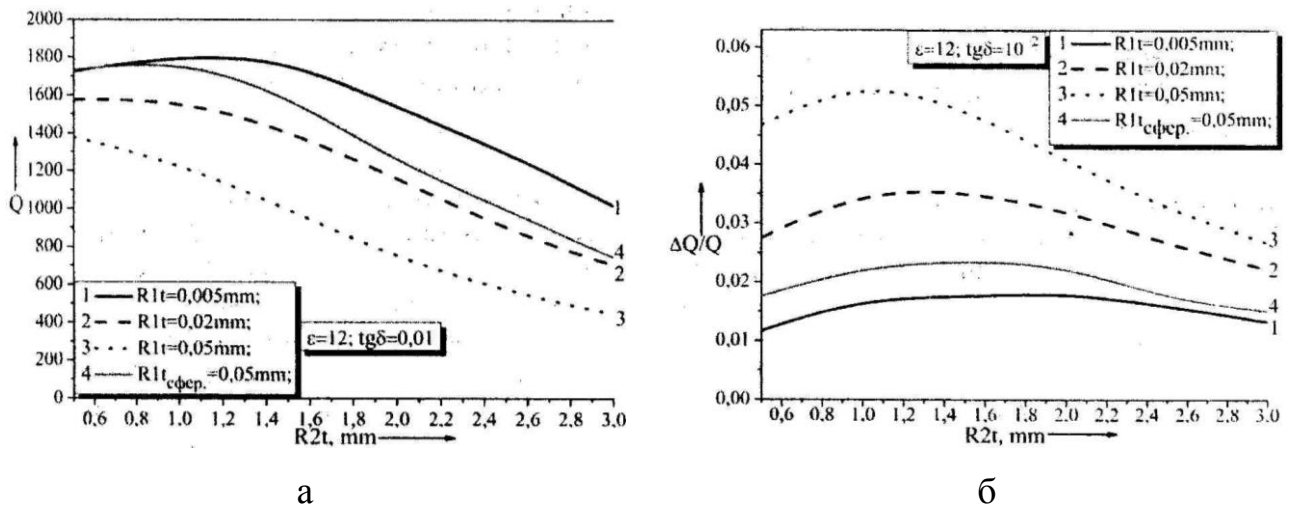


Рисунок 3.5 – Залежність Q і $\Delta Q/Q$ від радіусу апертури R_{2t}

З рисунку 3.5 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 $\text{tg}\delta > 1$.

3.4 Вплив зазору на характеристики перетворення зонду

При безконтактному режимі величина зазору між вістрям зонда і об'єктом встановлюється відповідно до специфіки формованого зображення. Наприклад, для поділу вкладу в зображення нерівності поверхні і неоднорідності розподілу будь-яких електрофізичних властивостей об'єкта необхідно перевірити систему при декількох відрізняються значеннях зазору [256]. Таким чином, зокрема, реалізується прогнозоване перевага СММ перед СТМ і АСМ - многопараметровою діагностики та можливість томографії [257].

Як показують експериментальні дослідження [258], 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 залежностей 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, включаючи об'єкт.

Нагадаємо, що як впливає з наших попередніх робіт [259] і дослідження інших авторів [260] повне поле локалізується в об'єкті під вістрям переважно у вигляді нормальної компоненти (E_z) при сферичному вістрія 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 рисунку 3.6 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 [261]. Гарне 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 ($h_z \ll R_{1t}$).

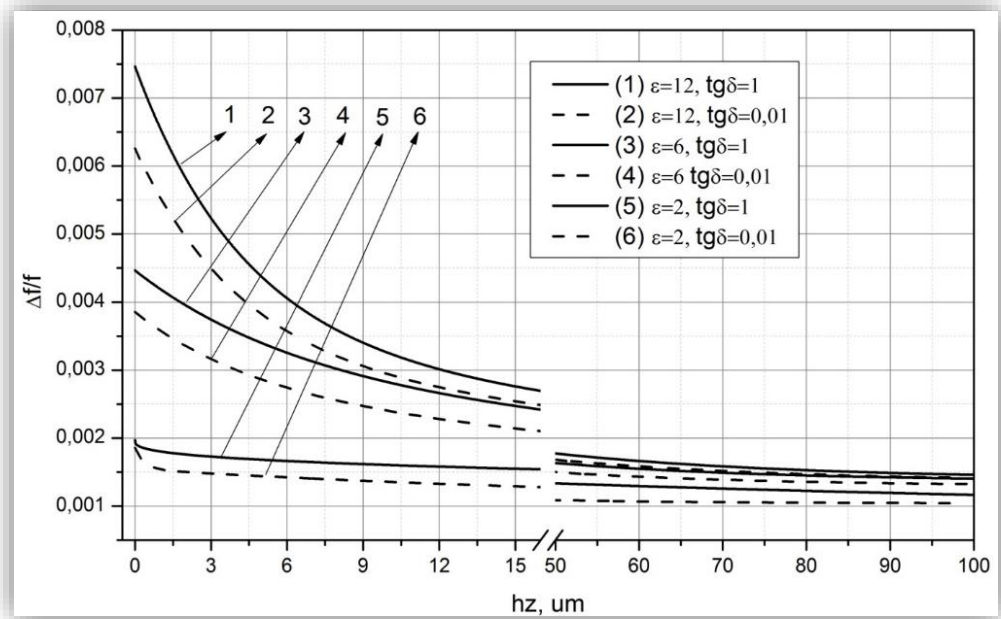


Рисунок 3.6 – Залежність фундаментального сигналу $\Delta f/f$ від величини зазору зонд-зразок

На рисунку 3.7 представлені залежності іншого фундаментального сигналу – Q від величини зазору. Зведення про таких дослідженнях 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 в освіті фундаментального сигналу, пов'язаного з добротністю зонда. Особливо зауважимо, що при великих зазорах ($h_z \gg R_{1t}$) спостерігаються невеликі зміни обох сигналів. При наявності випромінювання в зазор сигнал Q мав би більш нелінійну залежність в порівнянні з сигналом $\Delta f/f$.

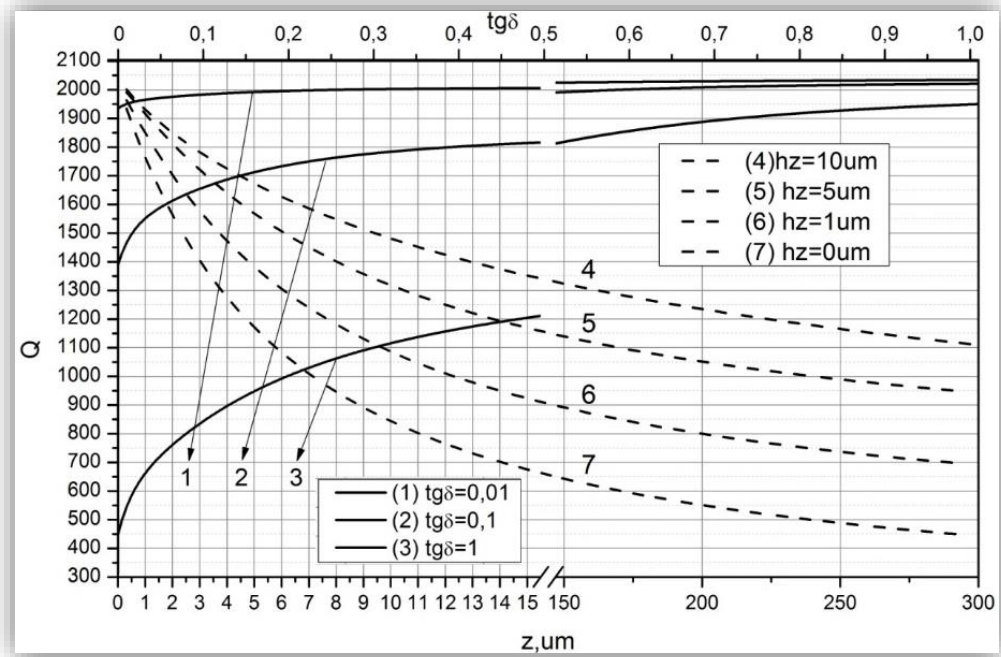


Рисунок 3.6 – Залежність добротності від величини зазору зонд зразок при різних значеннях $\text{tg}\delta$ (суцільна лінія) і від величини $\text{tg}\delta$ при різних значеннях h_z (пунктирна лінія)

В сукупності, представлені на рисунках 3.5, 3.6, 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 оберненої 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 (рисунок 3.7). 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 $P_{\text{ст}} \ll P_{\text{обр}}$ [254].

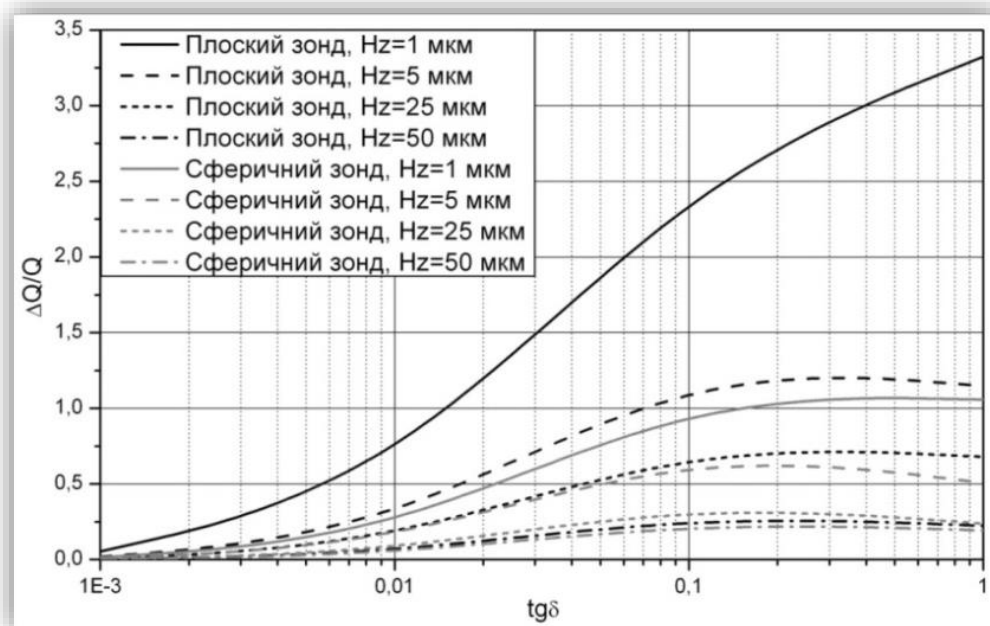


Рисунок 3.7— Залежності чутливості РВП від зазору для різних форм зонда

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 $0,2 \dots 0,3$ мм.

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

4 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 аналітичних залежностей за табличними даними, що являють собою результати чисельних рішень прямої задачі необхідно проводити аналітичну апроксимацію.

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 [].

$$\Phi = \sum_i (y_i - F(x_i))^2 \rightarrow \min \quad (4.1)$$

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

$$\sum_i [y_i - F(x_i, a, b, c)]^2 = \Phi(a, b, c) \quad (4.2)$$

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

$$\frac{\partial \Phi}{\partial a} = 0, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial b} = 0, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial c} = 0 \quad (4.3)$$

З цього складається система рівнянь для визначення невідомих коефіцієнтів

$$\begin{cases} \sum_i [y_i - F(x_i, a, b, c)] \cdot F'_a(x_i, a, b, c) = 0 \\ \sum_i [y_i - F(x_i, a, b, c)] \cdot F'_b(x_i, a, b, c) = 0 \\ \sum_i [y_i - F(x_i, a, b, c)] \cdot F'_c(x_i, a, b, c) = 0 \end{cases} \quad (4.4)$$

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 (4.4)

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

$$\sigma = \sum_i (\varepsilon_i)^2 \quad (4.5)$$

де $\varepsilon_i (i=1, 2, \dots, n)$ 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 (4.5) 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:

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

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 шукану функцію, що наближує, будемо шукати у вигляді:

$$F(x, a, b) = ax + b \quad (4.6)$$

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

Підставимо отримані співвідношення в систему виду (4.4):

$$\begin{cases} \sum_i (y_i - ax_i - b) \cdot x_i = 0, \\ \sum_i (y_i - ax_i - b) = 0 \end{cases}, i = 1..n \quad (4.7)$$

Далі, поділивши кожне рівняння на n маємо:

$$\begin{cases} \left(\frac{1}{n} \sum_i (x_i)^2 \right) \cdot a + \left(\frac{1}{n} \sum_i x_i \right) \cdot b = \frac{1}{n} \sum_i y_i x_i, \\ \left(\frac{1}{n} \sum_i x_i \right) \cdot a + b = \frac{1}{n} \sum_i y_i \end{cases}, i = 1..n \quad (4.8)$$

Введемо позначення:

$$\begin{aligned} \frac{1}{n} \sum_i x_i &= M_x, & \frac{1}{n} \sum_i y_i &= M_y, \\ \frac{1}{n} \sum_i y_i x_i &= M_{xy}, & \frac{1}{n} \sum_i (x_i)^2 &= M_{x^2} \end{aligned} \quad (4.9)$$

Тоді остання система матиме вигляд:

$$\begin{cases} M_{x^2} \cdot a + M_x \cdot b = M_{xy} \\ M_x \cdot a + b = M_y \end{cases} \quad (4.10)$$

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 (4.9), де x_i , y_i - значення з таблиці. Вирішивши систему (4.10), отримаємо значення параметрів a і b , а отже, і конкретний вид лінійної функції (4.6).

Необхідною умовою для вибору лінійної функції в якості шуканої емпіричної формули є співвідношення [286]:

$$y\left(\frac{x_1 + x_n}{2}\right) - \sqrt{y(x_1)y(x_n)} = 0 \quad . \quad (4.11)$$

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

$$F(x, a, b, c) = ax^2 + bx + c \quad (4.12)$$

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

Складемо систему виду (4.4):

$$\begin{cases} \sum_i (y_i - a(x_i)^2 - bx_i - c) \cdot (x_i)^2 = 0, \\ \sum_i (y_i - a(x_i)^2 - bx_i - c) \cdot x_i = 0, \\ \sum_i (y_i - a(x_i)^2 - bx_i - c) = 0, \quad i = 1..n. \end{cases} \quad (4.13)$$

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

$$\begin{cases} M_{x^4} \cdot a + M_{x^3} \cdot b + M_{x^2} \cdot c = M_{x^2 y} \\ M_{x^3} \cdot a + M_{x^2} \cdot b + M_x \cdot c = M_{xy} \\ M_{x^2} \cdot a + M_x \cdot b + c = M_y \end{cases} \quad (4.14)$$

Тут використані позначення (4.9), а також

$$\frac{1}{n} \sum_i (x_i)^4 = M_{x^4}, \quad \frac{1}{n} \sum_i (x_i)^3 = M_{x^3}, \quad \frac{1}{n} \sum_i (x_i)^2 y_i = M_{x^2 y} \quad (4.15)$$

Розв'язання системи (4.14) дає значення параметрів a , b і c для функції, що наближає (4.12).

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 степеневі функції (геометрична регресія) у вигляді:

$$F(x, a, m) = ax^m \quad (4.16)$$

Припускаючи, що в початковій таблиці значення аргументу і значення функції позитивні, прологарифмуємо рівність (4.16) за умови $a > 0$:

$$\ln F = \ln a + m \cdot \ln x \quad (4.17)$$

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 (4.16), $\ln F$ буде функцією від u : $\Phi(u)$.

Введемо позначення:

$$m = A, \quad \ln a = B \quad (4.18)$$

Тоді рівність (4.16) набуває вигляду:

$$\Phi(u, A, B) = Au + B \quad (4.19)$$

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

1. По даній таблиці скласти нову таблицю, прологарифмував значення x і y в початковій таблиці;

2. З даних нової таблиці знайти параметри A і B функції, що наближає, виду (4.19);

3. Використавши позначки (4.18), знайти значення параметрів a і m і підставити їх в вираз (4.16).

Необхідною умовою для вибору степеневі функції в якості шуканої емпіричної формули є співвідношення [286]:

$$y(\sqrt{x_1 x_n}) - \sqrt{y(x_1) y(x_n)} = 0. \quad (4.20)$$

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

$$F(x, a, m) = a \cdot e^{mx}, \quad a > 0 \quad (4.21)$$

Прологарифмуємо рівність (4.21):

$$\ln F = \ln a + mx \quad (4.22)$$

Прийнявши позначення (4.18), перепишемо (4.22) у вигляді:

$$\ln F = Ax + B \quad (4.22)$$

Таким чином, для знаходження функції, що наближає, у вигляді (4.21) потрібно прологарифмувати значення функції в вихідній таблиці і, розглядаючи їх спільно з вихідними значеннями аргументу, побудувати для нової таблиці що наближає функцію виду (4.22). Слідом за цим у відповідності з позначеннями (4.18) залишається отримати значення шуканих параметрів a і b і підставити їх в формулу (4.21).

Необхідною умовою для вибору показовою функції в якості шуканої емпіричної формули є співвідношення [286]:

$$y\left(\frac{x_1 + x_n}{2}\right) - \sqrt{y(x_1)y(x_n)} = 0 \quad (4.22)$$

У разі застосування дрібно-лінійної функції виду:

$$F(x, a, b) = \frac{1}{ax + b} \quad (4.23)$$

Рівність (4.23) перепишемо наступним чином:

$$\frac{1}{F(x, a, b)} = ax + b \quad (4.24)$$

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 що наближає функцію виду $ax + b$. Знайдені значення параметрів a і b підставити в формулу (4.23).

Необхідною умовою для вибору дрібно-лінійної функції в якості шуканої емпіричної формули є співвідношення [286]:

$$y\left(\frac{x_1 + x_n}{2}\right) - \frac{2y(x_1)y(x_n)}{y(x_1) + y(x_n)} = 0 \quad (4.25)$$

У разі застосування логарифмічної функції виду:

$$F(x, a, b) = a \cdot \ln x + b \quad (4.26)$$

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 (4.26).

Необхідною умовою для вибору логарифмічної функції в якості шуканої емпіричної формули є співвідношення [286]:

$$y(\sqrt{x_1 x_n}) - \frac{y(x_1) + y(x_n)}{2} = 0 \quad (4.27)$$

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

$$F(x, a, b) = \frac{a}{x} + b \quad (4.28)$$

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

$$\Phi(u, a, b) = au + b \quad (4.29)$$

Перед знаходженням функції, що наближає, виду (4.28), значення аргументу в вихідній таблиці слід замінити зворотними числами і знайти для нової таблиці функцію, що наближає, лінійного виду (4.29). Отримані значення параметрів a і b підставити в формулу (4.28).

Необхідною умовою для вибору рівняння гіперболи як шуканої емпіричної формули є співвідношення [286]:

$$y\left(\frac{2x_1x_n}{x_1+x_n}\right) - \frac{y(x_1)+y(x_n)}{2} = 0 \quad (4.30)$$

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

$$F(x, a, b) = \frac{x}{ax + b} \quad (4.31)$$

Очевидно, що

$$\frac{1}{F(x, a, b)} = a + \frac{b}{x}, \quad (4.32)$$

так що 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 що наближає функцію виду $u = bz + a$, знайдені значення a і b будуть шуканими для формули (4.31).

Необхідною умовою для вибору дрібно-раціональної функції в якості шуканої емпіричної формули є співвідношення [286]:

$$y\left(\frac{2x_1x_n}{x_1+x_n}\right) - \frac{2y(x_1)y(x_n)}{y(x_1)+y(x_n)} = 0 \quad (4.33)$$

Іноді, для того, щоб апроксимаційна функція мала достатню збіжність з табличними кривими її треба проводити 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.

4.1 Вимірювання питомої електропровідності напівпровідників

Для виробітку 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 [262, 263].

Процедура одержання первинної вимірювальної інформації полягає в наступному:

- 1) визначення опорної резонансна 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 [129] методом кінцевих елементів (пряма задача), представлені в табл. 4.1 і 4.2.

Таблиця 4.1 – Залежність добротності резонатора сенсора від електричних параметрів зразка

| $\begin{matrix} \text{tg}\delta \\ \varepsilon \end{matrix}$ | 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 4.2 – Залежність резонансної частоти (МГц) резонатора сенсора від електричних параметрів зразка

| $\frac{\text{tg}\delta}{\varepsilon}$ | 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 рисунку 4.1 та рисунку 4.2 показані відповідні сімейства кривих зміни добротності та зсуву частоти від параметра втрат та значення діелектричної проникності.

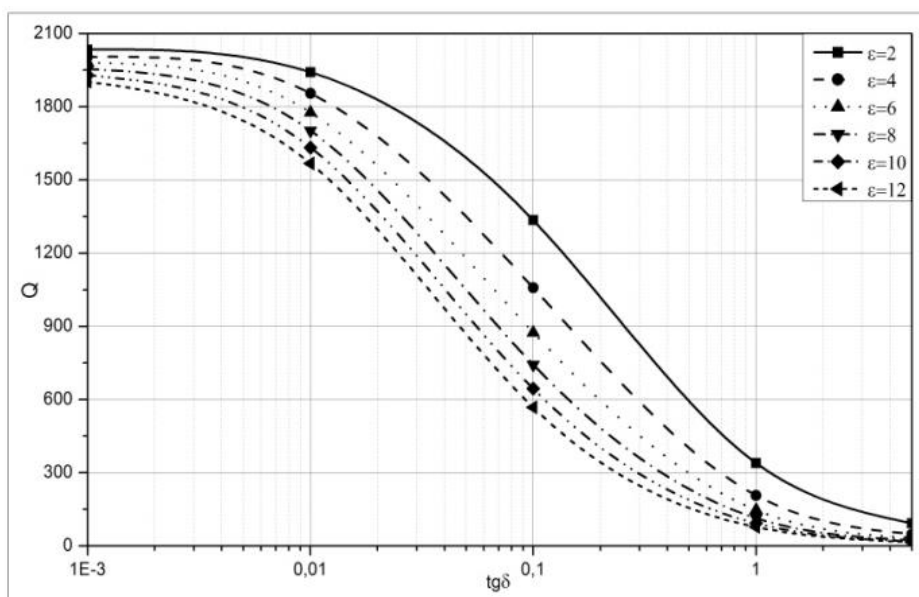


Рисунок 4.1 – Залежності добротності РВП від параметра втрат навантаження для різних ε

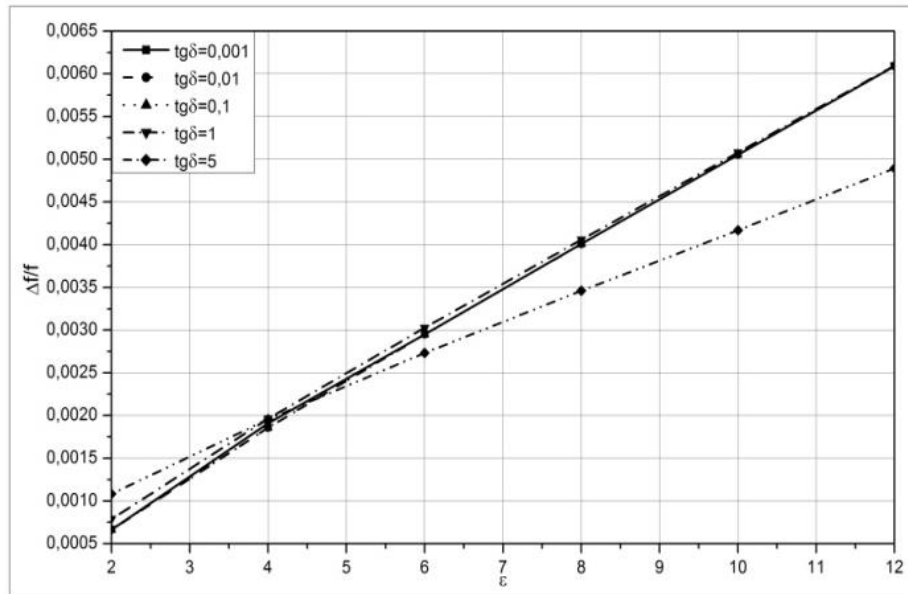


Рисунок 4.2 – Залежності частотного інформаційного сигналу сенсора від діелектричної проникності для різних значень параметра втрат навантаження

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:

$$\operatorname{tg}\delta = F3(\Delta Q, \Delta f), \quad \varepsilon = F4(\Delta Q, \Delta f) \quad (4.34)$$

Результати апроксимації показані на рисунку 4.3. Криві на рисунку 4.3,а отримані шляхом простої апроксимації експоненціальною функцією виду:

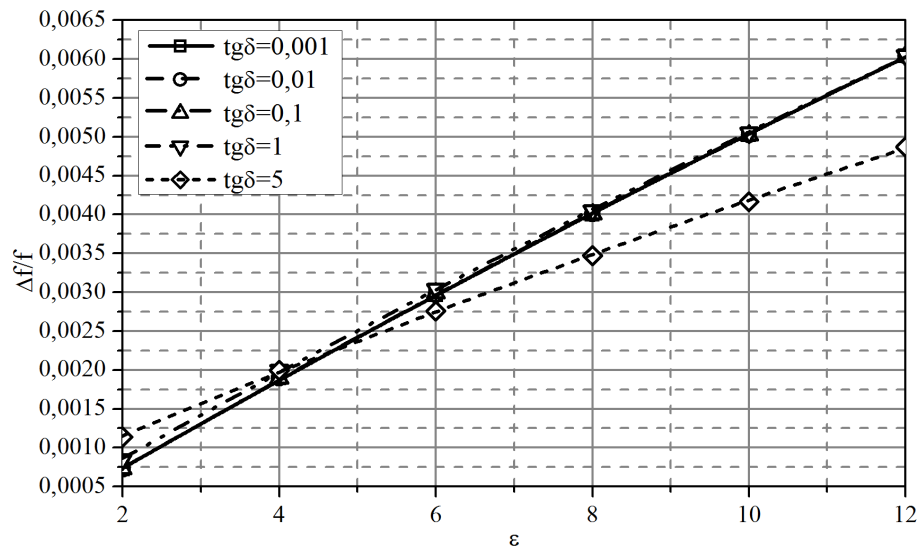
$$\Delta f/f(\varepsilon) = y_0 + A \cdot e^{R_0 \cdot \varepsilon} \quad (4.35)$$

Криві на рисунку 4.3,б апроксимовані за допомогою залежності наступного виду:

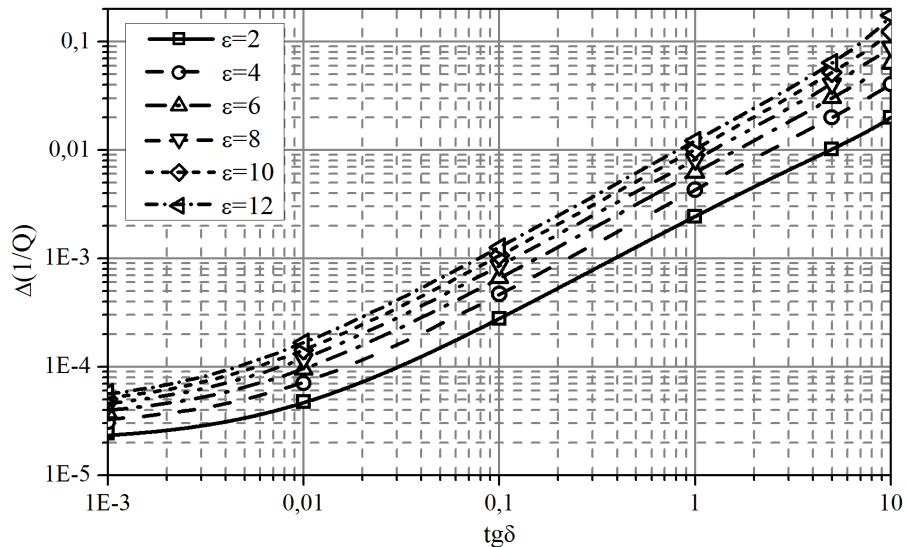
$$\Delta(1/Q)(\operatorname{tg}\delta) = (\operatorname{tg}\delta + a) / (b_0 + b_1 \cdot (\operatorname{tg}\delta + a) + b_2 \cdot (\operatorname{tg}\delta + a)^2) \quad (4.36)$$

Значення коефіцієнтів, що входять до цих функцій зведені в таблицю 4.3.

Обернення залежності (4.35) до виду (4.34) не складе труднощів та приводиться тільки до взяття логарифму та переносу складових. В свою чергу обернення залежності (4.36) значно складніша задача, тому розв'язання зворотної задачі з участю залежності такого роду зводиться до рішення цього рівняння у всіх точках сканування.



а



б

Рисунок 4.3 – Апроксимація залежностей сигналів інформаційної інформації: зсуву резонансної частоти від діелектричної проникності матеріалу (а), та зсуву добротності від параметра втрат(б)

Але ці апроксимаційні характеристики справедливі для параметра втрат не більше ніж 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.

Таблиця 4.3 – 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 розповсюдженого 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.

$$\text{tg}\delta = \sigma / \omega \epsilon \epsilon_0 \quad (4.37)$$

4.2 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 (рисунок 4.4), із-за чого в хід виміру профілю поверхні включається операція реконструкції зображення.

Рисунок 4.4 було отримано шляхом моделювання заздалегідь звісної 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 якої-небудь точки вплив провалів або гірок, що знаходяться поблизу точки сканування не враховується.

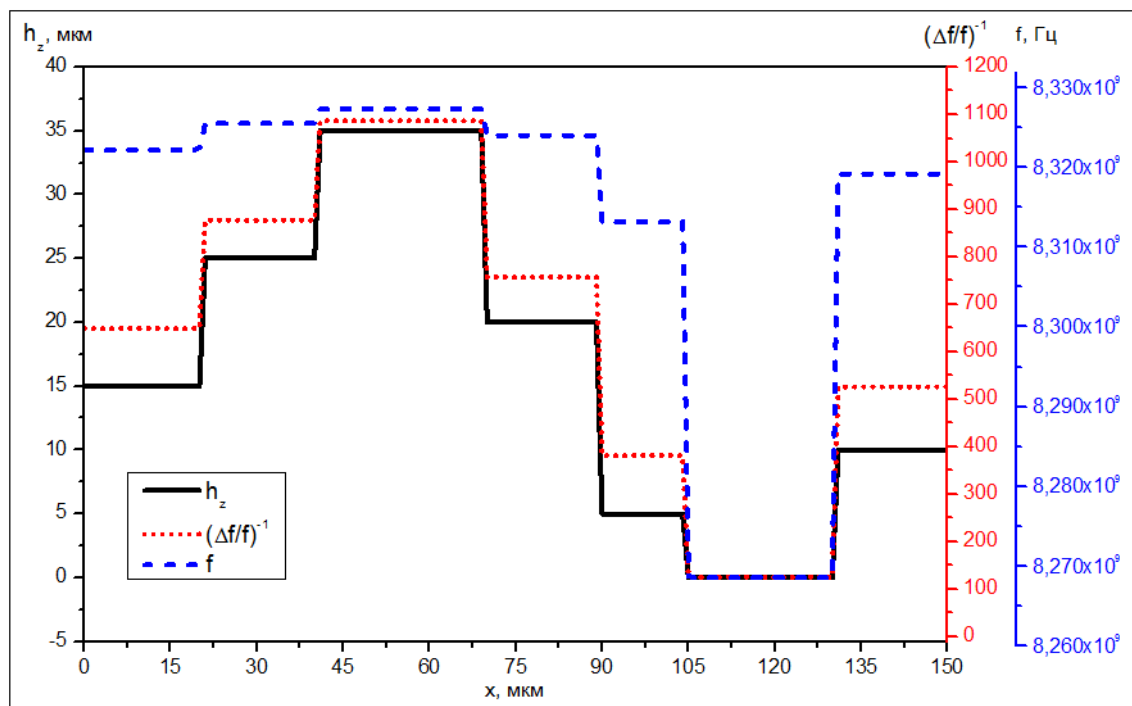


Рисунок 4.4 – Реконструкція профілю поверхні h_z по сигналу сканування

На рисунку чорною неперервною лінією зображений реальний профіль поверхні зразка, синьою пунктирною лінією зображений профіль поверхні реконструйований напряму із виміру резонансної частоти РВП, красними 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 мікроволнового 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 рисунку 4.5.

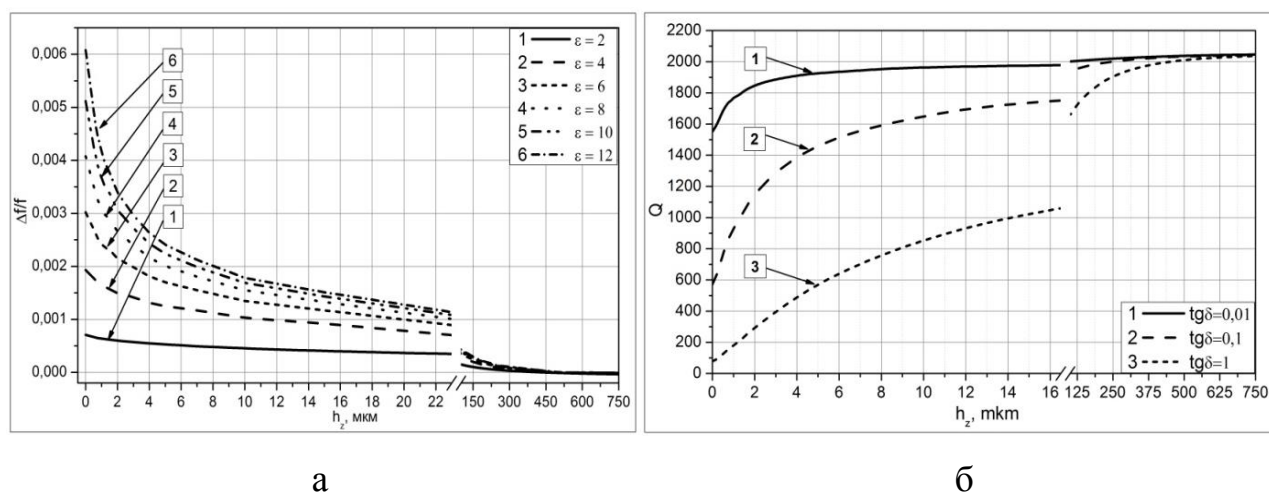


Рисунок 4.5 – Залежність вихідних сигналів РВП від величини проміжку між вістрям та об'єктом

Апроксимація за цими даними приведена у підрозділі 4.3.

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.

4.3 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 $f_{\text{при}}$ різних зазорах), що відповідають заданим наборам значень проникності ϵ і параметра втрат $\text{tg}\delta$ еталонних зразків. Для одержання всіх проміжних значень доцільно виконати підбір аналітичних функцій, що апроксимують отримані залежності. Приклад рішення цієї задачі представлено нижче [263].

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 рисунку 4.5,а . Конкретно вони розраховані нами для РЗ на основі конусного коаксіального резонатора [136] 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 рисунку 4.5,б приведений вид відповідних вимірювальних характеристик.

У загальному випадку, характеристики на рисунку 4.5 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 рисунку 4.5,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.

Нами пропонується використовувати для необхідного аналітичного представлення апроксимації залежностей на рисунку 4.5 у вигляді:

$$\Delta f / f(h_z, \varepsilon) = \frac{A(\varepsilon) - B(\varepsilon)}{1 + \left(\frac{h_z}{C(\varepsilon)}\right)^{D(\varepsilon)}} + B(\varepsilon) \quad (2.53)$$

Значення коефіцієнтів виразу (2.53) наведені нижче у таблиці 4.3:

$$Q(h_z, \varepsilon) = B(\varepsilon) + \frac{A(\varepsilon) - B(\varepsilon)}{1 + \left(\frac{h_z}{C(\varepsilon)}\right)^{D(\varepsilon)}} \quad (2.54)$$

Значення коефіцієнтів виразу (2.54) наведені нижче у таблиці 4.4:

Таблиця 4.3 – 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 |
| $B(\varepsilon) = a_0 + a_1\varepsilon + a_2\varepsilon^2 + a_3\varepsilon^3 + a_4\varepsilon^4$ | $D(\varepsilon) = a_0 + a_1\varepsilon + a_2\varepsilon^2 + a_3\varepsilon^3 + a_4\varepsilon^4 + a_5\varepsilon^5$ |
| a0=-1,01524E-5 a1=-9,34751E-5 a2=1,7361E-5 a3=-1,25022E-6 a4=3,38556E-8 | a0=0,52027 a1=0,12025 a2=-0,03506 a3=0,00487 a4=-3,20431E-4 a5=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, неважко 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 4.4 – 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 (2.53 і 2.54) 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 (2.53 і 2.54), від геометрії РЗ. Слід окремо зауважити, що при необхідності істотно підвищити ПРЗ виникають труднощі з використанням (2.53 і 2.54) для екстраполяції характеристик перетворення в область субмікронних зазорів. Рішення подібних питань потребують корекції виразів (2.53 і 2.54).

5 МЕТОДИ ВИДІЛЕННЯ СИГНАЛІВ ВИМІРЮВАЛЬНОЇ ІНФОРМАЦІЇ В СММ

5.1 Використання мережевого аналізатора НВЧ кіл

При вимірюванні характеристик активних і пасивних радіопристроїв (атенюаторів, підсилювачів і ін.), а також властивостей різних матеріалів

(поглинання і віддзеркалення радіохвиль, діелектрична постійна і ін.) широко використовуються векторні аналізатори електричних кіл. Також це стосується й СММ. Провідні світові колективи в цій галузі нерідко використовують векторний мережевий аналізатор електричних кіл в своїх дослідженнях [62, 68].

Векторний аналізатор електричних кіл - це прилад, який вимірює характеристики проходження сигналу через пристрій, що тестується, і характеристики віддзеркалення сигналу від його портів. Ці характеристики називаються S-параметрами. Для двопортових пристроїв характеристика віддзеркалення від першого порту називається S_{11} , характеристика передачі в прямому напрямку називається S_{21} , характеристика передачі в зворотному напрямку називається S_{12} і характеристика віддзеркалення від другого порту називається S_{22} .

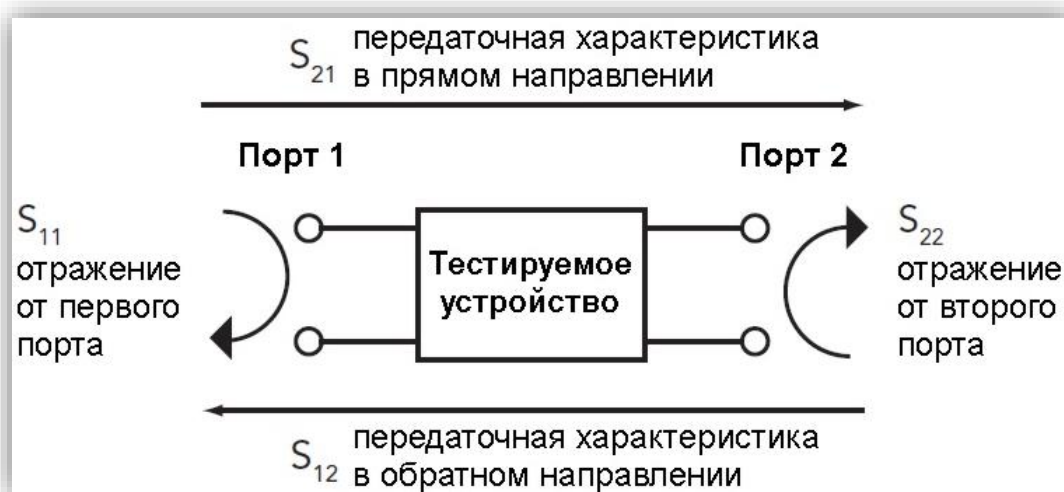


Рисунок 5.1 - S-параметри

Кожен S-параметр містить амплітудно-частотну (АЧХ) і фазо-частотну (ФЧХ) характеристики пристрою, що тестується, у відповідному напрямку. Існує багато стандартних способів відображення вимірюваних S-параметрів на екрані векторного аналізатора електричних ланцюгів. Існує безліч можливостей для перегляду результатів: у вигляді графіка КСВ або зворотних втрат від

частоти, діаграми Сміта, амплітуди, фази, внесеного загасання або посилення, груповий затримки і ін.

Для того, щоб виконати вимір, аналізатор електричних ланцюгів подає на пристрій, що тестується, синусоїдальний сигнал і вимірює сигнал, який віддзеркалився і сигнал, який пройшов через пристрій. Обидва сигнали (відбитий і минулий) будуть відрізнятися за амплітудою і фазі від тестового синусоїдального сигналу. Якщо аналізатор електричних ланцюгів може вимірювати тільки амплітуду, то він називається скалярним. Якщо аналізатор може вимірювати і амплітуду і фазу, то він називається векторним. Практично всі сучасні аналізатори електричних кіл є векторними, так як саме векторний аналізатор дозволяє найбільш повно виміряти характеристики пристрою, що тестується, в заданому діапазоні частот.

На рисунку 5.2 в спрощеній формі показано як працює векторний аналізатор електричних кіл в режимі вимірювання передавальної характеристики в прямому напрямку (S21).

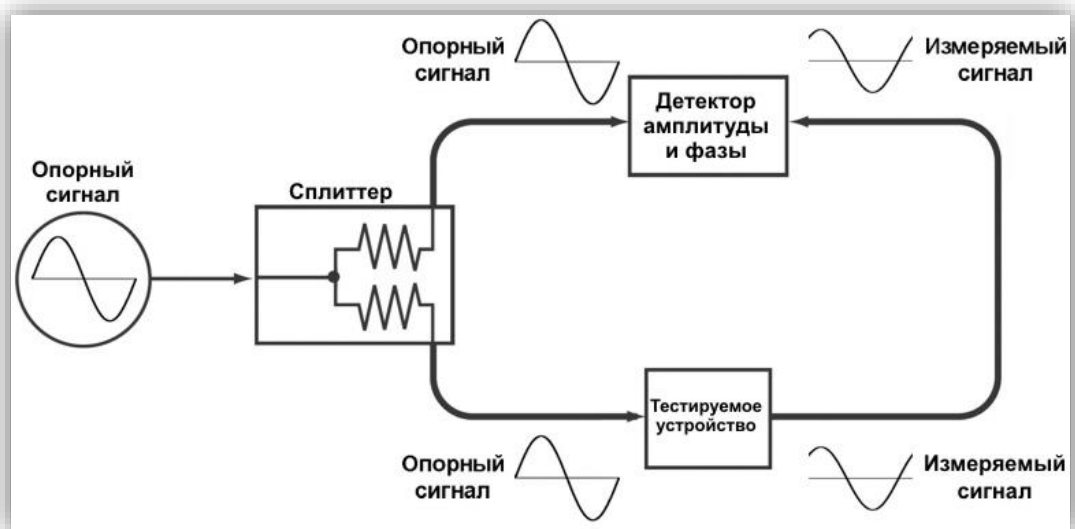


Рисунок 5.2 – Спрощена структурна схема векторного аналізатора електричних кіл в режимі вимірювання передавальної характеристики в прямому напрямку (S21)

На пристрій подається опорний (еталонний) синусоїдальний сигнал з відомою амплітудою і фазою. Після того, як сигнал пройде через пристрій, що тестується, його амплітуда і фаза зміняться. Далі, детектор амплітуди і фази визначає наскільки відрізняється амплітуда і фаза вимірюваного сигналу від опорного. Таким чином визначаються характеристики пристрою на одній частоті. При вимірюванні в діапазоні частот, векторний аналізатор кіл багаторазово змінює частоту опорного сигналу в заданих межах.

Векторні аналізатори електричних кіл використовують в основному при вирішенні кількох завдань.

Основне завдання – це вимір характеристик активних і пасивних радіопристроїв, таких як: атенюатори, підсилювачі, фільтри, антени, фідери, хвилеводи, перетворювачі частоти і багато інших компонентів, що використовуються в різних схемах. Другим завданням є вимір рівня поглинання і віддзеркалення радіохвиль від різних матеріалів. Для виконання цього виду вимірювань, до портів аналізатора ланцюгів необхідно підключити передавальну і приймальню антени. Третє завдання – це вимірювання в харчовій, хімічній і медичній промисловості. Завдяки своїй можливості вимірювати діелектричну постійну, добротність і тангенс кута втрат різних речовин, векторні аналізатори ланцюгів застосовуються для вимірювання вологості зерна, якості нафти і безлічі інших важливих параметрів, які, на перший погляд, ніяк не пов'язані з радіовимірюваннями.

Класичний векторний аналізатор - це функціональний, точний і дорогий прилад, що може містити двопортові і чотирьохпортові аналізатори з частотним діапазоном понад 100 ГГц. До приладів середньої категорії відносяться компактні аналізатори з верхнім частотним діапазоном від 4 до 40 ГГц, що випускаються в невеликих, зручних корпусах. Вони ідеально підходять для вирішення більшості практичних завдань в лабораторії. Для управління роботою цих аналізаторів, обробки і відображення результатів вимірювань, використовується персональний комп'ютер. Якщо є необхідність в проведенні

вимірювань, як в лабораторії, так і на віддаленому об'єкті, дуже зручно використовувати портативні прилади.

При проведенні експерименту з використанням векторного мережного аналізатора, як системи реєстрації сигналу вимірювання (у нашому випадку векторний аналізатор NA 5230A фірми Agilent, рисунок 5.3) були отримані дані, які показують можливість використання РВП конусного типу на різних резонансних частотах (рисунок 6,4).

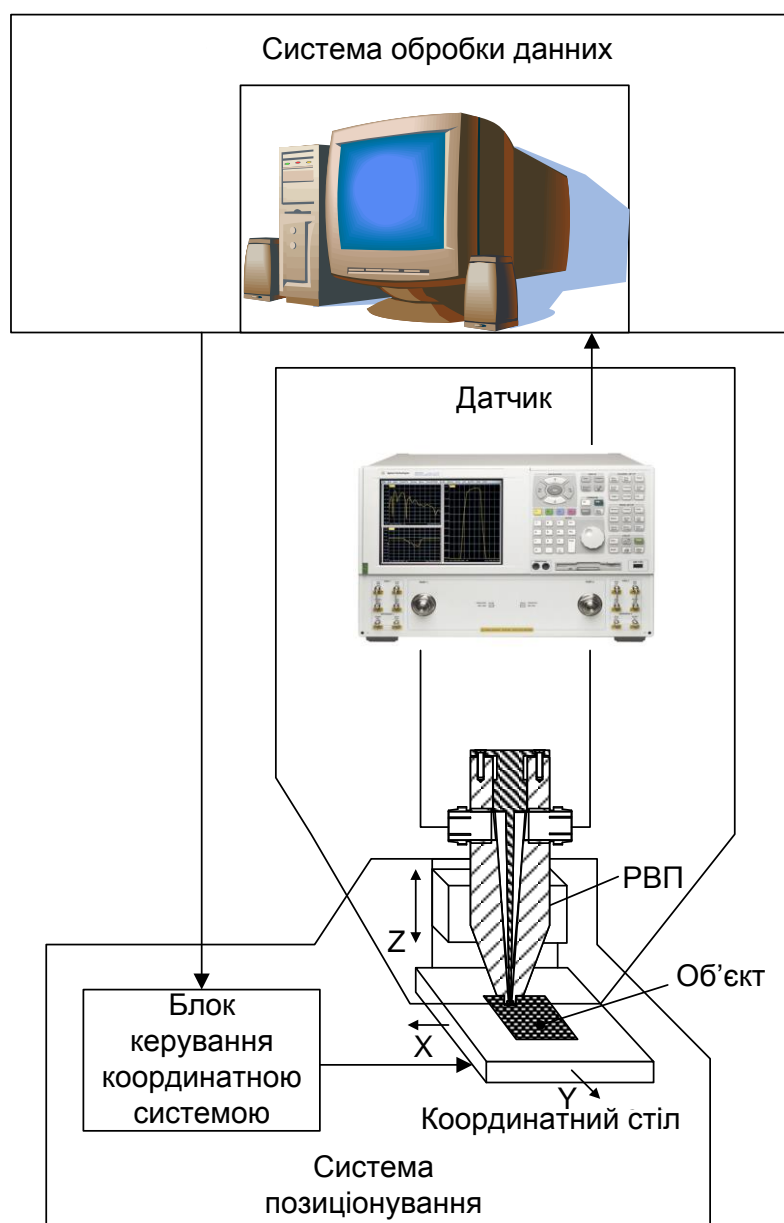
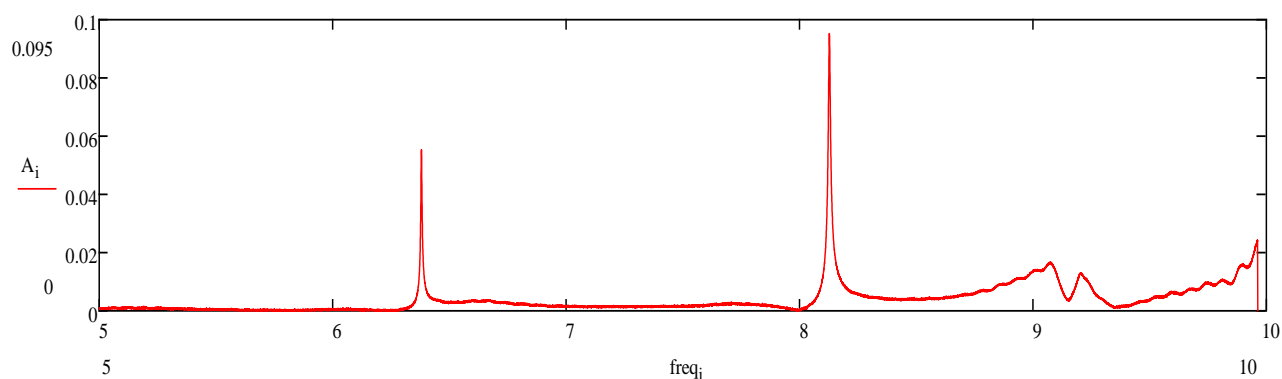
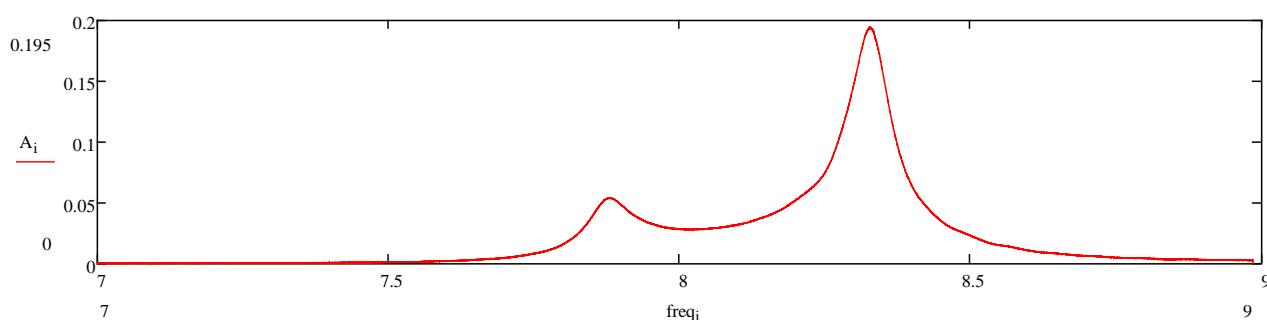


Рисунок 5.3 – СММ із векторним мережним аналізатором



а



б

Рисунок 5.4 – Результати дослідження конусного РВП на резонанси

5.2 Використання АПЧ для формування стандартних сигналів сканування

Одним з можливих рішень вимірювальної системи, що дозволяють знизити вимоги до вимірювального НВЧ генератора, може бути система виміру на основі пристрою автогенераторного типу, у якій РВП включається в коло зворотного зв'язку НВЧ підсилювача або є складовою частиною коливального контуру НВЧ генератора [287]. У такому пристрої стабільність частоти буде визначатися характеристиками вимірювального резонатора, а зміна генеруємої частоти буде пов'язана зі зміною його резонансної частоти. Така система дуже зручна для виміру зрушень резонансної частоти, однак не може бути використана для відстеження значних зрушень частоти, тому що при цьому необхідно вводити додаткові елементи в схему (атенюатори й фазообертачі, що перебудовуються) і робити їхнє підстроювання. Крім того, в автогенераторних схемах досить складно реалізувати вимір добротностей менш 10^5 [264].

Системи автопідстроювання частоти з використанням НВЧ дискримінаторів на основі об'ємних резонаторів [265], у якості яких можуть бути використані резонансні вимірювальні перетворювачі, представляються досить перспективними для створення на їхній основі систем формування інформаційних сигналів δf_p і δQ_n .

У скануючій мікрохвильовій мікроскопії на основі резонаторних мікрозондів сигнали сканування формуються з фундаментальних сигналів вимірювальної інформації РВП, що проявляються через зміни його добротності ΔQ і резонансної частоти Δf при скануванні об'єкта.

Для цього використовуються різні схеми включення РВП у 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 МСМ і післядетекторною обробкою.

Перший варіант, функціональна схема якого представлена на рисунку 3.8, зветься НВЧ система МСМ на основі генератора з АПЧ по РВП [310]. Він використовується в багатьох розробках МСМ із резонаторним мікрозондом [266, 267, 268]. Однак у цих роботах практично відсутня теоретична оцінка його граничних можливостей і розрахункові співвідношення для градууючих характеристик. Доцільно заповнити даний пробіл у цьому традиційному варіанті.

Формування сигналів сканування у відповідності зі схемою на рисунку 5.5 відбувається в такий спосіб.

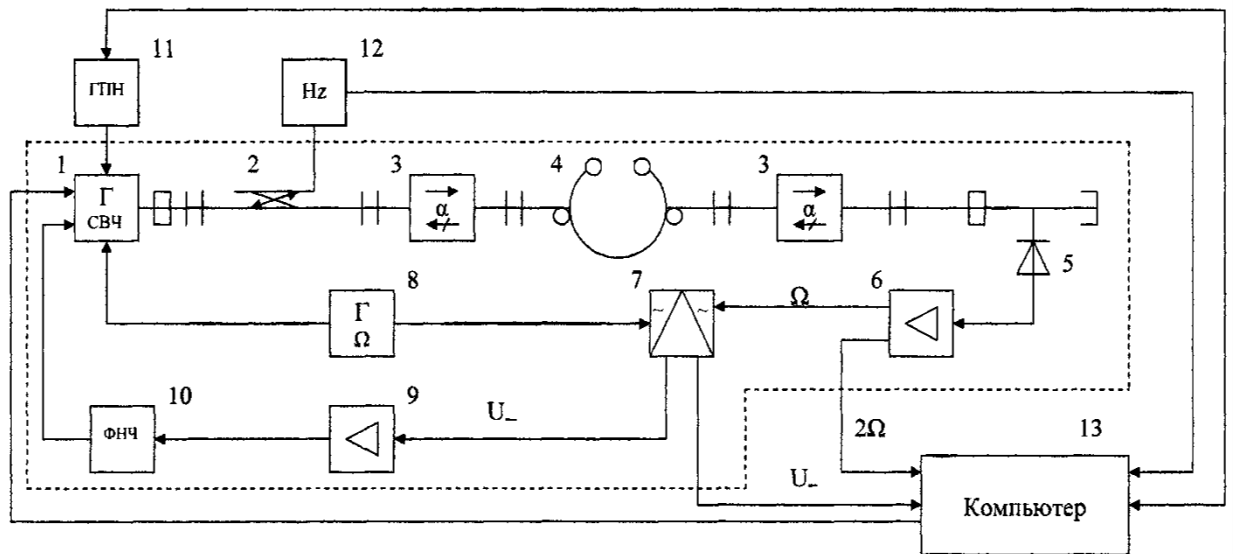


Рисунок 5.5 – Функціональна схема НВЧ системи на основі генератора з АПЧ по РВП

1 – вимірювальний генератор; 2 – спрямований відгалужувач; 3 – феритові вентиля; 4 – резонансний вимірювальний перетворювач (РВП); 5 – детектор; 6 – підсилювач частот модуляції; 7 – фазовий детектор; 8 – генератор частоти, що модулює; 9 – підсилювач сигналу помилки на постійному струмі; 10 – фільтр нижніх частот; 11 – генератор пилкоподібної напруги; 12 – частотомір; 13 – комп'ютер

У якості НВЧ генератора в МСМ використовується твердотельний генератор з можливістю електричної перебудови й модуляцією частоти, що охоплений системою автоматичного її настроювання на резонансну частоту РВП модуляційного типу (виділена на схемі пунктирною лінією) [173, 267]. Працює розглянута система АПЧ у такий спосіб. З генератора частоти 8, що модулює, напруга подається на елемент, керуючий частотою стабілізованого генератора НВЧ 1 для здійснення неглибокої частотної модуляції. Частотно-модульований сигнал через пристрій, що розв'язує, – феритовий ventиль 3 надходить у резонатор 4, на виході якого через феритовий ventиль включений детектор 5. Після детектора сигнал підсилюється в підсилювачі частоти, що модулює, 6 і надходить на фазовий детектор 7, куди як опорна напруга подається напруга з генератора частоти, що модулює.

При середній частоті генератора, рівній резонансній частоті резонатора, напруга помилки на виході детектора відсутня. Чим більше різниця частот генератора й резонатора (поблизу f_0), тим більше амплітуда напруги частоти, що модулює. При збільшенні Δf змінна напруга досягає максимуму, а потім зменшується. Фаза напруги проміжної частоти залежить від знака Δf .

Після порівняння сигналів з виходу підсилювача частоти модуляції й від опорного генератора частоти, що модулює, у 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 ППС 9, фільтрації у ФНЧ 10 сигнал надходить на елемент, керуючий частотою стабілізованого НВЧ генератора, і перебудовує його доти, поки частота генератора не стане рівній частоті резонатора. Відгалужувач 2 призначений для відгалуження частини потужності генератора для виміру початкового значення частоти за допомогою частотоміра 12. Генератор пилкоподібної напруги 11 використовується для попереднього настроювання схеми.

При цьому сигнал сканування, пов'язаний з $\delta f/f_0$, виділяється у вигляді сигналу помилки після фазового детектора 7.

Величина його в загальному випадку визначається вираженням

$$\frac{\delta f}{f} \cong \frac{\delta f_r}{f_0} \cong \frac{\delta U(\delta f_0) \cdot S}{f_0}, \quad (5.1)$$

де $\delta U(\delta f_0)$ – напруга сигналу помилки, використовувана для підстроювання частоти вимірювального генератора; S – крутість перебудови частоти вимірювального генератора.

У роботі пропонується нормувати її по величині $\Delta f/f$, вимірюваної один раз у настановному експерименті. У підсумку

$$\frac{\delta U(\delta f)}{\Delta U(\Delta f)} = \frac{\delta f/f_0}{\Delta f/f_0}. \quad (5.2)$$

Сигнал сканування, пов'язаний з $\Delta Q/Q$, виділяється у вигляді напруги на НВЧ детекторі на частоті 2Ω , підсилюється вузькосмуговим підсилювачем і далі надходить на систему обробки.

Вираження для чисельного визначення величини цього сигналу в літературі відсутні. Тому визначимо його також з орієнтацією на доцільність нормування за типом (5.2).

Для потужності ЧМ сигналу можна записати

$$P_r^{ЧМ} \cong P_r \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k^2(m) \cos^2(\omega_r k \Omega t), \quad (5.3)$$

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 $m < 1$

$$P_r^{ЧМ} \approx J_0^2(m). \quad (5.4)$$

Вираження (3.8) з урахуванням (3.9) і (3.44) при $\omega_r = \omega_0$, $\Delta\omega = \Delta\omega_d \cos \Omega t$ і квадратичності характеристики детектора ($n=2$) перетвориться до наступного виду

$$U_d \approx \frac{4\beta_1\beta_2 J_0^2(m) P_r K_c S_d R_d}{(1 + \beta_1 + \beta_2)^2} \frac{1}{1 + \left(\frac{2Q_H \Delta\omega_d \cos 2\Omega t}{\omega_0} \right)^2} \quad (5.5)$$

При $\Delta\omega_d \ll \omega_0$

$$U_d \approx A_0 \left[1 - 2 \left(\frac{Q_H \Delta\omega_d}{\omega_0} \right)^2 - 2 \left(\frac{Q_H \Delta\omega_d}{\omega_0} \right)^2 \cos 2\Omega t \right]. \quad (5.6)$$

Перший доданок у квадратній дужці співвідношення (5.6) буде визначати величину постійного зміщення на НВЧ детекторі. Другий доданок визначає амплітуду інформаційного сигналу на частоті 2Ω , що може бути виділений і посилений за допомогою селективного підсилювача й використаний для визначення величин Q_H і ω_0 :

$$U_d^{2\Omega} \approx A_0 \cdot \frac{Q_H^2 (\Delta\omega_d)^2}{\omega_0^2}. \quad (5.7)$$

При зміні добротності РВП $\delta Q_H = Q_{H1} - Q_{H2}$:

$$\delta U_d^{2\Omega} \approx A_0 \cdot \frac{(\Delta\omega_d)^2}{\omega_0^2} (Q_{H1}^2 - Q_{H2}^2) \quad (5.8)$$

і, відповідно,

$$\frac{\delta U_d^{2\Omega}}{U_d^{2\Omega}} \approx \frac{(Q_{H1}^2 - Q_{H2}^2)}{Q_{H1}^2} \quad (5.9)$$

При $Q_{H1} \sim Q_{H2}$ або $\delta Q_H \ll Q_{H1}, Q_{H2}$

$$\frac{\delta U_d^{2\Omega}}{U_d^{2\Omega}} \approx \frac{2Q_H}{Q_{H1}} \text{ або } \frac{2Q_H}{Q_{H1}} \approx \frac{\delta U_d^{2\Omega}}{2U_d^{2\Omega}}. \quad (5.10)$$

Величину відносної зміни добротності також як для $\delta f/f_0$ (5.2) можна нормувати по каліброваній зміні добротності для еталонного об'єкта дослідження.

Особливістю розглянутої схеми формування сигналів є те, що автопідстроювання частоти вимірювального НВЧ генератора й робота в режимі сполучення його частоти з резонансною частотою РВП дозволяють знизити вплив на інформаційний сигнал шумів, обумовлених частотними флуктуаціями генератора, використання інформаційного сигналу на частоті 2Ω дозволяє зменшити складову шуму детектора, пропорційну $1/f$, а селективне посилення – смугу посилюваних шумів.

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 і т.п.). Збільшення їх можливо при збільшенні девіації частоти (5.8), але це, у свою чергу, веде до небажаних перекручувань інформаційних сигналів за рахунок збільшення шумів, обумовлених частотними флуктуаціями сигналу генератора, погіршенню спектра ЧМ сигналу й розбалансуванню системи АПЧ. Тому необхідний пошук альтернативних варіантів формування обох сигналів сканування.

Система АПЧ із відбивним включенням РВП (рисунок 5.6) буде функціонувати аналогічно системі із прохідним включенням, оскільки й у цьому випадку сигнал на частоті модуляції Ω також буде міняти фазу та амплітуду залежно від напрямку та величини зміни частоти. Відбивне включення РВП можна забезпечити за допомогою феритового циркулятора або відгалужувача 2.

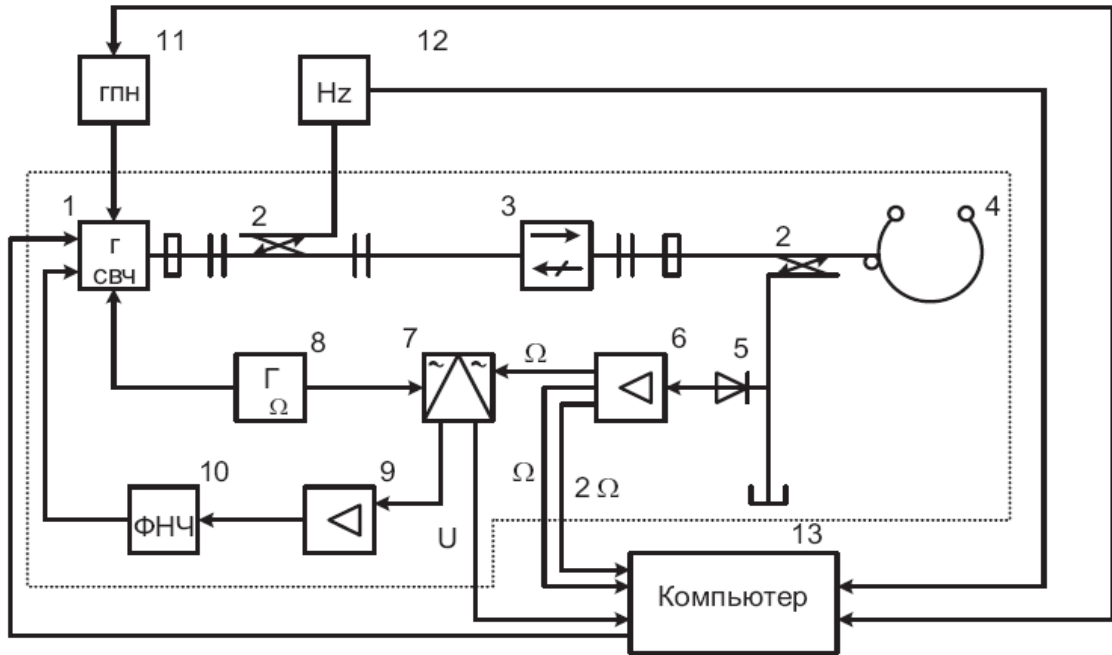


Рисунок 5.6 – Функціональна схема НВЧ системи на основі генератора с АПЧ по РВП с відбивним включенням резонатора

Величина δf при цьому визначається також з використанням співвідношень (5.1) і (5.2).

Для відбивного включення РВП з урахуванням того, що коефіцієнт відбиття описується формулою:

$$R_p = 1 - \frac{4\beta_1(1 + \beta_2)}{(1 + \beta_1 + \beta_2)^2} \frac{1}{1 + a^2},$$

відповідно:

$$R_p = 1 - \frac{4\beta}{(1 + \beta)^2} \frac{1}{1 + a^2}$$

або при зв'язку, рівної критичної ($\beta = 1$):

$$R_P = \frac{a^2}{1+a^2},$$

можна записати:

$$U_d = P_\Gamma \cdot K_c \cdot S_d \cdot R_d \cdot K_P^{n/2} + P_\Gamma \cdot K_{\text{розв}} \cdot S_d \cdot R_d, \quad (5.11)$$

де $K_{\text{розв}}$ – коефіцієнт розв'язки спрямованого відгалужувача (або циркулятора).

З урахуванням співвідношень (5.3) і (5.4) і допущень, прийнятих раніше, для відбивного включення РВП (рисунок 3.9) можна одержати співвідношення, подібне (5.6)

$$U_d = A_1 \left\{ 1 - \frac{4\beta}{(1+\beta)^2} \left[\begin{array}{l} 1 - 2 \left(\frac{Q_H \Delta \omega_d}{\omega_0} \right)^2 - \\ - 2 \left(\frac{Q_H \Delta \omega_d}{\omega_0} \right)^2 \cos 2\Omega t \end{array} \right] \right\} + A_1 K_{\text{розв}}, \quad (5.12)$$

де $A_1 = J_0^2(m) \cdot P_\Gamma \cdot K_c \cdot S_d \cdot R_d$.

При $\beta = 1$:

$$U_d \approx A_1 \left[2 \left(\frac{Q_H \Delta \omega_d}{\omega_0} \right)^2 + 2 \left(\frac{Q_H \Delta \omega_d}{\omega_0} \right)^2 \cos 2\Omega t \right] + A_1 K_{\text{розв}}. \quad (5.13)$$

Сигнал на частоті 2Ω , у цьому випадку також може бути виділено і посилено за допомогою селективного підсилювача та використано для визначення величин δQ_H відповідно до співвідношень (5.7 – 5.10).

Залишаючи схему, наведену на рисунку 5.5, практично незмінною можна величину $\delta f/f$ визначати по величині сигналу підстроювання частоти генератора

з урахуванням формули (5.1), а формування сигналу $\delta Q/Q$ здійснюється по зміні коефіцієнта передачі РВП у резонансі.

При цьому система АПЧ по РВП використовується для підтримки рівності частот вимірювального генератора та РВП, а інформаційний сигнал сканування виходить із варіації амплітуди сигналу, що проходить через РВП і детектується детектором 5.

Для сигналу на виході з урахуванням рівності коефіцієнтів зв'язку ($\beta = \beta_1 = \beta_2$) можна записати

$$U_0 \approx A_0 \left(\frac{2\beta}{1+2\beta} \right)^2 \frac{P_{\text{вх}} - P_{\text{пот.р}}}{P_{\text{вх}}}, \quad (5.14)$$

де $P_{\text{вх}}$ – потужність вхідного сигналу;

$P_{\text{пот.р}}$ – потужність втрат у резонаторі (РВП).

У випадку появи додаткових втрат, пов'язаних зі скануючим зразком $\Delta P_{\text{обр}}$, вираження (5.14) можна переписати у вигляді

$$U_1 \approx A_0 \left(\frac{2\beta}{1+2\beta} \right)^2 \frac{P_{\text{вх}} - (P_{\text{пот.р}} + \Delta P_{\text{обр}})}{P_{\text{вх}}}. \quad (5.15)$$

Використовуючи вираження (5.14) і (5.15) можна одержати

$$\frac{\Delta U}{U_0} = \frac{U_0 - U_1}{U_0} = \frac{(P_{\text{пот.р}} + \Delta P_{\text{обр}}) - P_{\text{пот.р}}}{P_{\text{пот.р}}} = \frac{Q_0 - Q_1}{Q_1} = \frac{\Delta Q}{Q_1}, \quad (5.16)$$

де Q_0, Q_1 – відповідні добротності РВП.

З вираження (5.16) можна одержати наступні співвідношення:

$$\frac{\Delta U + \delta U}{U_0} = \frac{\Delta U}{U_0} \left(1 + \frac{\delta U}{\Delta U} \right) = \frac{\Delta Q + \delta Q}{Q_1} = \frac{\Delta Q}{Q_1} \left(1 + \frac{\delta Q}{\Delta Q} \right), \quad (5.17)$$

$$\frac{\delta U}{\Delta U} = \frac{\delta Q}{\Delta Q}, \quad (5.18)$$

де ΔU – зміна амплітуди вихідного сигналу, що відповідає заданій зміні добротності ΔQ ; δU – зміна амплітуди вихідного сигналу, що відповідає зміні величини добротності РВП δQ при скануванні.

Видно, що в цьому варіанті вимірювальної системи інформаційний сигнал, 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 рисунку 3.8.

Залишивши НВЧ генератор із системою АПЧ по РВП, пропонується використати 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, використовуюваного як дискримінатор. Для цього його робоча точка повинна перебувати в точці максимальної крутості АЧХ. Функціональна схема реалізації такого двоканального варіанта формування сигналів сканування представлена на рисунку 5.8

Визначення величини δQ здійснюється за допомогою одного з каналів схеми, що являє собою фактично вимірник, описаний вище (див. рисунок 5.6). Другий канал використовується для перетворення змін частоти генератора, що відбуваються при відстеженні системою АПЧ змін частоти РВП, у пропорційні зміни амплітуди, які фіксуються за допомогою детектора 15. Для цього в канал включається високодобротний резонатор 14, який має перестроювання частоти.

Значення частоти, що відповідає максимальному перетворенню змін частоти в зміни амплітуди, можна визначити для АЧХ резонатора, що має перестроювання, при аналізі першої й другої похідних його передатної функції

по узагальненому розлаштуванню. Експериментально настроювання на робочу точку резонатора 14 здійснюється по максимальній величині сигналу на частоті модуляції системи АПЧ, яка фіксується за допомогою детектора 15.

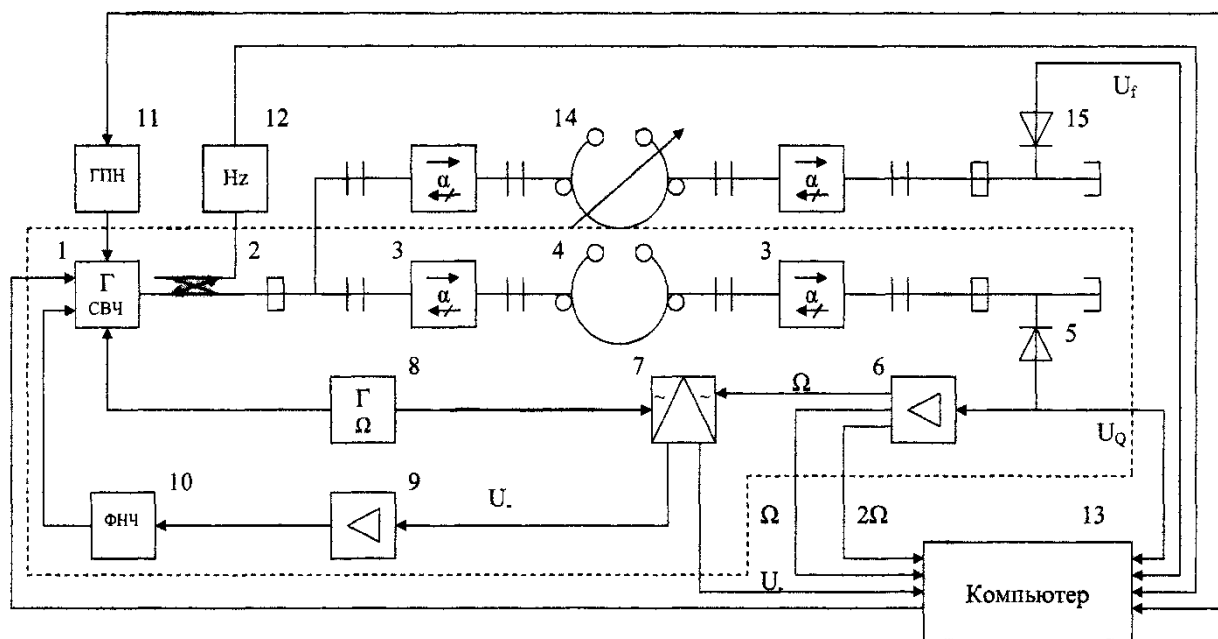


Рисунок 5.8 – Функціональна схема НВЧ системи на основі генератора з АПЧ по РВП

1 – вимірювальний генератор; 2 – спрямований відгалужувач; 3 – феритові вентилі; 4 – резонансний вимірювальний перетворювач (РВП); 5, 15 – НВЧ детектори; 6 – підсилювач частот модуляції; 7 – фазовий детектор; 8 – генератор частоти, що модулює; 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

Для другого каналу вимірювальної схеми у випадку настроювання додаткового резонатора 14 на максимальне перетворення змін частоти в зміни амплітуди (виконується при $a = 1$) можна одержати

$$U_d \cong A \frac{4}{\left[1 + \left(1 \pm \frac{2Q_H \Delta\omega}{\omega_0}\right)^2\right]^{3/2}} \left(1 \pm \frac{2Q_H \Delta\omega}{\omega_0}\right), \quad (5.19)$$

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 (5.19) можна одержати

$$U_d \approx \frac{A}{2} \left(1 \pm \frac{4Q_H \Delta\omega}{\omega_0}\right) \quad (5.20)$$

Відповідно

$$\frac{\delta U_d}{U_d} = \frac{\delta\omega}{\Delta\omega} = \frac{\delta f}{\Delta f}. \quad (5.21)$$

Оцінимо величини сигналів на детекторі, що відповідають вимірюваним 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 (5.5) одержимо відповідно $\sim 0,215$ В.

Для першої схеми (рисунок 5.6) сигнал помилки на постійному струмі, пов'язаний з величиною δf , буде пропорційний $(2Q_H \Delta\omega_d / \omega_0)^2$. Оцінюючи цю величину при $Q_H \sim 10^3$, $\omega_0 \approx 2\pi \cdot 10^{10}$, $\Delta\omega_d \approx 2\pi \cdot 10^3$ одержимо $\delta U_f \sim 0,8 \cdot 10^{-8}$ В.

Такого ж порядку величину можна одержати для U_Q ((5.7), а для δU_Q відповідно $U_Q(\Delta Q/Q)$ В (5.10).

Для другого варіанта вимірювальної схеми при тих же технічних параметрах одержимо також $\delta U_f \sim 0,8 \cdot 10^{-8}$ В, $\delta U_Q \sim 5 \cdot 10^{-2} \cdot (\Delta Q/Q)$ В (5.14 – 5.16).

У третьому варіанті вимірювальної схеми сигнал, пропорційний δU_Q , буде порядку $0,8 \cdot 10^{-8}$ В при використанні для аналізу сигналу подвоєної частоти модуляції (як у першому варіанті) і $\sim 5 \cdot 10^{-2} \cdot (\Delta Q/Q)$ В при аналізі зміни величини коефіцієнта передачі (другий варіант вимірювальної схеми), а сигнал $\delta f \sim 0,4 \cdot 10^{-4}$ В (5.20).

Таким чином, видно, що третя схема дозволяє одержувати на детекторі амплітуди сигналів, значно перевищуючі аналогічні сигнали в першій схемі та сигнал, відповідний δf у першій і другій. Однак реалізація такої схеми вимагає включення додаткових елементів (розгалужувач на два канали; пристрої, що погоджують; додаткові резонатор та 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, що також додає шуми, посилювані в смузі частот, у корисний сигнал.

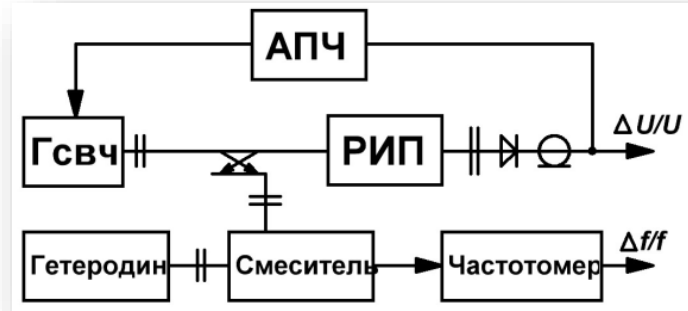
Використання інформаційних сигналів на частотах модуляції дозволяє зменшити внесок шумів за рахунок селективного посилення й вибору частоти модуляції. Амплітуда інформаційних сигналів на частотах модуляції може бути підвищена на два-три порядки за рахунок збільшення девіації частоти, однак це, у свою 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 фіксуватися на детекторі при одночасній присутності сигналу постійної складової порядку 0,2 В, що, у свою чергу, буде визначати положення робочої точки детектора.

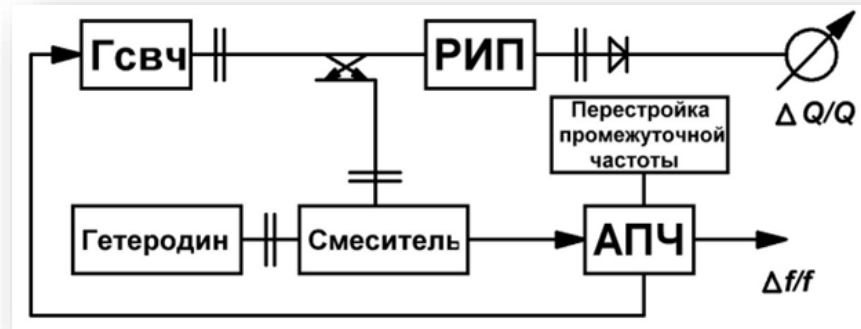
З урахуванням сказаного можна зробити висновок, що для переходу технічних засобів НВЧ діагностики з раніше вузько спеціалізованих по об'єктах систем до універсальних стало необхідно універсалізуватися техніку обробки

сигналів виміральної інформації, що знімаються з первинного вимірального перетворювача. У зв'язку з цим розглянемо більш докладно перспективи застосування АПЧ для виділення і обробки сигналів виміральної інформації в НВЧ діагностиці об'єктів [292].

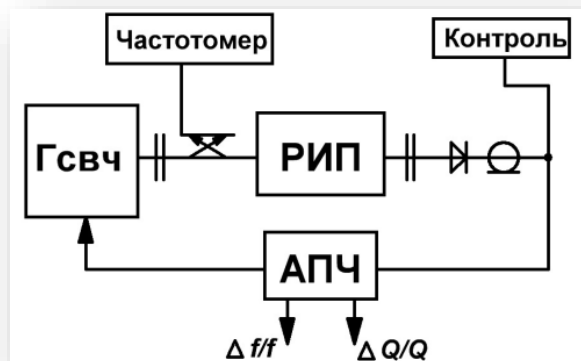
На рисунку 5.9 схематично представлено кілька варіантів такого застосування.



а



б



в

Рисунок 5.9 – Функціональні схеми включення систем АПЧ

Якщо АПЧ задаючого НВЧ генератора здійснюється по резонансній частоті самого датчика, як показано на рисунку 5.9,а, то використовуючи додатковий високостабільний гетеродин і змішувач можна безпосередньо за допомогою низькочастотного частотоміра вимірювати дуже малі значення $\Delta f/f$. Вцілому, діапазон вимірюваних значень цього сигналу в даному варіанті практично не обмежений. Похибка його реєстрації визначається точністю підтримки частоти НВЧ генератора рівною резонансній частоті датчика.

Сигнал $\Delta Q/Q$ безпосередньо в цій схемі реєструвати не передбачено. Непряма кількісна його оцінка можлива за коефіцієнтом передачі РВП у вигляді зміни напруги $\Delta U/U$ на виході НВЧ детектора. Такий варіант використання АПЧ універсальний для застосування в системах НВЧ діагностики різних об'єктів і характеризується високим співвідношенням сигнал/шум. Недоліками його є складність пристрою, що відбивається на його компактності, і наявність систематичної похибки перекладу сигналу $\Delta U/U$ в $\Delta Q/Q$. У СММ ці недоліки не дуже істотні.

Варіант АПЧ, проілюстрований на рисунку 1б, дозволяє реалізовувати частотне формування обох сигналів $\Delta f/f$ і $\Delta Q/Q$. Відповідно до нього АПЧ використовується для дуже плавною, точно реєструється перебудови проміжної частоти, що виділяється через змішувач при стабільній частоті гетеродина. Зазначена проміжна частота є опорною в низькочастотному дискримінації, який можна плавно перебудовувати. Система АПЧ при цьому відпрацьовує за допомогою електронного керування частотою задає НВЧ генератора рівність виділяється змішувачем частоти резонансної частоті дискримінації.

Сигнали $\Delta f/f$ і $\Delta Q/Q$ в такому варіанті вимірюються прямо низькочастотних частотоміром по положенню резонансу датчика і точок половинній потужності його передачі. Система АПЧ в даному випадку є стандартним пристроєм, широко використовуваним при демодуляції частотно-модульованих НВЧ сигналів [268].

Рисунок 5.9,в ілюструє використання найбільш поширеного варіанту АПЧ модуляційного типу [269, 288]. Особливістю його є формування сигналів

$\Delta f/f$ і $\Delta Q/Q$ спочатку в аналоговому вигляді. Сигнал $\Delta f/f$ - виділяється після НВЧ дискримінатора на частоті модуляції FM, а сигнал $\Delta Q/Q$ на частоті $2f_M$. Подальша їх обробка здійснюється шляхом фільтрації, посилення і аналого-цифрового перетворення. При цьому сигнал $\Delta f/f$ фактично збігається з напругою регулювання в системі АПЧ.

Функціональна схема АПЧ, представлена на мал.5.9а, в НВЧ діагностиці буде забезпечувати найбільш високу роздільну здатність за умови ідеальності АПЧ і високої стабільності гетеродина. Система АПЧ при цьому може бути фазової. Фактично її межа буде визначатися похибкою стабілізації частоти НВЧ генератора на резонансній частоті РВП.

Діапазон вимірювання $\Delta f/f$ буде визначатися смугою утримання АПЧ, а діапазон контролю $\Delta Q/Q$ буде обмежуватися впливом добротності РВП на точність і смугу утримання АПЧ.

Варіант АПЧ, що представлений на рисунку 5.9,б може мати більш високі експлуатаційні показники за обома сигналами, тому що смуга утримання не обмежуватиметься добротністю РВП. Однак, особливості його функціонування мало вивчені.

Варіант, представлений на рисунку 1в, найбільш простий в технічній реалізації. Однак, його практичне використання пов'язане з компромісний вибору глибини модуляції (девіації) частоти задає НВЧ генератора як сигналообразующего фактора. Крім того, обидва сигналу $\Delta f/f$ і $\Delta Q/Q$ виділяться побічно і при діагностиці об'єктів необхідно їх відновлення за абсолютною величиною. Це пов'язане з появою систематичної похибки, обумовленої неідеальною характеристик НВЧ детектора і керуючого елемента.

На закінчення цього розділу відзначимо, що при НВЧ діагностиці з використанням РВП можливий підхід, при якому система АПЧ функціонує в режимі підлаштування РВП під частоту генератора, що задає. При цьому виробляється її керуючий сигнал буде змінювати резонансну частоту РВП. У такому варіанті зазначені вище недоліки модуляційної системи знімаються в частині компромісний глибини модуляції.

Далі буде більш детально розглянуті особливості сучасної реалізації АПЧ модуляційного типу в системах НВЧ діагностики матеріалів і об'єктів.

5.3 Сигнали вимірювальної інформації нваріантні до впливу факторів, що заважають

Наукове НВЧ приладобудування в сучасних розробках представлено СММ, локальною і широкодіапазонною діелькометрією, діелектричною спектроскопією, радіоспектроскопією, КВЧ терапією, малорозмірною НВЧ модифікацією і т.д.

Незважаючи на досить широкий спектр застосування НВЧ сенсорики, більша частина її принципів реалізується на основі резонаторних вимірювальних перетворювачів (РВП) [270]. В свою чергу, суть цих принципів зводиться до первинного виділення вимірювальної інформації через реєстрацію зміни резонансної частоти і добротності НВЧ резонатора при взаємодії його з досліджуванним об'єктом (зразком). У той же час, ці зміни безпосередньо пов'язані із значенням комплексної величини діелектричної і магнітної проникності об'єкта ($\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$ и $\mu = \mu' + j\mu''$).

Інші параметри системи «РВП-об'єкт» за рідкісним винятком ϵ , з інформаційної точки зору, факторами, що заважають [302, 303]. Наприклад, це геометрія зразка, місце його розташування, структура НВЧ поля в РВП та ін. Однак, слід зауважити, що ряд таких факторів істотно впливають на чутливість НВЧ сенсора, його просторову роздільну здатність і т.д. Окремо слід відзначити, що найчастіше чинники, що заважають, наприклад, зазор між об'єктом та РВП, стає метрологічно важливим як інформація про профіль поверхні. Аналогічно, вплив температури і вологості навколишнього середовища може нести інформацію про структуру об'єкта.

Останнім часом в НВЧ сенсорикі особлива увага приділяється розвитку теорії і техніки локальної діагностики об'єктів з використанням апертурних резонаторних вимірювальних перетворювачів (АРВП). У СММ більшість розробок [271] базується на АРВП з зовнішнім розташуванням об'єкта та коаксіальною вимірювальною апертурою. Інтерес до них обумовлений

перспективою досягнення надвисокої локальності при не дуже значних втратах чутливості. В принципі, локальність формується простою зміною геометрії апертури. При апертурній взаємодії об'єкта з НВЧ полем резонатора можна також в широких межах обирати оптимальний коефіцієнт його включення в електромагнітне поле резонатора, що значно розширює можливість застосування сенсора для діагностики різних матеріалів.

Сучасна практика СММ, показала, що локальні НВЧ-сенсори також доцільно створювати на основі АРВП. З огляду на значний спектр призначення і використання таких сенсорів досить універсальна функціональна схема їх технічної реалізації може мати вигляд, представлений на рисунку 5.10.

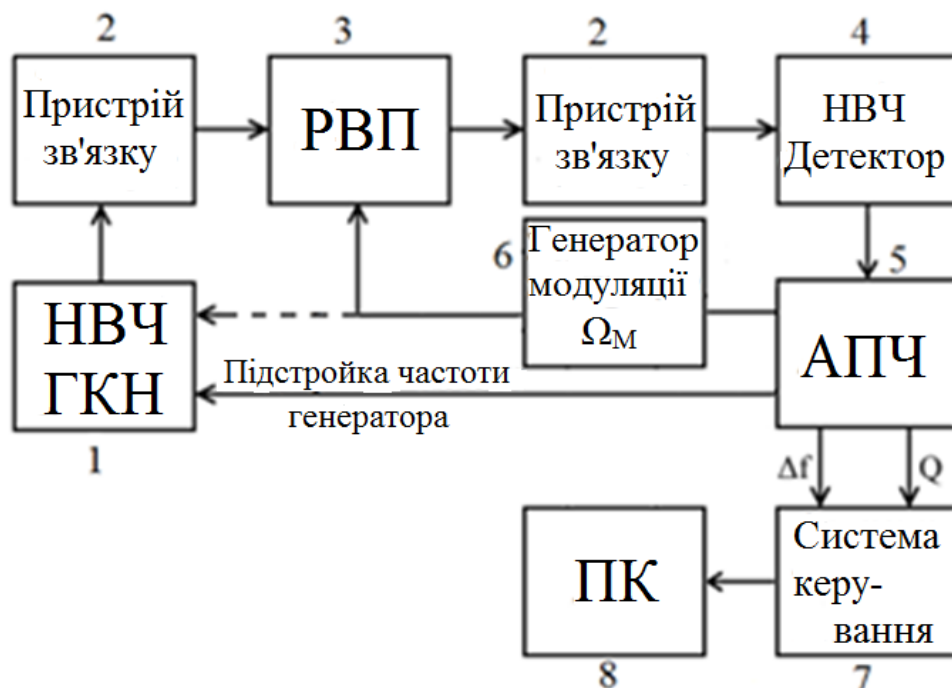


Рисунок 5.10 – Функціональна схема локального НВЧ сенсора

Основною її особливістю є застосування системи автоматичного підстроювання частоти (АПЧ) (5) НВЧ генератора (1) по РВП (3). Сам генератор повинен бути керований напругою (ГКН). Для забезпечення можливості роботи в різних частотних діапазонах (від 1 ГГц до 40 ГГц) краще, щоб це був генератор синтезаторного типу. Пристрої зв'язку РВП з НВЧ

трактом (2) необхідні для оптимального вибору коефіцієнтів зв'язку, істотно впливають на чутливість сенсора.

Система АПЧ (5) виконує найважливішу функцію формування первинних сигналів вимірювальної інформації, як це показано в [272, 273]. При цьому вона будується по модуляційному типу на основі дискримінатора, утвореного РВП і НВЧ детектором (4). Первинні сигнали вимірювальної інформації виділяються у вигляді аналогових сигналів на частоті модуляції ($U_{\Omega M}$) і на подвоєній частоті модуляції ($U_{2\Omega M}$) і в такий спосіб пов'язані з фундаментальними сигналами РВП $\Delta f/f$ и Q)

$$U_{\Omega M} = \varphi_1 \left(\frac{\Delta f}{f} \right) = A \cdot Sd \left(\frac{\Delta f}{f} \right) \quad (5.22)$$

$$U_{2\Omega M} = f(Q) = A \cdot Q_H, \quad (5.23)$$

де A - постійний коефіцієнт, що залежить від параметрів НВЧ генератора і детектора, а також від параметрів системи АПЧ; Sd - крутизна синхронного детектора в системі АПЧ.

Джерелом модулюючої дії є спеціальний генератор (6), що модулює або частоту генератора (1), або резонансну частоту РВП.

Аналогові сигнали первинної вимірювальної інформації $U_{\Omega M}$ і $U_{2\Omega M}$ в блоці АПЧ фільтруються, перетворюються в цифрові, і в подальшому обробляються стандартними електронними засобами. Система управління (7) забезпечує необхідну процедуру організації вимірювань за допомогою комп'ютера (8) або спеціалізованого мікропроцесора.

РВП в такому сенсорі може бути змінним залежно від необхідної локальності, чутливості і робочої частоти.

Важливою особливістю розробленої універсальної системи НВЧ діагностики є застосування АПЧ для первинного формування вихідних сигналів.

Особливості конструктиву АРВП і його взаємодії з об'єктом представлені на рисунку 5.11.



Рисунок 5.11– Схема взаємодії АРВП з об'єктом

Пунктиром виділена область взаємодії об'єкта з НВЧ полем резонатора через коаксіальну апертуру. В роботі наведені коаксіальні апертури найбільш ефективні в метрологічному відношенні. Варто звернути увагу на те, що форма вістря практично може мати вигляд від сферичного до усіченого конуса.

Як показано в багатьох роботах [274, 275], зазор між вістрям (або торцем) центрального провідника апертурного вузла досить сильно впливає на величину фундаментальних сигналів. Площа кінця вістря і його форма визначають локальність і чутливість сенсора [276, 277]. У попередніх розробках показано, що локальність порівнянна з площею вістря, а чутливість визначається коефіцієнтом включення об'єкта в НВЧ поле резонатора. Кількісно цей коефіцієнт визначається співвідношенням:

$$K_{\text{вкл}} = \frac{\int_{V_{\text{об'єкта}}} (E(r, \varphi, z, \varepsilon_s, \text{tg } \delta_s))^2 r dr dz d\varphi}{\int_{V_{\text{резонатора}}} (E(r, \varphi, z, \varepsilon_s, \text{tg } \delta_s))^2 r dr dz d\varphi} \quad (5.24)$$

З очевидних фізичних міркувань зрозуміло, що вплив зазору проявляється в першу чергу через величину $K_{\text{вкл}}$. У тих випадках, коли необхідно вибрати чутливість НВЧ сенсора, це можна реалізувати змінюючи вказаний зазор.

Однак його невідтворюваність або нестабільність є джерелом значної похибки випадкового і систематичного характеру.

Наближені математичні вирази фундаментальних сигналів вимірювальної інформації через коефіцієнт КВКЛ мають вигляд [278]:

$$\frac{\Delta f}{f} = (\varepsilon_s - 1)K_{BKЛ} \quad (5.25)$$

$$\frac{\Delta Q}{Q} = B \cdot K_{BKЛ} \operatorname{tg} \delta_s \quad (5.26)$$

Аналізуючи їх можна зробити висновок, що відношення цих сигналів може бути симетричним як до величини зазору, так і до геометрії апертури вузла, нерівності об'єкта в місці взаємодії його з полем в апертурі. Однак, вирази (4-5) є наближеними, тому що базуються на теорії малих збурень.

В роботі [271] представлені більш точні залежності зазначених фундаментальних сигналів від параметрів апертурного вузла і об'єкта. Вони отримані шляхом рішення рівнянь Максвелла для представленої системи "зонд-об'єкт" прямим чисельним методом кінцевих елементів. На рисунку 5.12 наведено приклад характеристик перетворення з ілюстрацією впливу таких заважаючих чинників, як зазор h_z , радіус вістря зонда R_{lt} та його форма.

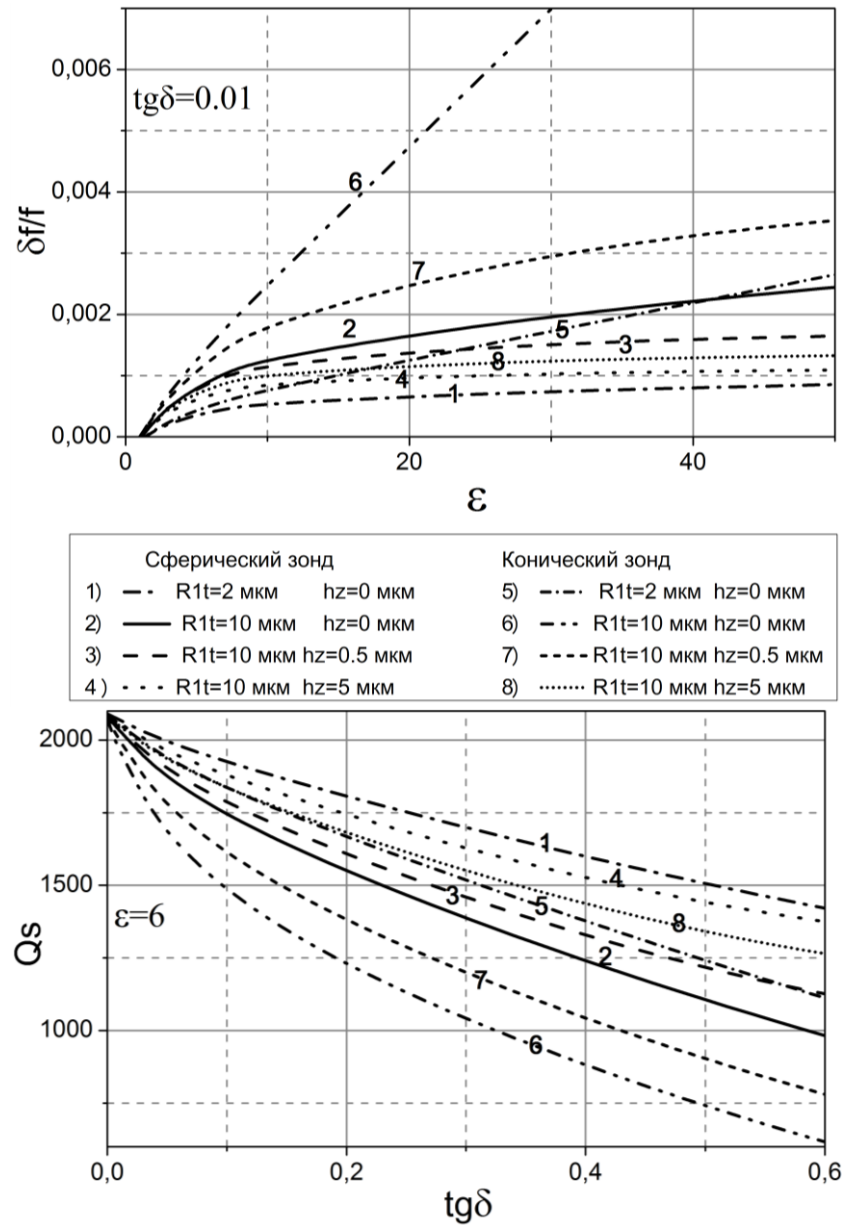


Рисунок 5.12 – Характеристики перетворення РЗ при різних формах вістря в залежності від зазору та радіуса вістря

З них видно, що перехід форми вістря від сферичної до конічної в кілька разів може змінювати величину фундаментальних сигналів і навіть вид характеристик перетворення, як наприклад, в разі $\Delta f/f = \varphi(\varepsilon_s)$ при $h_z = 0$. Отже, похибка вимірювань пов'язана з порушенням форми вістря в процесі його експлуатації може змінюватись і мати істотну величину. Настільки ж істотно впливає на похибку вимірювання невідтворюваність установки зазору

h_z . Представлені на рисунку 5.12 дані дозволяють кількісно оцінювати зроблене твердження.

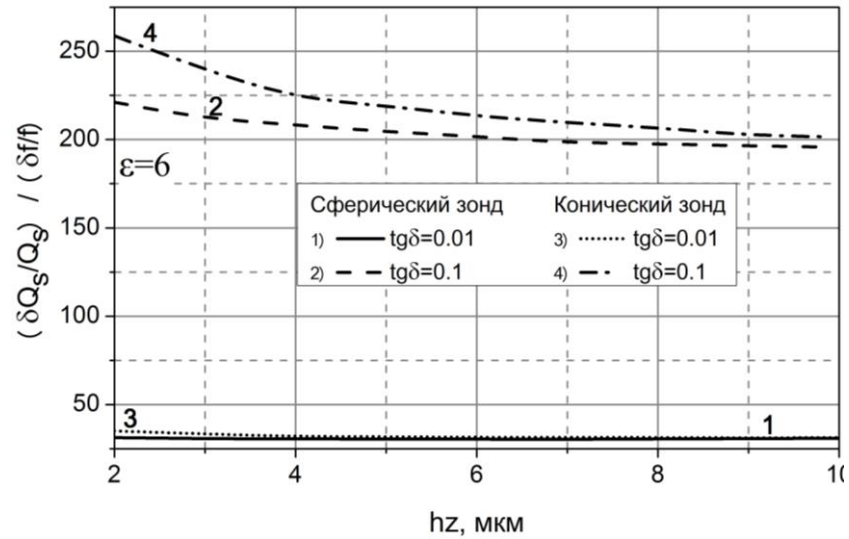
Користуючись наближеними виразами (5.25, 5.26) неважко показати, що з фундаментальних сигналів $\Delta Q_s/Q_s$ та $\Delta f/f$ можна утворити сигнал, на який не впливають зазначені заважаючі чинники, і однозначно залежить від $tg\delta_s$, важливого в НВЧ діелькометрії параметра об'єктів

$$N \equiv \frac{\Delta Q_s}{Q_s} / \frac{\Delta f}{f} \approx \frac{K_{BKЛ} Q_0 \varepsilon_s tg\delta_s}{K_{BKЛ} (\varepsilon_s - 1)} = \frac{\varepsilon_s}{(\varepsilon_s - 1)} Q_0 tg\delta_s \quad (5.27)$$

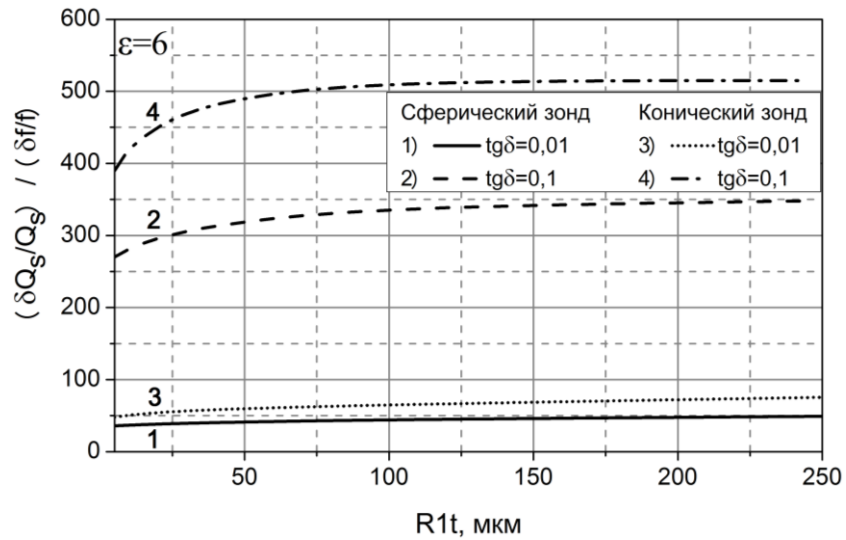
де Q_0 – ненавантажена вихідна добротність АРИП.

Більш повні уявлення про поведінку такого комбінованого сигналу дають точні чисельні дослідження, деякі результати яких представлені на рисунку 4 - 5. Зокрема, на рисунку 4 наведені дані про залежність цього сигналу від згаданих вище заважючих чинників. З них впливає, що передбачувана інваріантність комбінованого сигналу до таких заважаючих факторів як невідтворюваність зазору δh_z ; відхилення форми вістря від сферичної до конічної; неточність виконання радіуса вістря δR_{1t} має місце. Схожий висновок був зроблений в роботах [279] по СММ, для якої добре виконуються умови малості збурень АРВП об'єктом. У них розглядається виділення комбінованого

сигналу виду $\Delta(Q_s^{-1}) / \frac{\Delta f}{f_0}$.



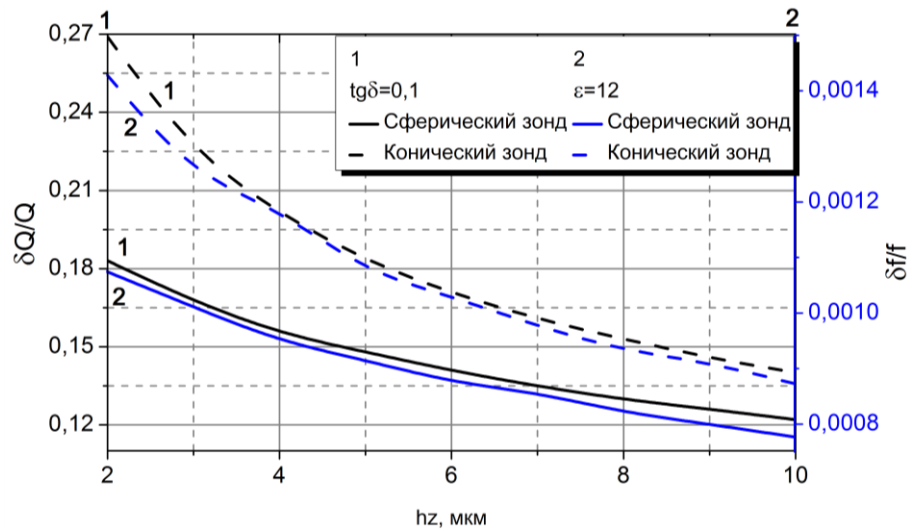
а



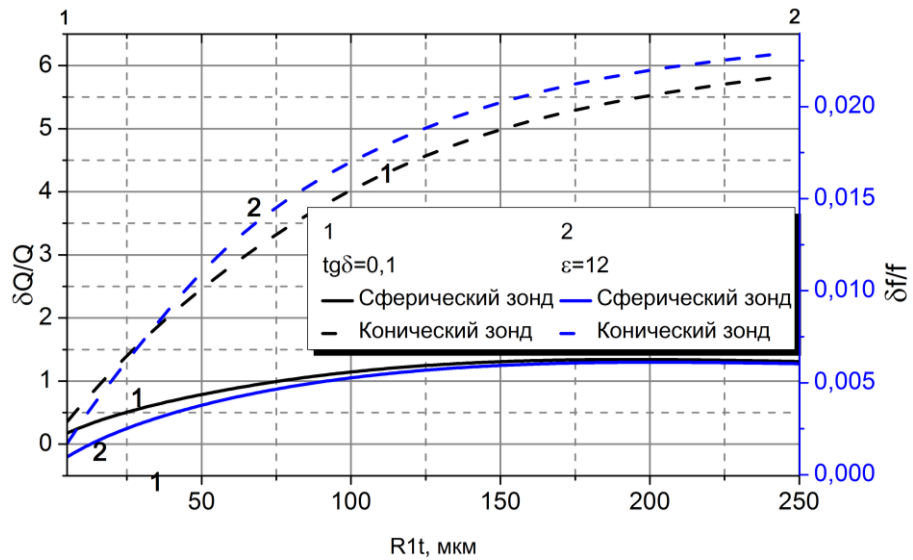
б

Рисунок 5.13 – Інваріантність комбінованого сигналу до зазору (а) та радіусу вістря (б) для сферичної і конічної форми вістря

Детально обговорити положення області інваріантності для кожного фактора і кількісно оцінити ступінь зменшення зазначених раніше похибок можна, скориставшись даними досліджень, представлених на рисунку 5.14.



а



б

Рисунок 5.14 - Особливості впливу таких заважаючих чинників як зазор (а), радіус (б) а також форма вістря на фундаментальні сигнали

Це залежності фундаментальних сигналів $\Delta Q/Q$ та $\Delta f/f_0$ від розглянутих чинників, що заважають. Вони демонструють очікувану властивість до кореляції цих сигналів, наближено характеризовану параметром КВКЛ в виразах [5.25 – 5.27].

Представлені залежності є корисними для всебічної оцінки порушених проблем. В першу чергу, не викликає сумніву, що можливість певного придушення ряду чинників, що заважають в локальній НВЧ діагностиці на

основі АРВП може досягатися шляхом формування розглянутого комбінованого сигналу виміральної інформації.

На рисунку 5.15 наведені характеристики перетворення такого комбінованого сигналу. З їх виду можна зробити висновок, що обговорювана інваріантність має місце тільки за умови малості збурень АРВП об'єктом. Певне, вони не виконуються при $\text{tg}\delta_s \gg 0,1$; $\epsilon_s \gg 10$.

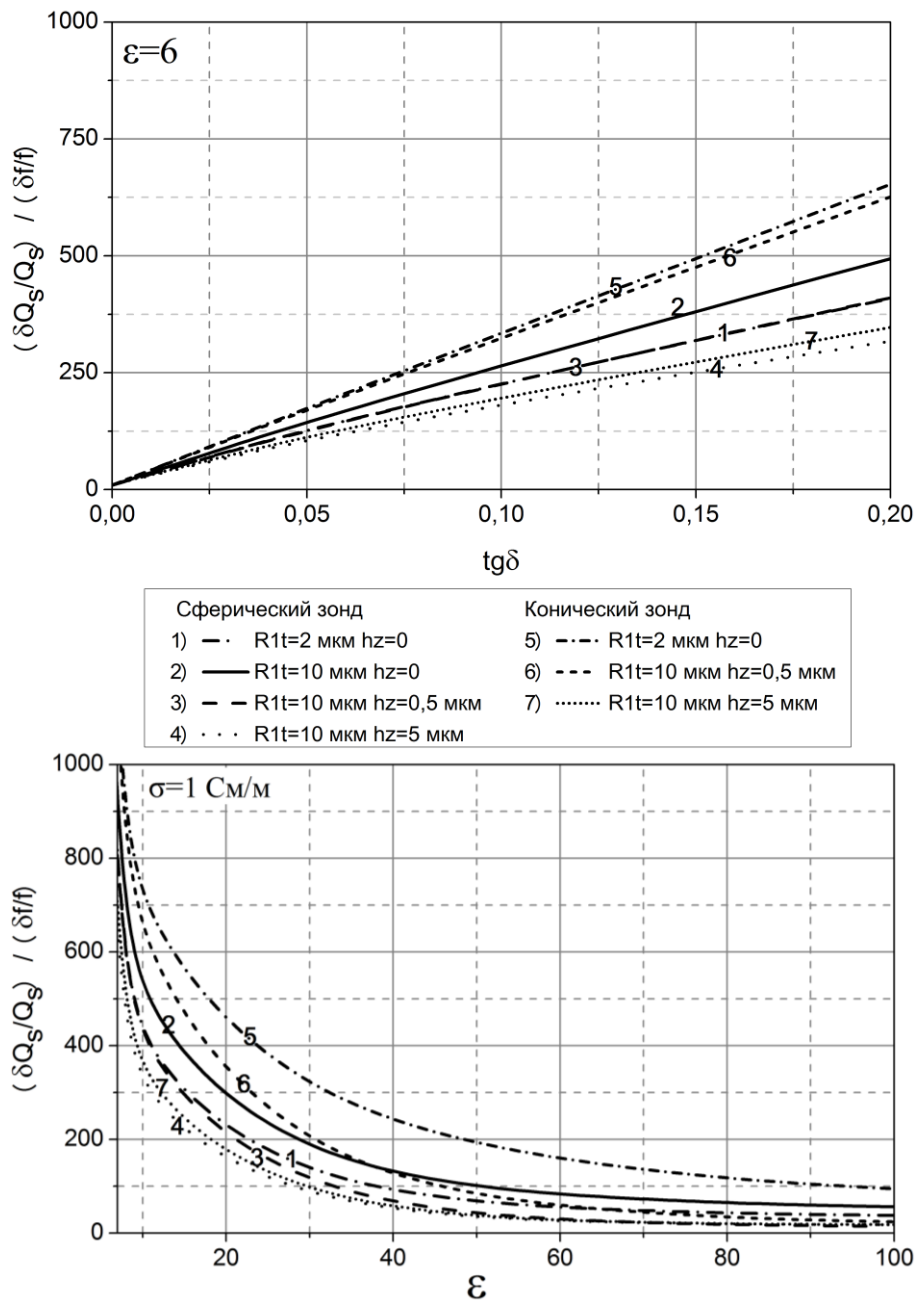


Рисунок 5.15 - Характеристики перетворення комбінованого сигналу при різних формах вістря в залежності від зазору і радіуса вістря

Як уже зазначалося, фундаментальні сигнали Q_0 , ΔQ_s , $\Delta f/f$ зручно виділяти за допомогою АПЧ модуляційного типу. Основним недоліком цього прийому є залежність величини таких сигналів від параметрів НВЧ генератора і детектора, а також від параметрів АПЧ, включаючи рівень модуляції, що використовується в її функціонуванні. Комбіновані сигнали виду $(\Delta Q_s/Q_s)/(\Delta f/f_0)$, та $\Delta(1/Q_s) / (\Delta f/f_0)$, також не позбавлені цього недоліку.

З виразів (5.25, 5.26) випливає, що комбінований сигнал виду $(\Delta Q_s / \Delta Q_s) \cdot Q_0 \cdot (\Delta f / f_0)$ з точністю визначення крутизни синхронного детектора S_d буде інваріантним до значення параметрів НВЧ генератора, детектора та глибини девіації, використовуваної для модуляційної АПЧ. Тому, комбінований сигнал такого типу буде інваріантним як до розглянутих раніше заважаючих факторів електродинамічного походження, так і до заважаючих факторів електронного походження, про які тільки що вище йшлося.

6 ЛОКАЛЬНА МОДИФІКАЦІЯ НАПІВПРОВІДНИКІВ ТА ДІЕЛЕКТРИКІВ

НВЧ нагрів, як було зазначено вище, досліджено ізраїльськими вченими. В їх роботах [2, 280] представлена теорія НВЧ нагріву різних матеріалів з локальністю порядку 1 мм. Однак ця теорія не апробована для високолокального розігріву, тому доцільно більш детально розглянути цей аспект з набагато більшою локальністю [290, 312].

Розвиток високолокального НВЧ теплового впливу дає можливість легування і перелегування, термічного окислення, рекристалізації і відпалу різних матеріалів у при поверхневому шарі об'єкта, в тому числі і плівкових структур з високою локальністю [291, 304, 306].

6.1 Моделювання розподілу температури в об'єктах із суттєвими НВЧ втратами

Теоретичне дослідження особливостей локалізації НВЧ розігріву напівпровідникових і діелектричних об'єктів базується на спільному рішенні електродинамічної і теплової задач для ближнепольових джерел НВЧ випромінювання конусного типу. Детальніше теоретичні основи моделювання НВЧ розігріву були описані в пункті 1.4.1.

На рисунку 6.1 схематично представлено функціональну схему реалізації локального НВЧ нагріву, а також вигляд електродинамічної структури мікромодифікатора.

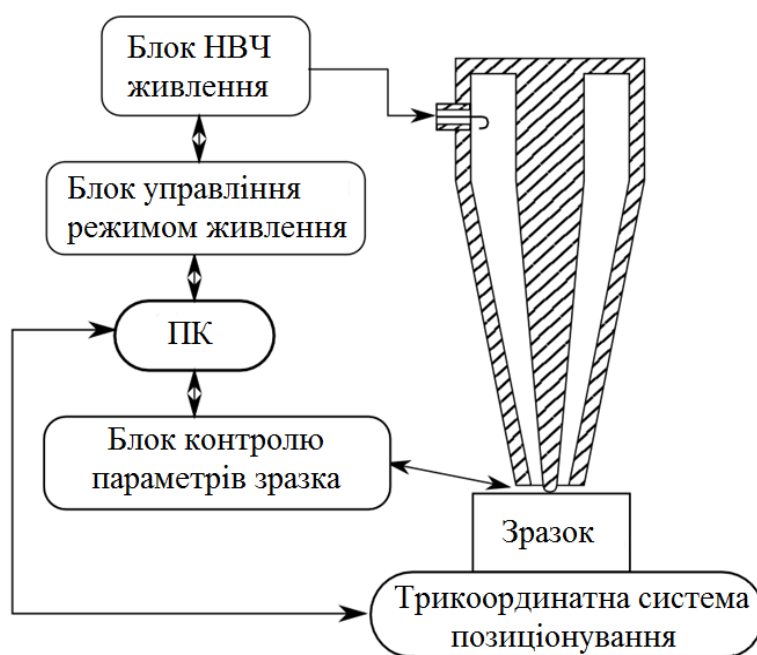


Рисунок 6.1 – Функціональна схема основних вузлів НВЧ мікромодифікатора

В якості локального мікромодифікатора було використано випромінювач на основі конусного коаксіального зонда зі сферичною та плоскою формою вістря. Радіус вістря в даному випадку становить 10 мкм. Об'єктом дослідження є структура "плівка на підкладці".

На рисунку 6.2 та рисунку 6.3 наведена динаміка встановлення просторового розподілу температури під вістрям мікромодифікатора та у

віддалені від цієї точки $r = z = 1$ мкм. Для випадку, коли $r = z = 1$ мкм кількісно відображається часова особливість встановлення температури за рахунок теплопровідності шляхом переносу тепла в вище згадану точку.

Для всіх залежностей характерним є наявність ділянки різкого збільшення температури, після чого вона поступово переходить у режим насичення. З урахуванням того, що в розрахунках не враховувалась залежність від температури електрофізичних та термодинамічних параметрів досліджуваного об'єкта, можна очікувати, що в режимі з загостренням характер росту цих залежностей ймовірно буде більш різкий.

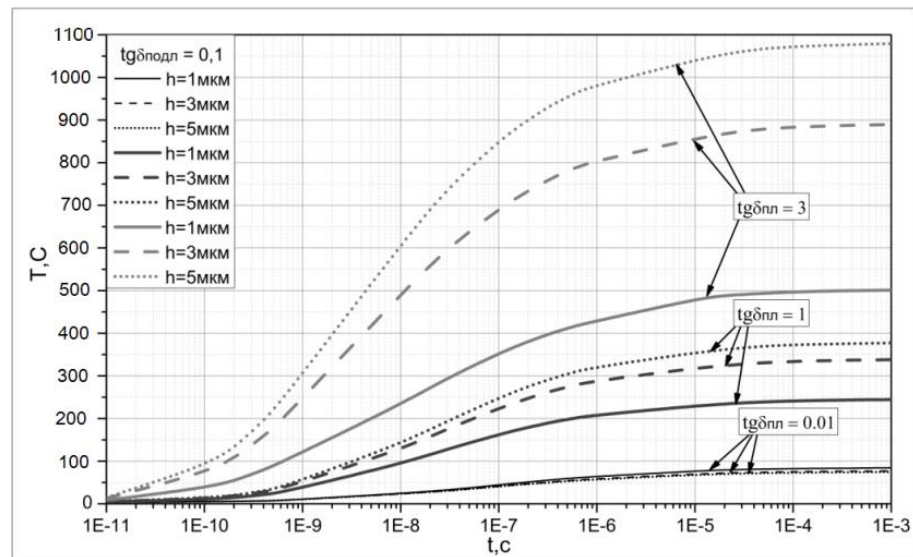


Рисунок 6.2 – Динаміка встановлення температури під центром вістря ($r = 0$; $z = 0$) при різній товщині та $tg\delta$ плівки для сферичного вістря ($P = 100$ Вт;

$$\epsilon_{пл} = \epsilon_{підкл} = 12; tg\delta_{підкл} = 0.1; R_{1t} = 10 \text{ мкм})$$

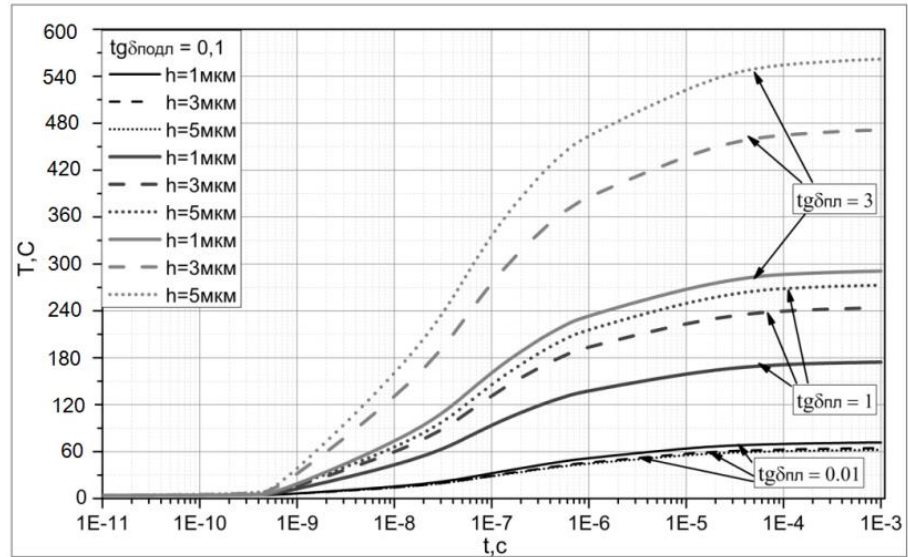


Рисунок 6.3 – Динаміка встановлення температури в точці $r = 1 \text{ мкм}$, $z = 1 \text{ мкм}$ при різній товщині та $\text{tg}\delta$ плівки для сферичного вістря ($P = 100 \text{ Вт}$; $\epsilon_{\text{пл}} = \epsilon_{\text{підкл}} = 12$; $\text{tg}\delta_{\text{підкл}} = 0.1$; $R_{1t} = 10 \text{ мкм}$)

Рисунку 6.4 та рисунку 6.5 демонструють особливості просторового розподілу температури по поверхні об'єкта та по його глибині для декількох значень товщини та $\text{tg}\delta$ плівки. Час впливу випромінювання на об'єкт становить 1 мкс.

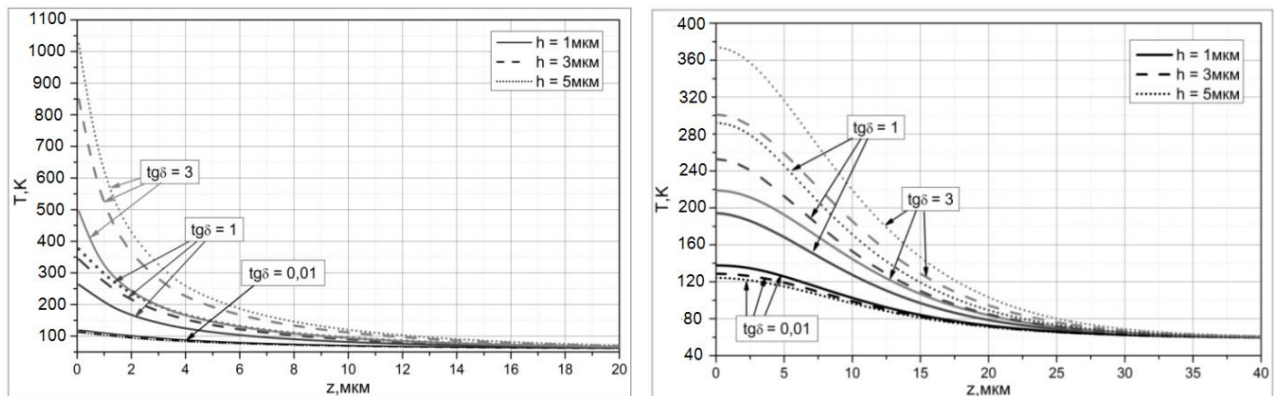


Рисунок 6.4 – Просторовий розподіл температури вглибину об'єкта для сферичного та плоского вістря мікромодифікатора ($P = 100 \text{ Вт}$; $\epsilon_{\text{пл}} = \epsilon_{\text{підкл}} = 12$; $\text{tg}\delta_{\text{підкл}} = 0.1$; $R_{1t} = 10 \text{ мкм}$)

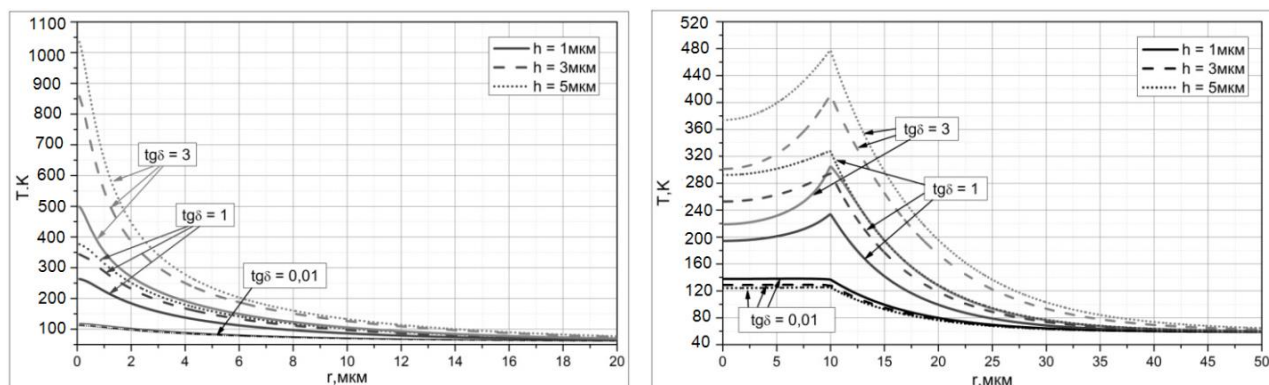
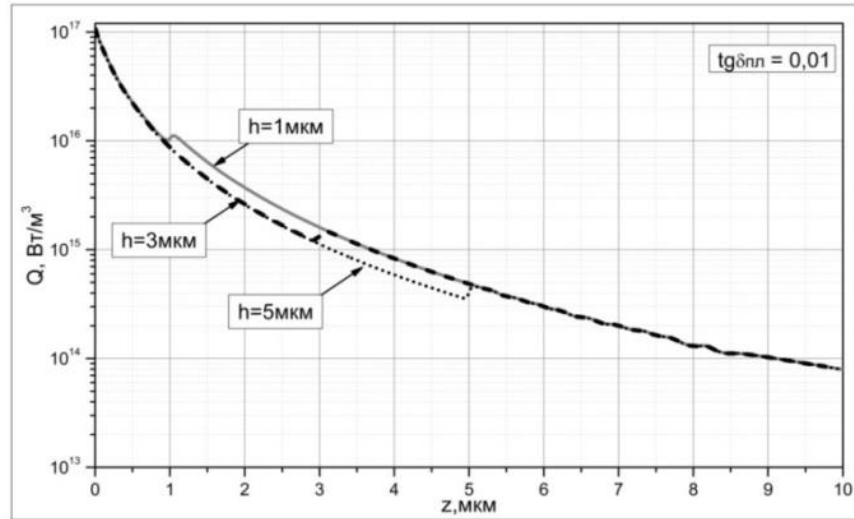


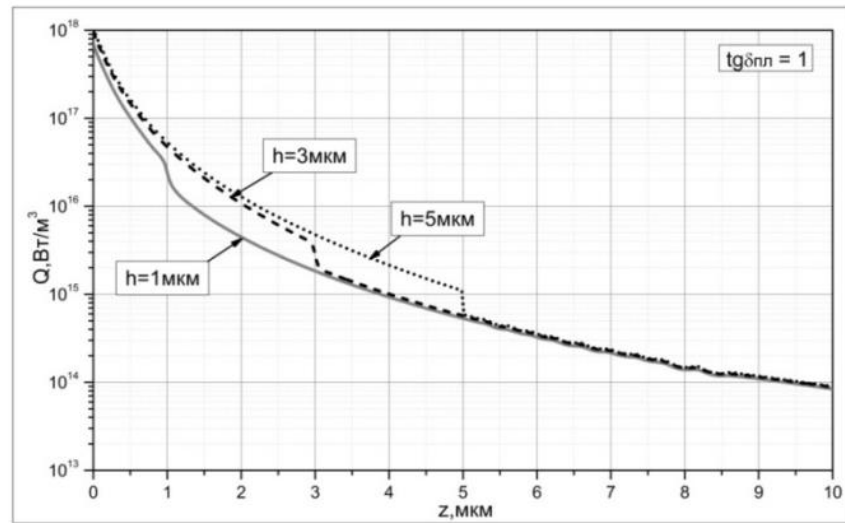
Рисунок 6.5 – Просторовий розподіл температури по поверхні об'єкта для сферичної та плоскої форми вістря ($P = 100$ Вт; $\epsilon_{\text{пл}} = \epsilon_{\text{підкл}} = 12$; $\text{tg}\delta_{\text{підкл}} = 0.1$; $R_{\text{lt}} = 10$ мкм)

Ці результати показують, що $\text{tg}\delta_{\text{пл}} > \text{tg}\delta_{\text{підкл}}$ зі збільшенням товщини плівки та особливо великих значеннях самого $\text{tg}\delta_{\text{пл}}$ температура збільшується, а при $\text{tg}\delta_{\text{пл}} < \text{tg}\delta_{\text{підкл}}$ спостерігається обернена залежність. Це пов'язано з тим, що в другому випадку основний вплив НВЧ випромінювання приходить на підкладку. Для мікромодифікатора з плоскою формою вістря температура значно менше, ніж для вістря у вигляді напівсфери. Це пов'язано з тим, що в першому випадку електричне поле має "трубчастий" характерта концентрується під периферією вістря. З рисунку 6.5 бачимо, що розподіл температури якісно повторює розподіл НВЧ поля [281].

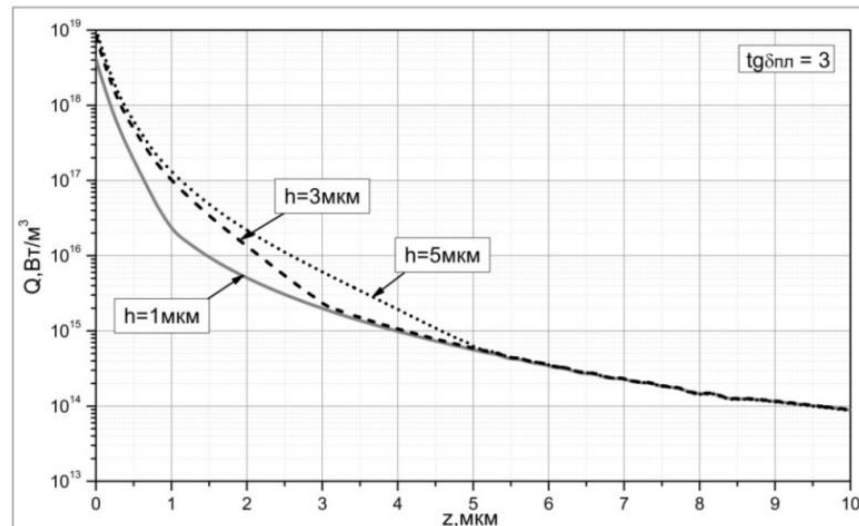
Розподіл теплових джерел, які створюються у зразку НВЧ модифікатором з вістря у вигляді напівсфери, при різних значеннях товщини плівки та $\text{tg}\delta_{\text{пл}}$, в тому числі з високими втратами, представлено на рисунку 6.6 - 6.8. Час впливу НВЧ випромінювання $\tau = 1$ мкс.



а



б



в

Рисунок 6.6 – Характер розподілу НВЧ тепловиділення вглибину об'єкта для різної товщини плівки при $\text{tg}\delta = 0,01$ (а), $\text{tg}\delta = 1$ (б), $\text{tg}\delta = 3$ (в) ($P = 100$ Вт;

$$\epsilon_{\text{пл}} = \epsilon_{\text{підкл}} = 12; \text{tg}\delta_{\text{підкл}} = 0,1; R_{1t} = 10 \text{ мкм})$$

З цих результатів випливає, що величина тепловиділення в плівці прямопропорційна тангенсу кута діелектричних втрат в ній. На межі розділу плівки та підкладки при $\text{tg}\delta_{\text{пл}} < \text{tg}\delta_{\text{підкл}}$ спостерігається збільшення тепловиділення, а при $\text{tg}\delta_{\text{пл}} > \text{tg}\delta_{\text{підкл}}$ – зменшення. Для $\text{tg}\delta_{\text{пл}} \gg \text{tg}\delta_{\text{підкл}}$ розмежування між шарами структури менш помітно. Характер розподілу НВЧ тепловиділення в підкладці практично не залежить від електрофізичних параметрів плівки. Іншими словами енергетика поля в підкладці на деякій постійній відстані від вістря не залежить від електричних параметрів плівки.

Відчутний вплив НВЧ втрат на тепловиділення для плоскої форми вістря модифікатора наведено на рисунку 6.7,б в порівнянні з тепловиділенням при низьких втратах (рисунок 6.7,а). При $\text{tg}\delta_{\text{пл}} < \text{tg}\delta_{\text{підкл}}$ на визначеній відстані від центра вістря, яке дорівнює товщині плівки, маємо різкий скачок збільшення тепловиділення. Для $\text{tg}\delta_{\text{пл}} > \text{tg}\delta_{\text{підкл}}$ тепловиділення має різкий спад. В першому випадку максимальне значення тепловиділення властиве найменшому значенню товщини плівки. В другому випадку збільшення товщини епітаксильної плівки призводить до збільшення тепловиділення. Це пов'язано з тим, що при $\text{tg}\delta_{\text{пл}} < \text{tg}\delta_{\text{підкл}}$ втрати в підкладці перевищують втрати в плівці.

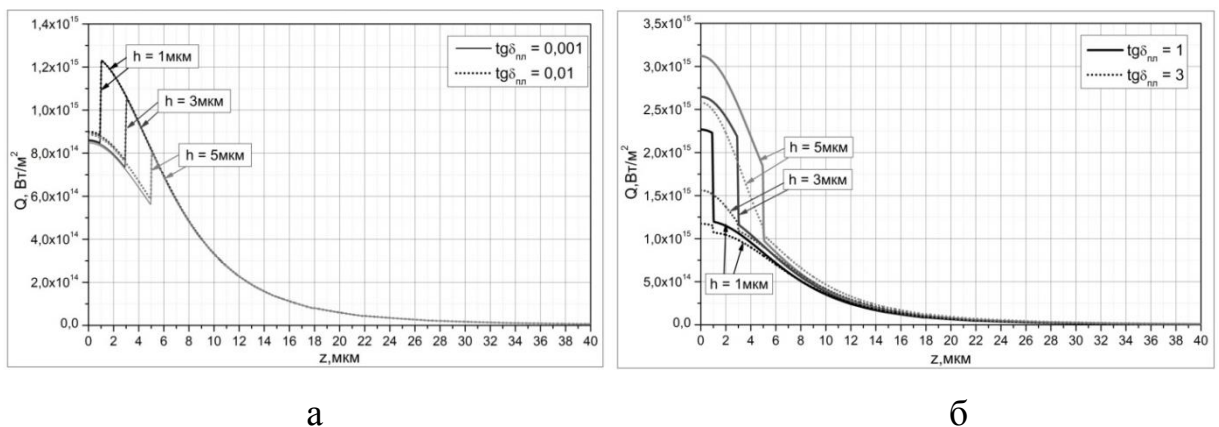


Рисунок 6.7 – Просторовий розподіл НВЧ тепловиділення вглиб об'єкта при $\text{tg}\delta_{\text{пл}} \ll \text{tg}\delta_{\text{підкл}}$ (а) и $\text{tg}\delta_{\text{пл}} \gg \text{tg}\delta_{\text{підкл}}$ (б) для різноманітної товщини плівки

Таким чином значні НВЧ втрати як в плівці, так і в підкладці, призводять до суттєвого тепловиділення, а отже до більш високого нагріву матеріалу об'єкта.

6.2 Залежність локального НВЧ нагріву від параметрів об'єкта

Дослідження виконувалися на робочій частоті НВЧ модифікатора $f = 8$ ГГц. Потужність на вхідному порту становила 10 Вт. НВЧ вплив здійснювався поодиноким імпульсом з тривалістю від 10^{-8} до 10^{-3} с. Радіус вістря НВЧ модифікатора $R_{1t} = 10$ мкм. Об'єктом дослідження є тонка плівка на підкладці, параметри якої мають такі значення: питома теплоємність $C_{\text{підкл}} = 703$ Дж / (кг·К); питома теплопровідність $\lambda_{\text{підкл}} = 163$ Вт / (м·К); діелектрична проникність $\epsilon_{\text{підкл}} = 12$. Зазор між вістрям модифікатора і об'єктом вважався нульовим. Також нехтували тепловідведенням модифікатора.

Невід'ємною частиною рішення теплової задачі є дослідження просторового розподілу теплових джерел. На рисунку 6.8 в якості кількісного прикладу представлено розподіл тепловиділення в плівці різної товщини ($h_{\text{пл}}$) при двох значеннях $\text{tg}\delta$ матеріалу плівки, що істотно відрізняються. Очевидна його відповідність розподілу напруженості НВЧ поля модифікатора [281] і сильна залежність від $\text{tg}\delta_{\text{пл}}$. Відзначимо також, що тепловиділення в даному випадку, подібно лазерному, практично без інерційне на відміну від інших способів нагріву. Однак, розподілом його по глибині можна управляти, вибираючи різний конструктив модифікатора.

Встановлення температури в плівці і підкладці є інерційним процесом. На рисунку 6.9 показана характерна кінетика її наростання. В даному випадку вона істотно залежить від товщини та теплопровідності плівки, а також від теплопровідності підкладки.

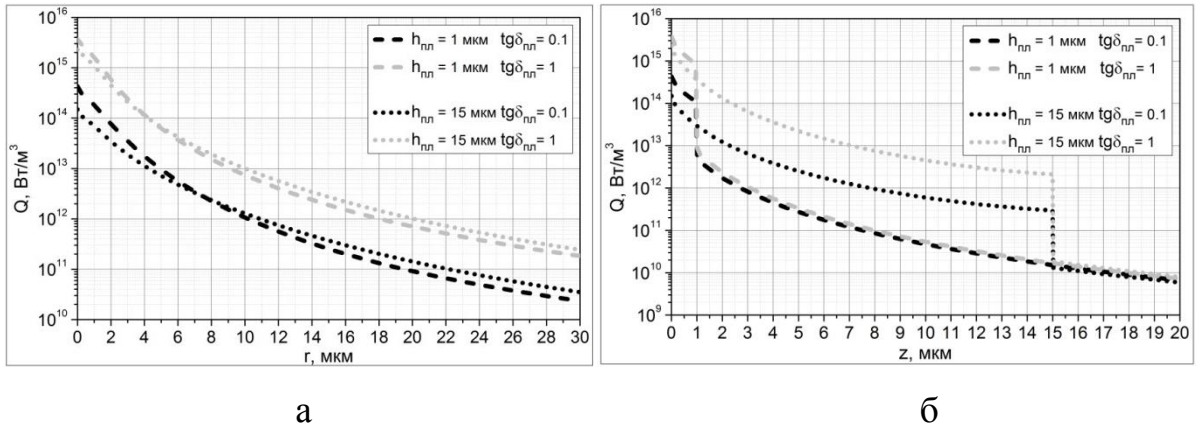


Рисунок 6.8 – Вплив товщини плівки і $tg\delta_{пл}$ на розподіл тепловиділення по поверхні об'єкта (а) і по його глибині (б)

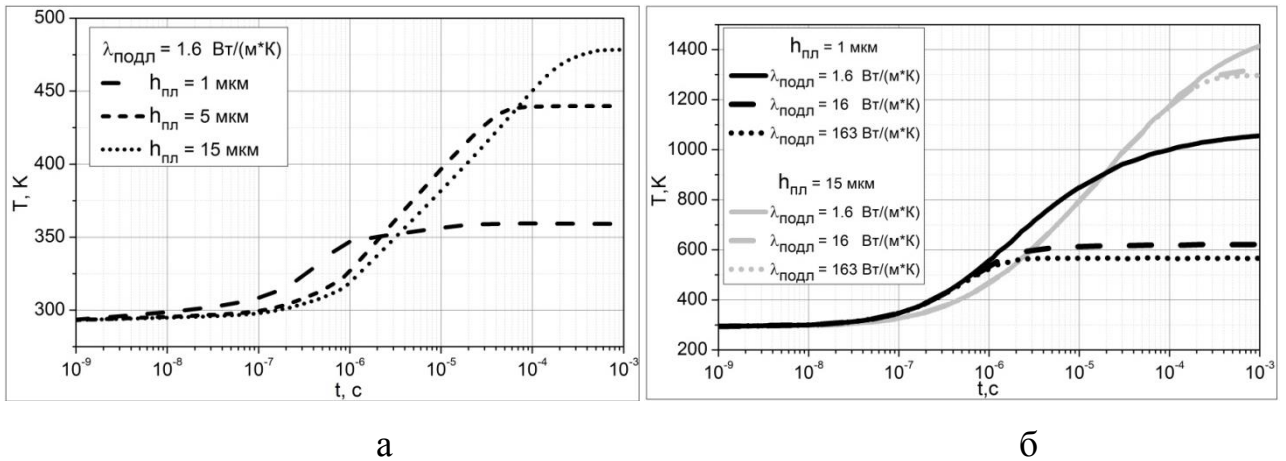


Рисунок 6.9 – Кінетика встановлення просторового розподілу температури

Зменшення температури, що встановлюється в плівці при зменшенні її товщини (не дивлячись на слабкі зміни тепловиділення) пояснюються збільшенням тепловідведення підкладки. При зменшенні теплопровідності останньої вплив товщини плівки зменшується. Цей ефект також послабляється при зменшенні теплопровідності плівки [325].

Специфіка впливу параметрів плівки на просторовий розподіл температури показана на рисунку 6.10 та 6.11 Розподіл температури по товщині плівки (рисунку 6.10 та 6.11,б) крім вже порушеного вище аспекту показує, що значення діелектричної проникності плівки також істотно впливає на величину температури, що встановлюється, і не проявляється в її розподілі. Це

пояснюється просторовим рознесенням тепловиділення і теплових втрат, які істотно залежать від теплопровідності та не пов'язані з діелектричною проникністю матеріалу. У сукупності розподіл цих процесів по товщині плівки буде визначатися впливом підкладки, яке при її значній теплопровідності погіршує локальність НВЧ нагріву та ефективність модифікації в цілому.

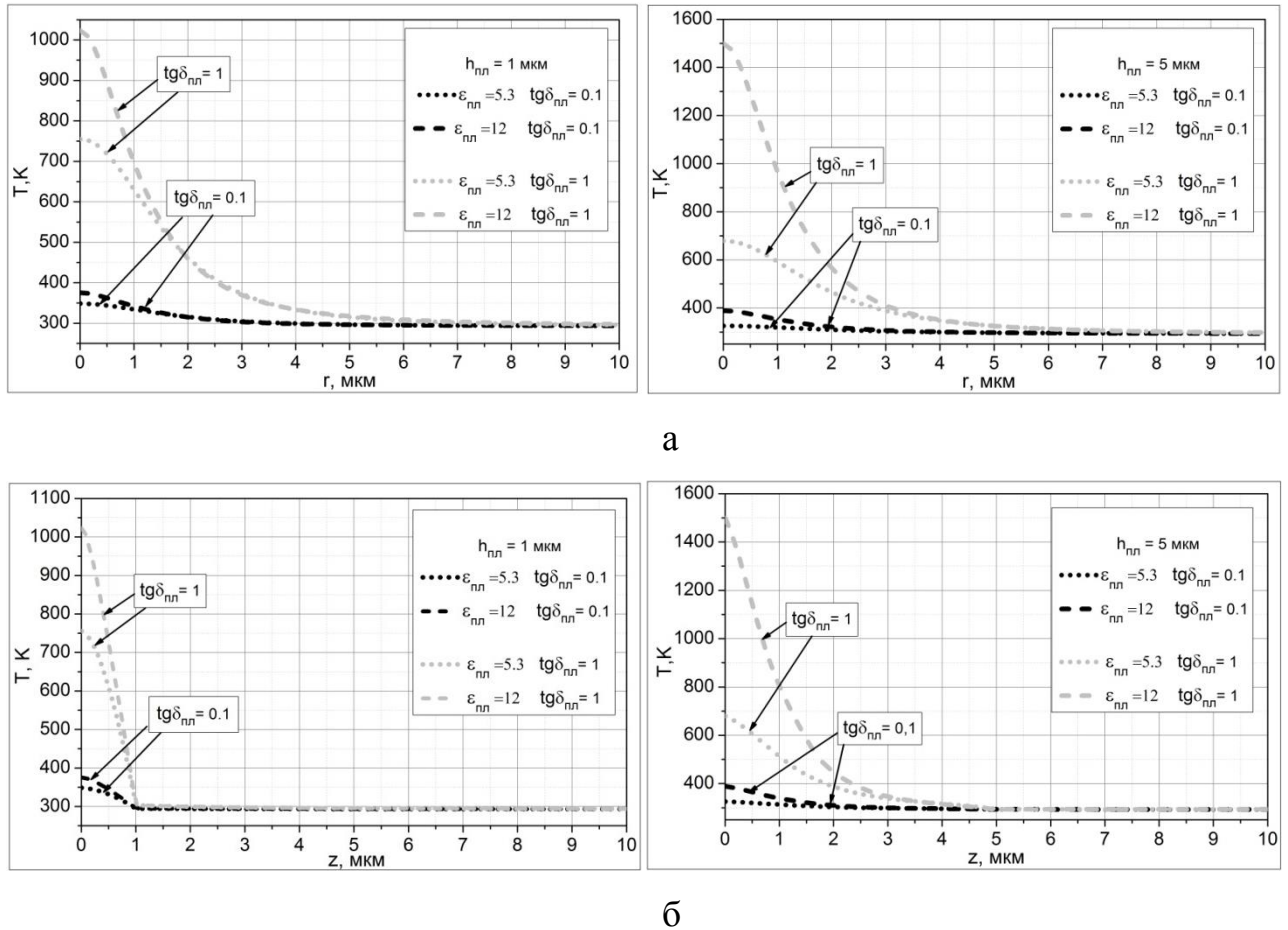


Рисунок 6.10 – Просторовий розподіл температури по поверхні (а) і по глибині об'єкта (б) ($R_{1t} = 10$ мкм, $\lambda_{пл} = 1.14$ Вт / (м · К), $C_{пл} = 859$ Дж / (кг·К), $\tau = 10$ мкс)

Розподіл температури по радіусу (по площині плівки), що представлені на рисунку 6.11 характеризують поперечну локалізацію НВЧ розігріву. Гранична її можливість в першу чергу визначається локалізацією тепловиділення (рисунок 6.8,а). Однак, теплопровідність матеріалу плівки дуже суттєво нівелює

вихідну локалізацію розігріву. При цьому зазначений ефект проявляється особливо сильно при збільшенні товщини плівки.

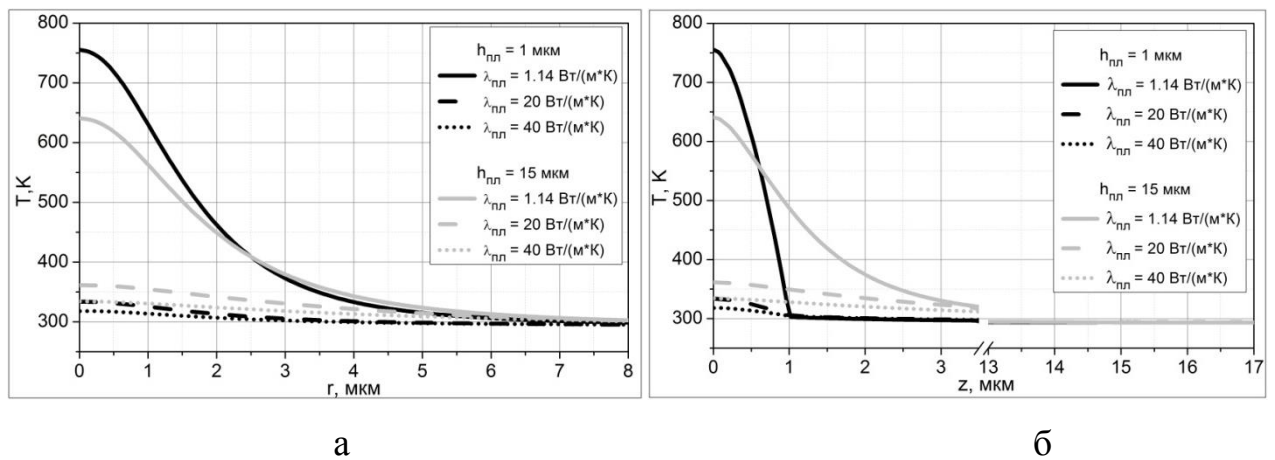


Рисунок 6.11 – Вплив теплопровідності плівки на розподіл температури по поверхні (а) і по глибині об'єкта (б) ($R_{lt} = 10 \mu m$, $\text{tg}\delta_{пл} = 1$, $C_{пл} = 859 \text{ Дж / (кг}\cdot\text{К)}$, $\tau = 10 \text{ мкс}$, $\epsilon_{пл} = 5.3$)

6.3 Вплив геометрії вістря на розподіл температури під час НВЧ нагріву

Конструктив НВЧ випромінювача в першу чергу впливає на величину й просторовий розподіл НВЧ поля в об'єкті. Для ближньопольових НВЧ випромінювачів з коаксіальною апертурою першорядне значення має геометрія вістря центрального провідника у відкритій частині коаксіалу. Важливі кількісні уявлення про локалізацію НВЧ нагріву дають результати моделювання що представлені на рисунку 6.12,а,б. Вони отримані для мікромодифікатора з різною формою вістря внутрішнього стержня коаксіала в апертурі і для двох значень його діаметра. Величина тепловиділення контролюється значенням ϵ і $\text{tg}\delta$ матеріалу об'єкта. Зокрема, дані, що приведені на рисунку 6.12 отримані при $\epsilon = 12$; $\text{tg}\delta = 1$; $C_p = 700 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$; $k = 130 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$; $\rho = 2329 \text{ кг/м}^3$, що відповідають кремнію, $R_{пит} = 500 \text{ Вт}$.

Дуже характерна та обставина, що щільність тепловиділення вище при сферичній формі вістря і найсильніше локалізується в його центрі, на відміну від плоского вістря, для якого локалізація відбувається на периферії.

Очевидно, що щільність НВЧ тепловиділення істотно просторово неоднорідна і відображає розподіл ближнього поля в апертурі модифікатора. Крім того, зауважимо, що, як показали окремі дослідження [282], зазор між вістрям і об'єктом дуже сильно зменшує величину тепловиділення по глибині об'єкта. Найбільш сильні зміни мають місце вже при досить малих зазорах. Для мікронних перетинів вістря зменшення тепловиділення відбувається більш ніж на порядок при величині зазору більше 0.5 мкм і практично не спотворює характеру поперечного розподілу тепловиділення.

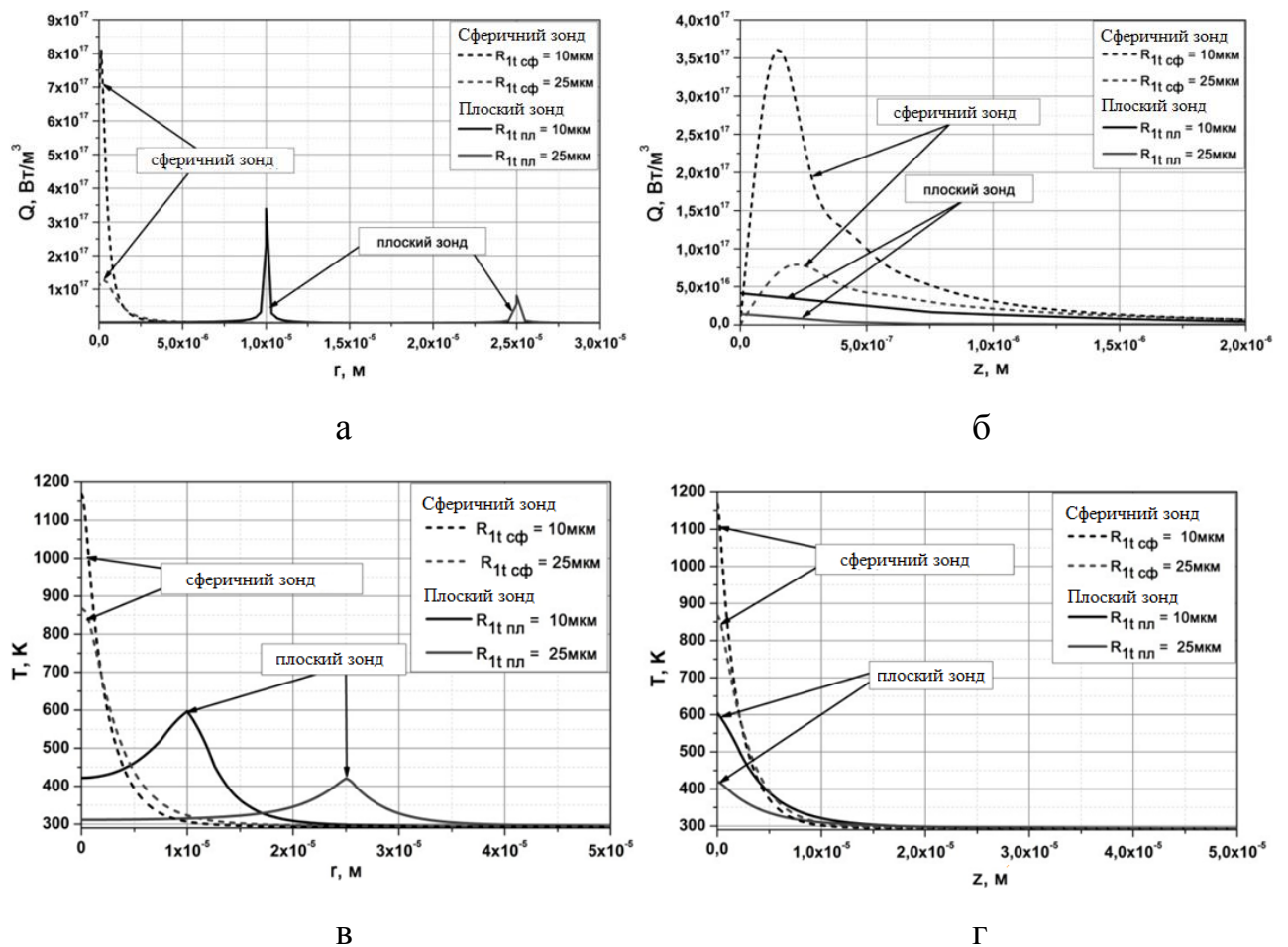


Рисунок 6.12 – Розподіл тепловиділення (а, б) та температури (в, г) в об'єкті для сферичного та плоского зондів на поверхні (а, в) і в глибину (б, г)

З урахуванням наведених на рисунку 6.12,а,б даних слід припускати, що кінетика наростання температури в об'єкті буде різною в різних його точках.

Характерними можна вважати точки на поверхні ($z = 0$) і в глибині ($z = R_{lt}$), а також в центрі і на периферії вістря: $r = 0$ і $r = R_{lt}$.

Більш детально особливості просторового розподілу температури представлені на рисунку 6.13 для сферичної та плоскої форми вістря мікрomodифікатора. Ці результати отримані при часі впливу більше необхідного для встановлення динамічної рівноваги ($t = 1$ мкс). Для сферичної форми вістря мікрomodифікатора розміри області нагрівання суттєво менше залежать від радіуса R_{lt} у порівнянні із плоскою формою. При цьому для плоскої форми характерне досягнення менш високих температур у порівнянні зі сферичним вістрям.

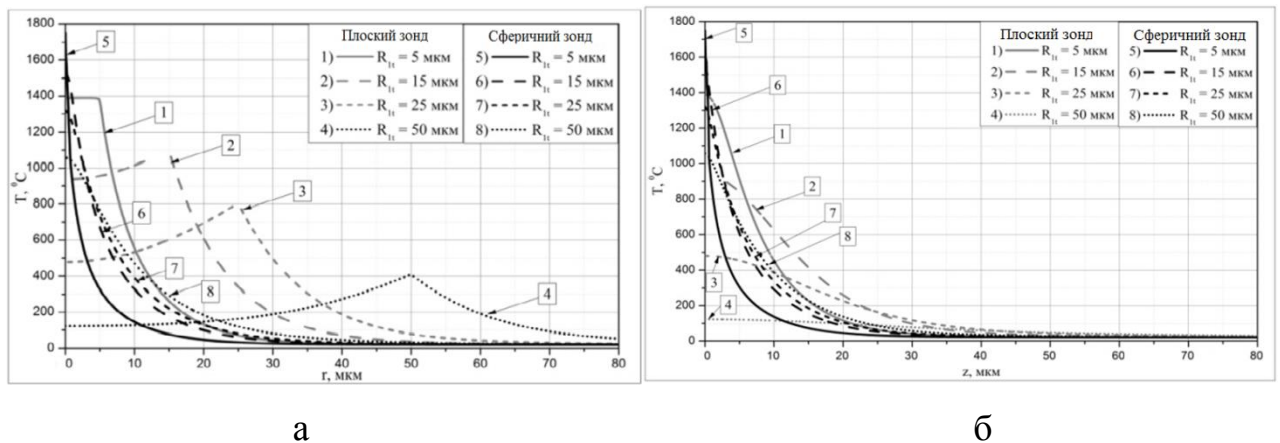


Рисунок 6.13 – Просторовий розподіл температури по поверхні об'єкта (а) і по його глибині уздовж осі (б) для різних значень радіуса сферичного та плоского вістря модифікатора

Можна стверджувати, що, як і для СММ, локальність впливу поліпшується при зменшенні R_{lt} і особливо суттєво для сферичної форми вістря.

Графіки на рисунку 6.14 характеризують залежності максимальних значень усталеної температури в точці під вістрям модифікатора від перетину вістря мікрomodифікатора для матеріалу з $\varepsilon=12$, $\text{tg}\delta=1$.

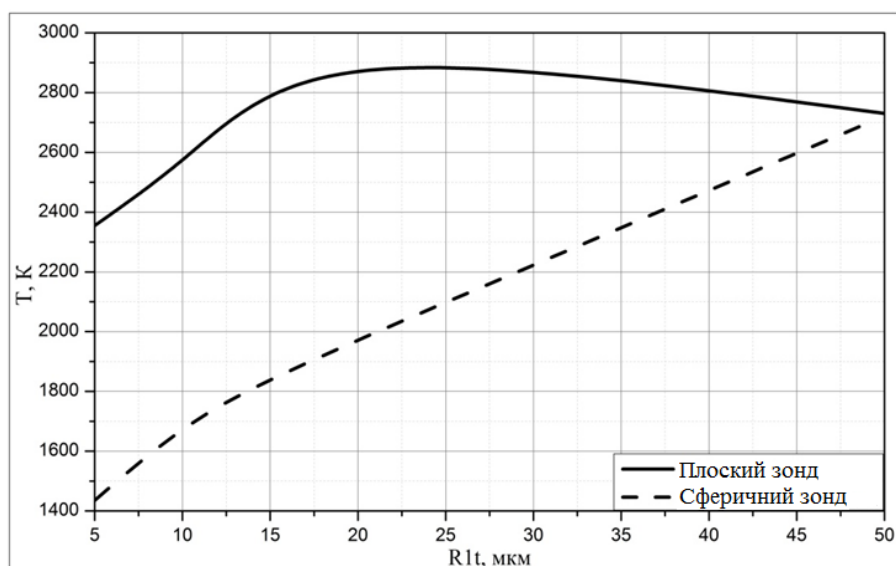


Рисунок 6.14 – Залежності температури за час 0,1с для різних значень форми та перетину вістря

6.4 Кінетика локального НВЧ нагріву

На початку досліджень важливо оцінити кількісно деякі фундаментальні процеси встановлення температури. Зокрема, фізично очевидно, що при імпульсному збудженні НВЧ мікромодифікатора виділення тепла буде миттєво локалізуватися в об'єкті під ним, а значення температури збільшуватися відповідно до значення теплоємності матеріалу, його питомою щільністю і об'ємом локалізації НВЧ випромінювання. Чим менше ці величини, тим швидше буде наростати температура в зазначеному об'ємі. Окремий відбиток буде накладати крутизна фронту імпульсу, що збуджує [299].

Наряду з цим процесом будуть діяти процеси відведення тепла за рахунок теплопровідності матеріалу і конвекції його в навколишнє середовище. Вони делокалізують мікрохвильовий нагрів в об'єкті і послаблюють підвищення температури в ньому.

На рисунку 6.15 наведено кількісно вигляд кінетики наростання температури в пластині кремнію в зазначених точках для різних форм вістря. На рисунку 6.15, в крім того наведена кінетика наростання для сферичного вістря радіусом 10 мкм при різних значеннях теплопровідності матеріалу і в двох точках на зразку: безпосередньо під зондом в точці зіткнення і на

видаленні 3 мкм від нього по поверхні. Характерним є те, що зі збільшенням теплопровідності швидкість росту і величина температури збільшується пропорційно.

Дані рисунок 6.16 ілюструють локалізацію температури при сферичній формі вістря для різної тривалості збуджуючого імпульсу [320]. З них зрозуміло, що величина температури, що встановлюється, і її локалізація протилежно залежать від часу впливу. Також з рисунку 6.15 та рисунку 6.16 очевидно, що на делокалізацію температури в першу чергу впливає теплопровідність матеріалу. Його теплоємність впливає на початкову швидкість наростання температури.

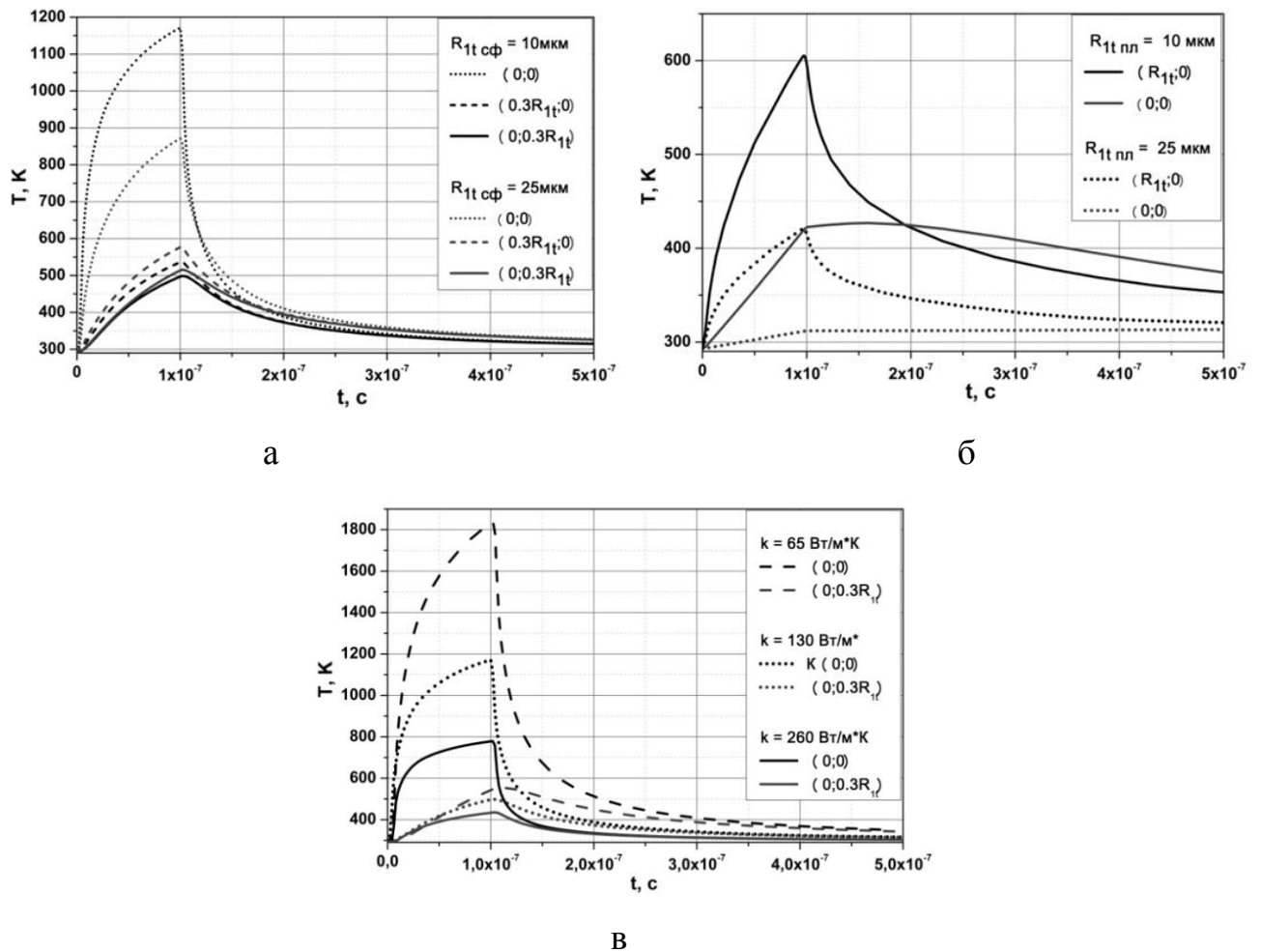


Рисунок 6.15 – Кінетика розподілу температури у зразку для сферичного (а) і плоского (б) вістря мікромодифікатора а, в – залежність від теплопровідності зразка

Як впливає із рисунку 6.16 зі зменшенням радіуса вістря R_{1t} досяжна температура зростає. У підсумку, для підвищення локальності і швидкодії НВЧ мікромодифікатора слід зменшувати радіус вістря R_{1t} . Питання про нижнє допустиме його значення пов'язане з урахуванням умов НВЧ пробою і вимагає окремих досліджень.

Представлені на рисунку 6.15 і 6.16 результати оцінки кінетики НВЧ локального нагріву показують, що тривалість утримання заданого значення температури і локалізації розігрітої області є окремою проблемою. Зі збільшенням часу утримання заданої температури область розігріву розтікається. Зняття цієї проблеми, очевидно, можливо вибором спеціального режиму живлення НВЧ мікромодифікатора.

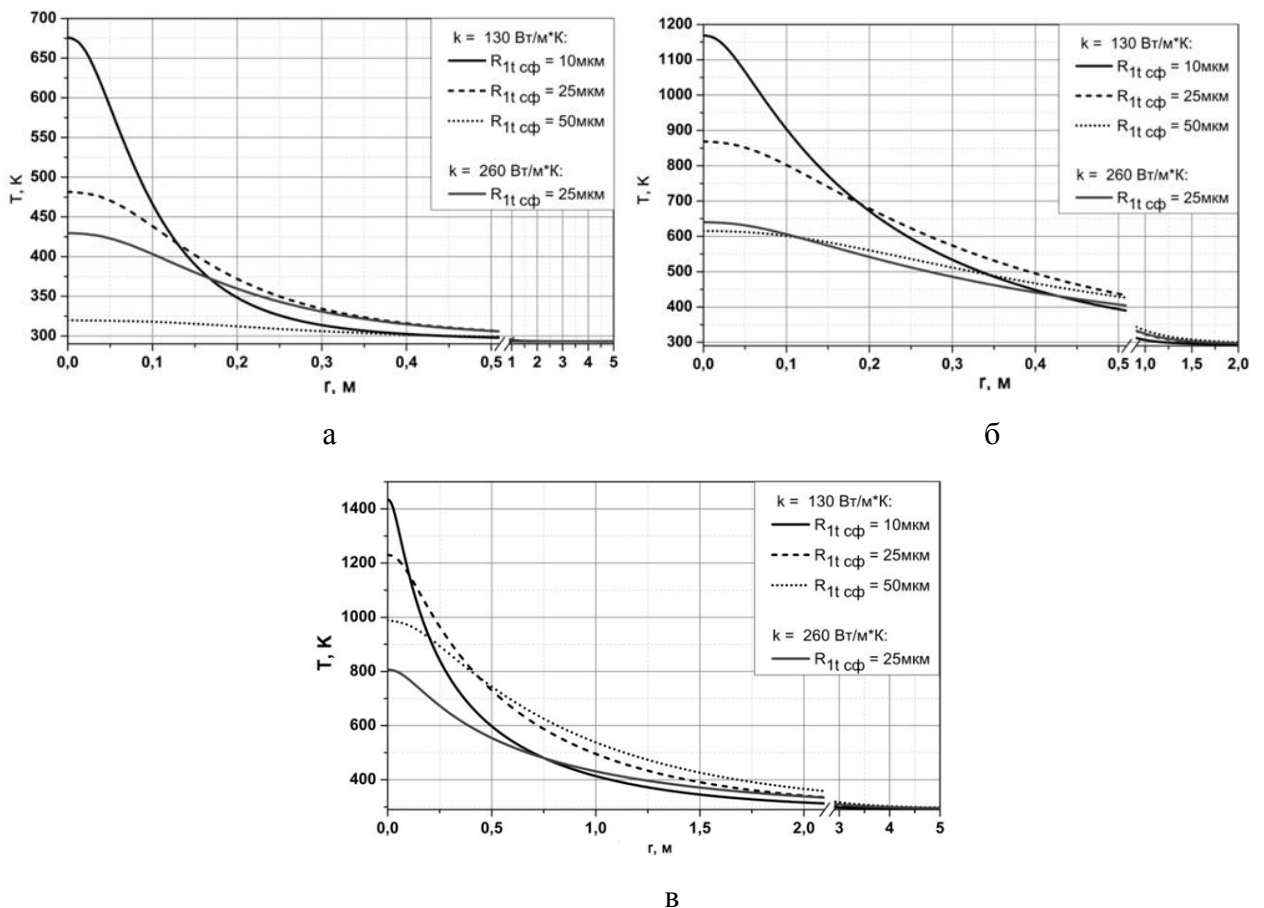


Рисунок 6.16 – Розподіл температури по поверхні зразка при різних радіусах сферичного вістря для різної тривалості імпульсу: (а) 10 нс; б) 100 нс; (в) 1 мкс

На рисунку 6.17 показані результати дослідження кінетики при складному тимчасовому режимі, що включає наявність часового інтервалу початку виводу на задану температуру $t_{\text{нач}}$ і подальшого утримання $t_{\text{удерж}}$. На ділянці утримання НВЧ живлення мікромодифікатора здійснюється послідовністю коротких імпульсів з оптимальною тривалістю і скважністю [307]. Необхідна оптимізація здійснюється з урахуванням значення теплоємності і теплопровідності матеріалу за критеріями утримання заданої температури і локальності.

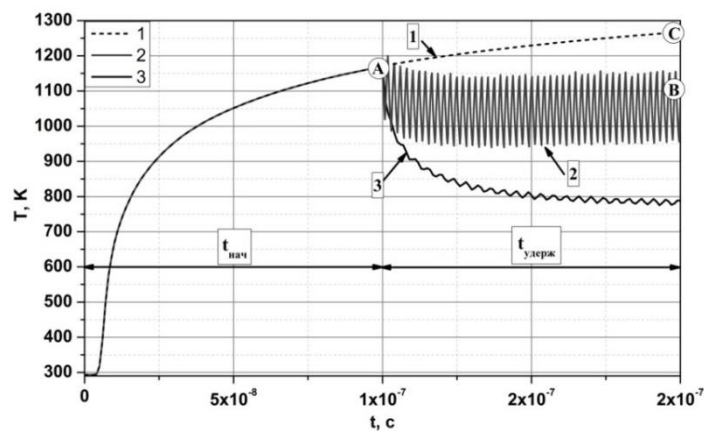


Рисунок 6.17 – Кінетика росту температури при різному часовому режимі (1 – моноімпульсне живлення 500 Вт; 2 – комбіноване живлення: $P_{\text{нач}} = 500$ Вт; $P_{\text{удерж}} = 650$ Вт; 3 – комбіноване живлення: $P_{\text{нач}} = 500$ Вт; $P_{\text{удерж}} = 500$ Вт) моноімпульсного живлення 500 Вт; 2 - комбіноване живлення: $P_{\text{нач}} = 500$ Вт і $P_{\text{удерж}} = 650$ Вт; 3 - комбіноване живлення ($P_{\text{нач}} = 500$ Вт і $P_{\text{удерж}} = 500$ Вт)

Представлення про виникаючі втрати локальності при збільшенні часу утримання заданої температури дають результати дослідження просторового розподілу температури для двох значень часу утримання, що представлені на рисунку 6.18.

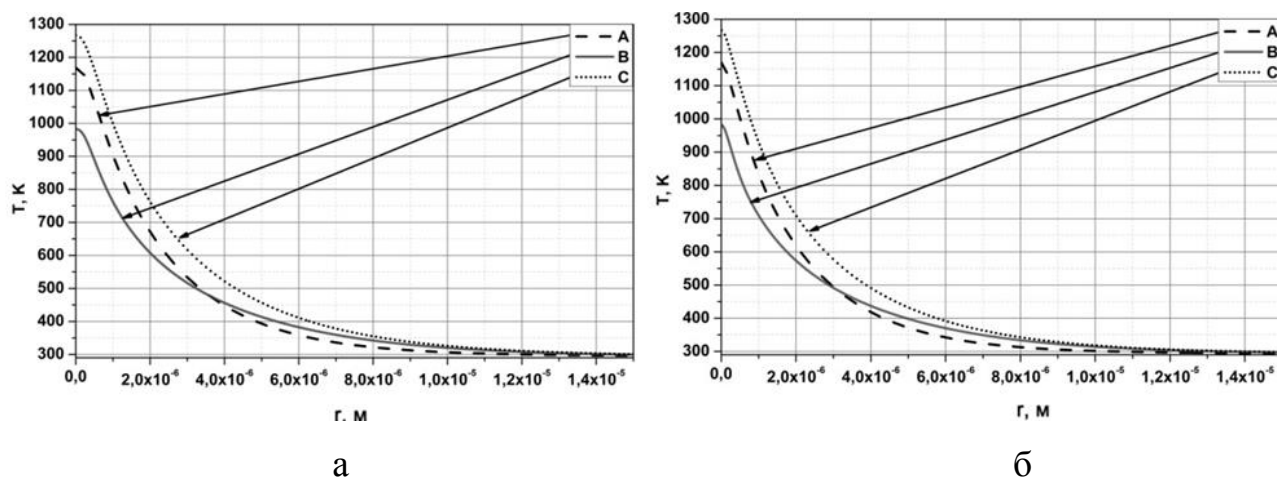


Рисунок 6.18 – Порівняння розподілу температури по поверхні (а) і по глибині (б) об'єкта при різних режимах живлення (А, С – моноімпульсний при $t = t_{\text{нач}}$; В – комбінований)

З представлених даних можна зробити попередній висновок про те, що використання комбінованого живлення частково знімає проблему, що обговорювалася [327].

6.4 Врахування температурної залежності параметрів об'єкта

У попередніх дослідженнях не враховувались залежності електрофізичних та теплових параметрів матеріалу як об'єкта так і резонатора від температури. Тому доцільно виконати моделювання структури "плівка на підкладці" з урахуванням вищезгаданих залежностей.

Матеріал підкладки – Si з $\epsilon_{\text{підкл}} = 12$. На рисунку 6.19 приведені температурні залежності теплоємності та теплопровідності кремнію відповідно. Значення електропровідності кремнію варіювалося дискретно від 1 до 200 См/м. Матеріал плівки – Se з $\epsilon = 7$, $\lambda = 0.52$ Вт/(м·К). Залежності теплоємності та електропровідності селена наведені на рисунку 6.22 від температури відповідно. Для Cu температурні залежності представлені на рисунку 6.21.

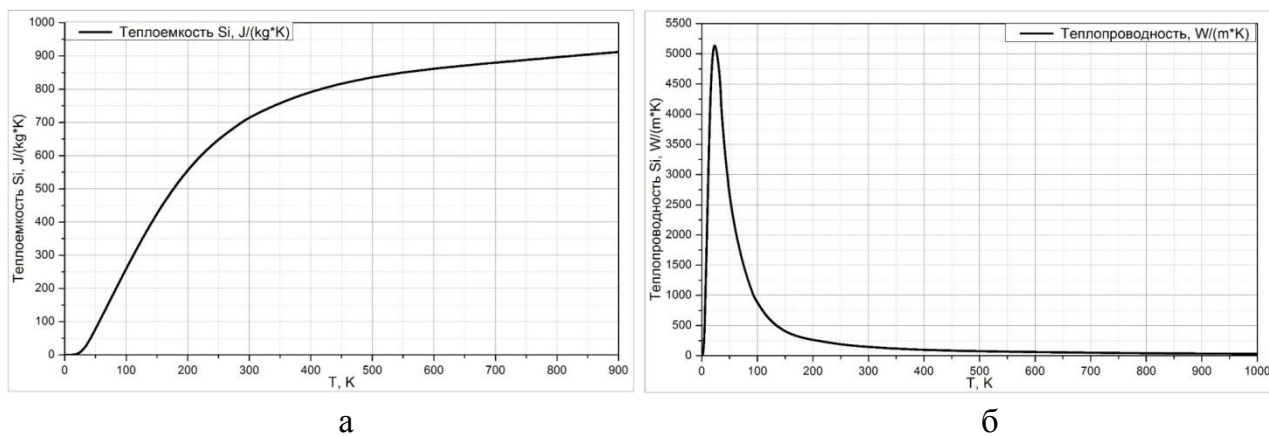


Рисунок 6.19 – Температурні залежності теплоємності (а) та теплопровідності (б) Si від температури

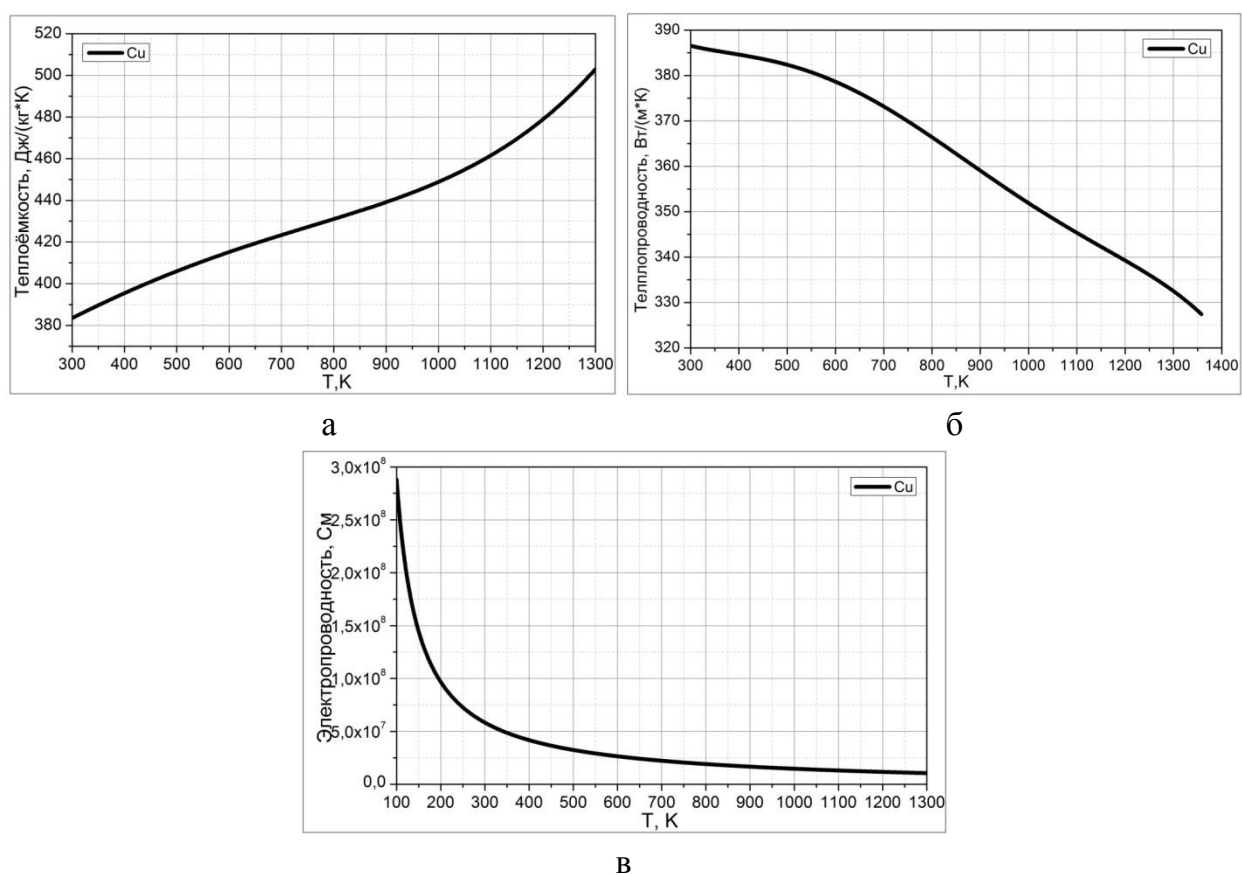


Рисунок 6.20 – Температурна залежність теплоємності (а), теплопровідності (б) та електропровідності (в) Cu від температури

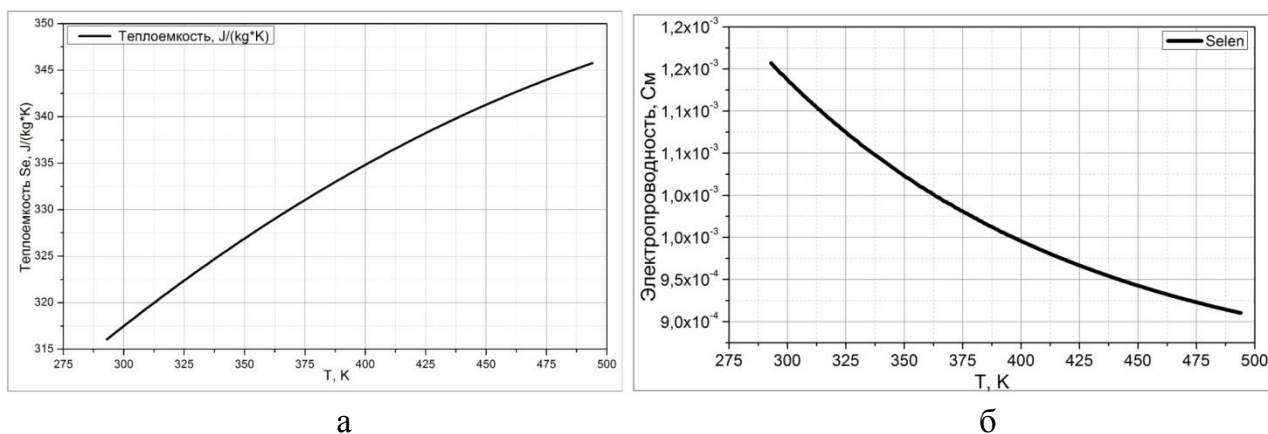


Рисунок 6.21 – Вплив температури на теплоємність (а) та електропровідність (б) Se

На рисунку 6.22 приведено графік залежності досяжної температури від часу впливу НВЧ випромінювання. Як видно з рисунку 6.22,б температура в підкладці зростає значно швидше, ніж в плівці, що свідчить про більш високе поглинання НВЧ енергії підкладкою. Як результат, нагрів плівки відбувається переважно від підкладки. Також можна помітити суттєвий вплив величини електропровідності плівки селену на значення температури в структурі. Більш детально цю особливість показує рисунок 6.23.

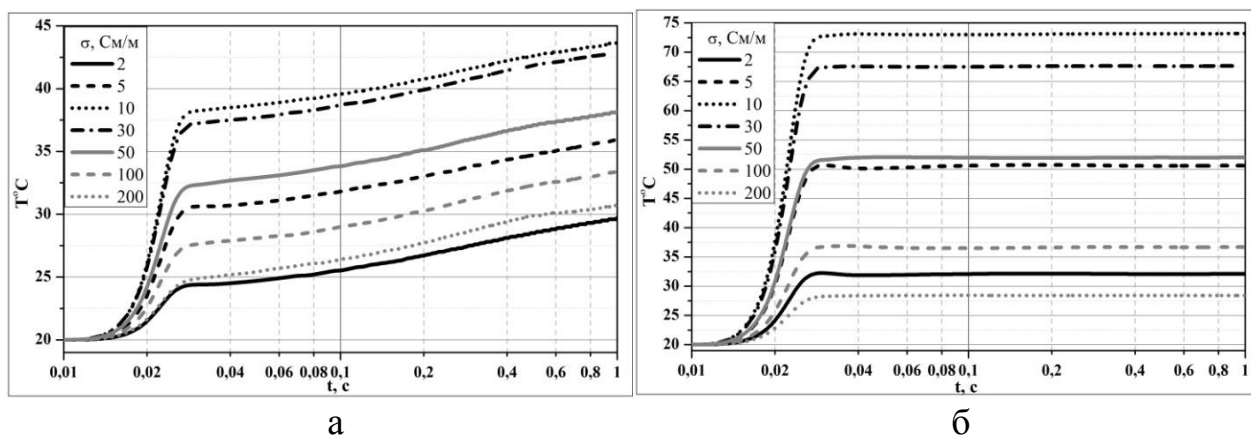


Рисунок 6.22 – Кінетика росту температури в плівці (а) Se та підкладці з Si (б) при різних величинах електропровідності Se

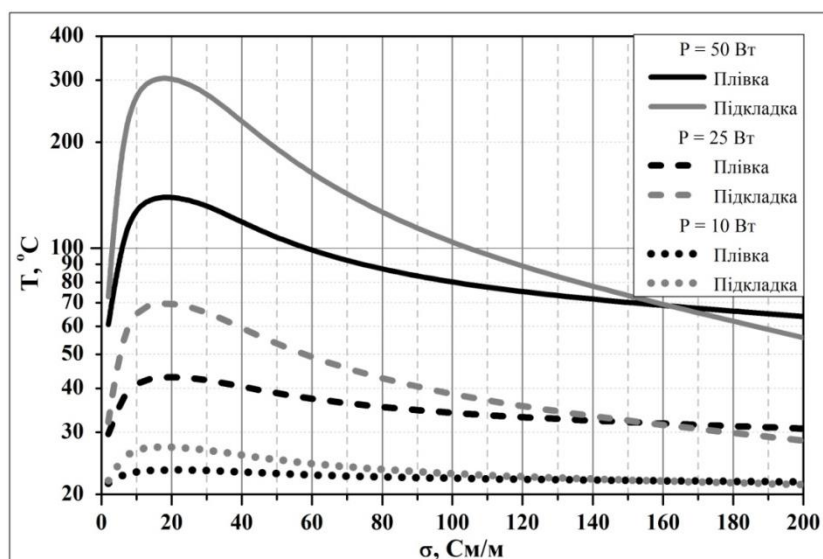


Рисунок 6.23 – Вплив електропровідності плівки Se на досягнуту температуру при різних значеннях потужності НВЧ генератора

Залежність температури від електропровідності має екстремум. При значенні електропровідності більш ніж 20 См/м температура структури поступово зменшується. Це пов'язано з тим, що плівка з ростом її електропровідності починає поглинати переважну частину НВЧ енергії та екранувати підкладку. Про це свідчить ще й те, що при високих значеннях σ плівка починає більш сильно нагріватися ніж підкладка.

З урахуванням вищесказаного доцільно дослідити розподіл температури вглиб структури "плівка на підкладці" при потужності НВЧ генератора 25 Вт та товщини плівки 1 мкм (рисунок 6.24).

При низьких значеннях електропровідності плівки, як вже було сказано, її нагрів відбувається від підкладки. Також з рисунка наглядно видно локалізацію нагріву в плівці при високих значеннях її електропровідності та нагріву підкладки від неї шляхом теплообміну. Зауважимо, що також відбувається теплообмін об'єкта дослідження з вістрям модифікатора завдяки контактному режиму модифікації та врахуванню всіх теплофізичних явищ в моделі.

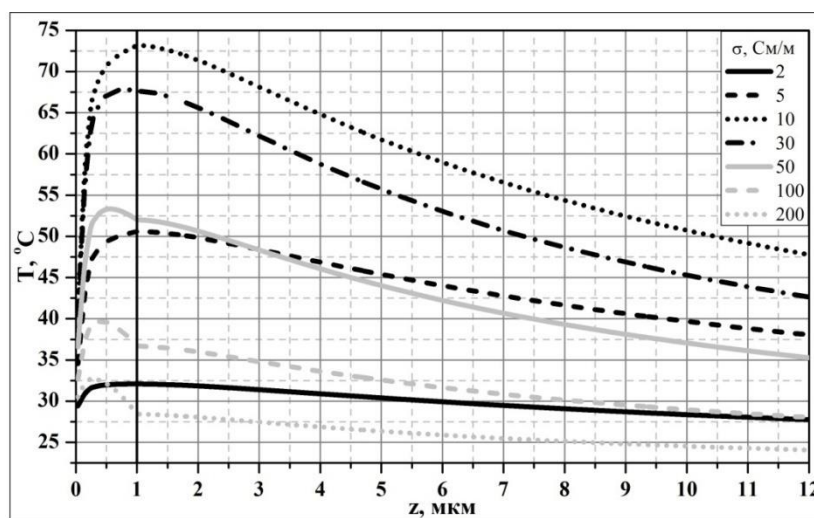


Рисунок 6.24 – Розподіл температури вздовж осі структури в залежності від електропровідності плівки

Ці дослідження свідчать про той факт, що у разі низькоомних плівок їх нагрів можна здійснювати за допомогою теплообміну з високоомною підкладкою, яка буде поглинати переважну кількість НВЧ енергії. Завдяки цій властивості можна проводити легування підкладок, відпал та рекристалізацію плівок, гетерування дефектів.

7 РЕЗУЛЬТАТИ ЕКПЕРИМЕНТАЛЬНИХ РОЗРОБОК ТА ДОСЛІДЖЕНЬ

7.1 Розробка універсальної експериментальної установки

З урахуванням результатів проведених досліджень можна визначити ряд вимог до структури універсальної експериментальної установки апаратно-програмного комплексу, який призначено для мікрохвильової модифікації мікро- і нанооб'єктів та створено на основі використання принципів функціонування скануючої зондової мікрохвильової мікроскопії.

Для забезпечення роботи комплексу мають бути передбачені наступні групи систем і пристроїв:

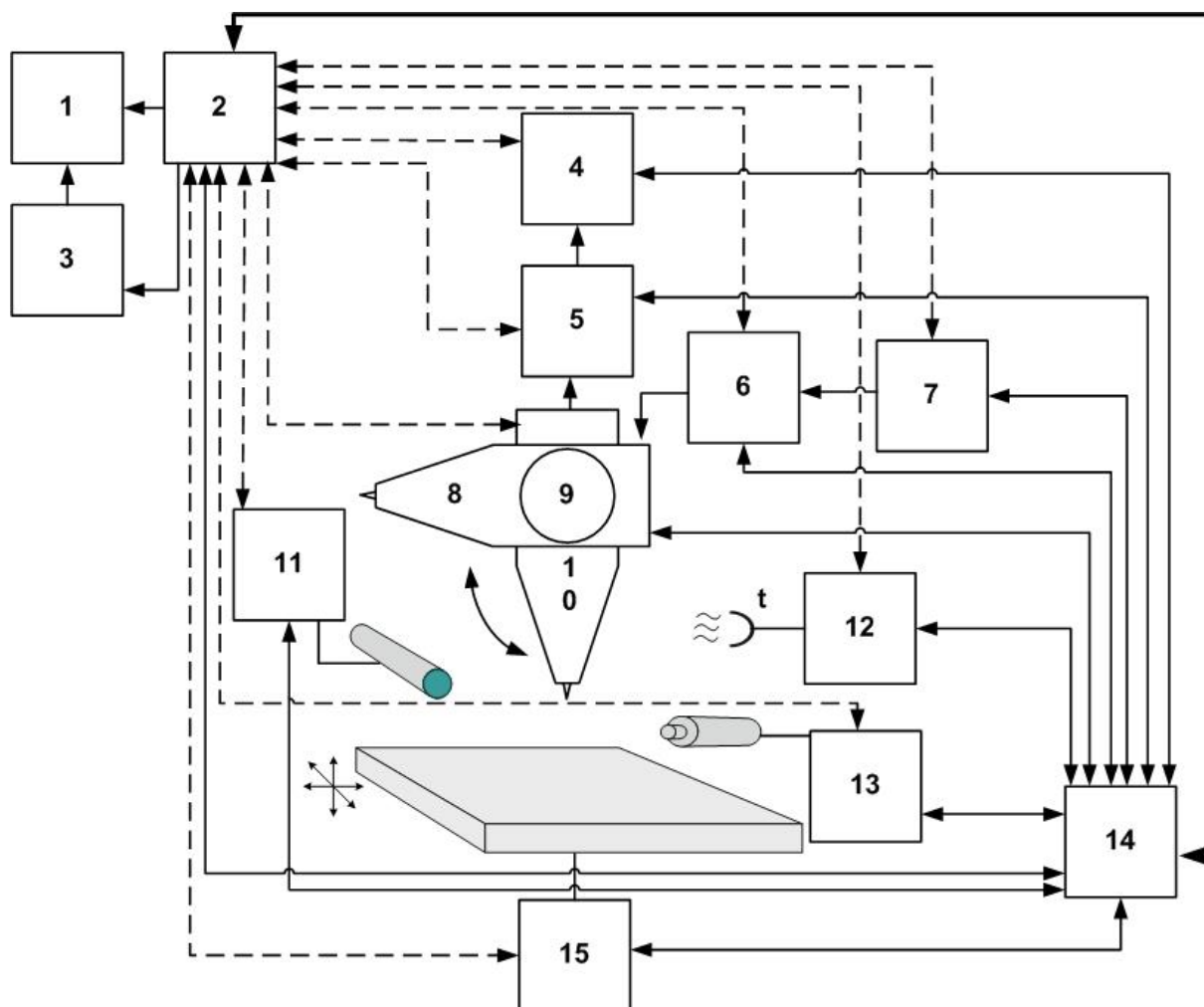
1. Технологічна, що включає систему формування потужних локальних полів, до складу якої повинні входити випромінюючий формуючий елемент (коаксіальний зонд), генератор потужного НВЧ випромінювання ($P_{\text{вих}} \sim 10 \dots 10^3 \text{ Вт}$), пристрій регулювання потужності та форми потужного НВЧ сигналу, система контролю температури робочого інструменту (зонда) і зразка;

2. Контролю результатів мікрохвильової модифікації, що включає систему формування первинних інформаційних сигналів у складі РВП з мікрозондом, системи реєстрації та пристрою, що запам'ятовує;

3. Керування – для програмного керування технологічними режимами і режимами контролю результатів модифікації, а також попередньої обробки первинних інформаційних сигналів для виявлення характеру зміни локальних електрофізичних параметрів об'єктів модифікації;

4. Загального призначення, що включає систему 3-х координатного позиціонування, систему контролю величини зазору між зондом і зразком, пристрій позиціонування (заміни) технологічного та вимірювального зондів (зондових головок), систему для попереднього візуального позиціонування, систему синхронізації режимів роботи систем керування, 3-х координатного позиціонування, контролю величини зазору, технологічного впливу, контролю результатів модифікації, запам'ятовування та обробки, реєстрації.

Структурно-функціональна схема апаратно-програмного комплексу представлена на рисунку 7.1.



1 – пристрій, що запам'ятовує; 2 – система керування; 3 – дисплей;
 4 – система попередньої обробки сигналу з запам'ятовуючим пристроєм;
 5 – система реєстрації; 6 – модулятор НВЧ сигналу; 7 – генератор НВЧ;
 8 – технологічний зонд; 9 – система позиціонування зондових головок;
 10 – РВП; 11 – система візуалізації (USB-мікроскоп); 12 – контроль температури; 13 – система контролю зазору зонд-зразок; 14 – система синхронізації; 15 – 3-х координатна система позиціонування об'єкта

Рисунок 7.1 – Схема апаратно-програмного комплексу

Виходячи з наведеної структури комплексу (рисунок 7.1), а також аналізу даних, отриманих в результаті чисельного моделювання та експериментальних досліджень, можна сформулювати більш детальні вимоги до його складових частин.

1. Група технологічна. Генератор НВЧ сигналу підвищеної потужності повинен забезпечувати вихідну потужність в межах від 10 до 10^3 Вт із ступінчастим або плавним регулюванням. Відносно значення робочої частоти поки немає ні теоретичних, ні експериментальних даних, що дозволяють здійснити фізично або технологічно обґрунтований вибір робочої частоти. У зв'язку з цим основним критерієм вибору робочої частоти є доступність відповідних генераторів НВЧ підвищеної потужності. На даний час це генератори на частоту 2,45 ГГц.

Пристрій регулювання потужності та форми потужного НВЧ сигналу відповідно до результатів проведених досліджень має забезпечувати формування НВЧ імпульсів (бажано прямокутних) з регульованою тривалістю і частотою повторення. З модельних теоретичних досліджень випливає, що тривалість імпульсів повинна регулюватися в межах 10^{-8} ... 10^{-5} с. Формування таких імпульсів непросто забезпечити методом прямої амплітудної модуляції безперервного НВЧ сигналу, тим більш підвищеної потужності. Для цього необхідна розробка спеціалізованих схем.

Технологічний зонд повинен мати конструкцію, що дозволяє формувати локалізовані поля підвищеної потужності і не спотворювати форму сигналу, а також бути стійким до високих напруженостей полів і значних перепадів робочих температур (від кімнатних до $\sim 1000^\circ\text{C}$). Крім того, для збереження форми імпульсів та режимів роботи генератора і пристрою регулювання потужності та форми потужного НВЧ сигналу важливою стає задача забезпечення оптимального узгодження при різних режимах роботи. Можливою конструкцією зонда зі змінними частинами може бути конструкція, яка наведена на рисунку 3.17.

Система контролю температури робочого інструменту (зонда) і зразка передбачає проведення контролю температури вістря технологічного зонда та локальної області зразка в режимі реального часу. Більш того, бажано забезпечити також вимірювання градієнта температури (принаймні, на зразку). Здатність по температурі може бути невисокою (одиниці-десятки градусів),

просторова здатність має бути не гірше одиниць-десятьків мікрон. Такі вимоги можуть бути виконані, мабуть, тільки за допомогою тепловізорних систем з багатoeлементними матричними приймачами.

2. Група контролю результатів мікрохвильової модифікації. Дана група містить набір систем і пристроїв, що необхідні для отримання та реєстрації первинних інформаційних сигналів СММ. Ці системи та пристрої є найбільш практично опрацьованими, оскільки їх апробація проводилася в діючих макетах СММ. РВП являє собою об'ємний резонатор з мікрозондовою коаксіальною структурою з розмірами вістря центрального провідника від одиниць до 20 мікрон. Зміни резонансної частоти і добротності РВП, які зумовлені зміною характеристик модифікуємої локальної ділянки зразка, перетворюються у відповідні електричні сигнали за допомогою системи реєстрації на основі системи АПЧ вимірювального генератора, в якій як еталон використовується РВП з мікрозондом. Сигнали перетворюються в цифровий вигляд і запам'ятовуються спільно з координатами точки вимірювання, які одержуються від системи позиціонування.

3. Група керування. Керування технологічними режимами і режимами контролю результатів технологічного впливу здійснюється за допомогою комп'ютерних програм і мікропроцесорів. Програми керування та програми мікропроцесорів повинні бути адаптовані під види технологічних та контрольних задач, що вирішуються в кожному конкретному випадку. Практично це реалізується за допомогою ПК, мікропроцесорів та спеціалізованого програмного забезпечення, розробленого з урахуванням результатів попередніх теоретичних та експериментальних досліджень. У пристроях групи керування також вирішується задача перетворення первинних інформаційних сигналів в сигнали, що несуть інформацію безпосередньо про стан зразків та зміні їх електрофізичних параметрів у результаті мікрохвильового впливу.

4. Група загального призначення. До складу цієї групи систем і пристроїв входить система 3-х координатного позиціонування, яка досить детально

описана в п. 3.4 даного звіту. Система 3-х координатного позиціонування є спільною як для технологічної частини комплексу, так і для контрольно-вимірювальної. Горизонтальне позиціонування може здійснюватися з кроком $\sim 0,2$ мкм, повернення в задане положення – з похибкою $\sim \pm 0,5$ мкм.

Система контролю величини зазору між зондом та зразком є однією з найбільш критичних систем комплексу, оскільки величина зазору в області від 0 до 1 мкм дуже сильно (на порядки) впливає як на чутливість вимірювань при контролі характеристик зразків, так і на ефективність, і локальність технологічного впливу. У пристроях скануючої зондової мікроскопії ця проблема також існує, однак облік і відстеження величини зазору проводиться для визначення профілю досліджуваної поверхні. У тунельній мікроскопії це здійснюється за величиною тунельного струму, в атомно-силовій – за зміною модуляційно-резонансних властивостей кантилеверу. Оскільки в СММ переважною є задача визначення не геометричного профілю поверхні зразка, а профілю розподілу по поверхні його електрофізичних параметрів, зазор вимірюється і враховується з метою виключення його впливу (інструментально або програмно) на значення інформаційних сигналів. У цьому випадку можливим рішенням може бути поєднання в єдиній конструкції мікрозонда СММ і тунельного мікроскопа або (і) кантилевера атомно-силового мікроскопа. Таке рішення допустимо для системи контролю, але зовсім не підходить для технологічного варіанту, оскільки чутливі елементи тунельного або атомно-силового мікроскопів не зможуть функціонувати в умовах потужного мікрохвильового випромінювання. У зв'язку з цим пропонується виявлення характеру впливу величини зазору на режими контролю та технологічного впливу теоретичним, модельним і експериментальним шляхом і врахування його при програмній обробці інформаційних сигналів. Початковий зазор можна встановлювати за допомогою механічної вимірювальної системи на основі мікрометричного цифрового індикатора типу MarCator 1075R з USB виходом і чутливістю 1 мкм, а більш точно – керуванням вертикальним переміщенням 3-х координатної системи позиціонування.

Пристрій позиціонування (заміни) технологічного та вимірювального зондів (зондових головок) має забезпечувати прецизійне почергове позиціонування вимірювального та технологічного мікрозондів щодо об'єкта впливу. Реалізація такого пристрою можлива за допомогою поворотної механічної системи револьверного типу, однак при такому виконанні значно зростають вимоги до точності виготовлення механічних частин і складно забезпечити ефективний зв'язок відповідних мікрохвильових кіл з вимірювальним і технологічним зондами. Більш перспективним видається стаціонарне паралельне розміщення зондів з індивідуальним керуванням позиціонуванням по вертикалі і наступним програмним позиціонуванням по горизонталі з використанням спеціальних маркерів на поверхні зразка.

Система для попереднього візуального позиціонування призначена для початкової попередньої установки зразка відносно вістря зонда. Ця задача може бути успішно вирішена за допомогою оптичного мікроскопа або USB-мікроскопа з цифровим виходом. Другий варіант представляється більш привабливим, оскільки дозволяє вписати систему візуального контролю в загальну автоматизовану систему контролю і керування всього комплексу.

Система синхронізації режимів роботи всіх пристроїв і підсистем комплексу призначена для забезпечення синхронного та послідовного виконання всіх операцій технологічного процесу, режими якого задаються системою керування відповідно до програми або, при необхідності, вручну.

7.2 Розробка різних варіантів систем АПЧ

Як вже згадувалось, з розвитком СММ для виділення фундаментальних сигналів, а саме зміни резонансної частоти датчика ($\Delta f/f$) та його добротності ($\Delta Q/Q$) почали широко застосовувати системи автоматичного підстроювання частоти (АПЧ) задаючого НВЧ генератора по резонаторному датчику [270, 283, 284]. Раніше такі системи використовувалися переважно для зменшення впливу частотних флуктуацій НВЧ генератора на відношення сигнал / шум в вимірювальній системі. Зазначений прямиий вимірювальний аспект вимагає врахування відповідних критеріїв при оптимізації системи АПЧ. Крім того, в

наш час істотно змінилися схемотехнічні прийоми в розробці подібних систем. Щодо типу АПЧ, то в НВЧ діагностиці матеріалів з використанням РВП апертурного виду використовують переважно АПЧ модуляційного типу завдяки можливості прямого формування сигналів вимірювальної інформації $\Delta f/f$ и $\Delta Q/Q$.

На рисунку 7.2 приведена типова функціональна схема модуляційної АПЧ. Її головна особливість полягає в наявності малої частотної модуляції вихідної потужності задаючого НВЧ генератора за допомогою додаткового низькочастотного генератора і НВЧ дискримінатора на базі робочого РВП. При цьому з виходу НВЧ детектора знімається основний робочий сигнал АПЧ U_{Ω} на частоті модуляції $\Omega_M = 16\text{кГц}$ і, крім того, присутня напруга $U_{2\Omega}$ на подвоєній частоті модуляції $2U_M = 32\text{кГц}$. Сигнал U_{Ω} - посилюється широкопasmовим підсилювачем (1) і за допомогою вузькосmугових фільтрів (2, 3) відокремлюються сигнали Ω_M і $2\Omega_M$. Сигнал Ω_M обробляється по амплітуді і фазі за допомогою фазового детектора (4). Сигнал помилки $U_{\text{упр}}$ з синхронного детектора інтегрується (6) і надходить на суматор (9) на якому виробляється підсумовування сигналу помилки, сигналу U_M і опорного напруги (8), потім підсумований сигнал надходить на керуючий елемент НВЧ генератора. З виходу вузькосmугового фільтра виділяється сигнал $2U_M$ за допомогою амплітудного детектора (7).

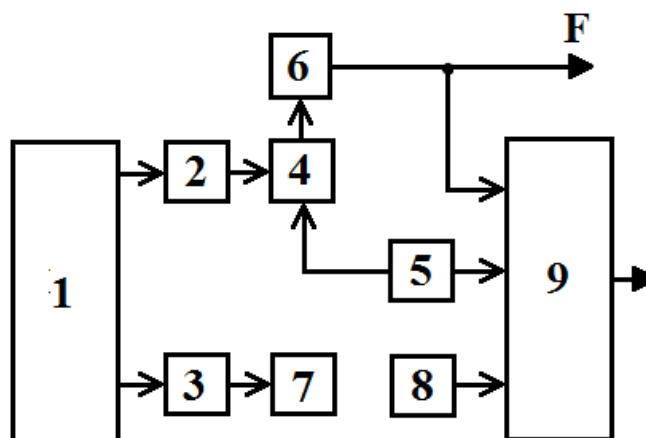


Рисунок 7.2 – Функціональна схема аналогової модуляційної АПЧ

У роботах [283, 284] детально обґрунтовано, що сигнали $U_{\text{упр}}$ і $U_{2\Omega}$ наступним чином пов'язані з сигналами вимірювальної інформації РВП:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = S_n \frac{\Delta U(\Delta f)}{f_0}$$

$$U_{2f} = 2(K_d T_0 P)^{1/2} \cdot Q_H \frac{\Delta \omega_d}{f_0}$$

де S_n - крутизна перебудови частоти НВЧ генератора напруги на варикапа; $\Delta U(\Delta f)$ – експериментально встановлюється залежність сигналу управління, що виробляється синхронним детектором від розладу РВП – $\Delta f/f_0$; P - НВЧ потужність на виході РВП; Q_H - навантажена добротність РВП.

$$T_0 = \frac{4\zeta_0^2}{(1 + 2\zeta_0^2)^2 \cdot J_0^2(m)},$$

де $J_0(m)$ – функція Бесселя першого порядку від декримента частоти;

$$m = \frac{\Delta \omega_d}{\Omega},$$

де $\Delta \omega_d$ - амплітуда девіації частоти НВЧ генератора при частотній модуляції; Ω - частота модуляції;

Проектування такої системи і теоретична оцінка залежності $\Delta U(\Delta t)$ можуть бути здійснені шляхом формування рівняння авторегулювання і його рішення для конкретних форматів системи АПЧ.

У припущенні безінерційності всіх елементів системи та обліку тільки нелінійності крутизни дискримінатора і керуючого пристрою вказане рівняння виглядає наступним чином:

$$\Delta f_z(t) = \delta f_{z.o.}(t) + S_y S_g K_\phi [\Delta f_{РВП}(t) - \Delta f_\Gamma(t)]$$

де $\Delta f_z(t)$ – зміна частоти НВЧ генератора в часі; $\Delta f_{РВП}(t)$ – зміна частоти РВП в часі; $\delta f_{z.o.}(t)$ – власні флуктуації частоти НВЧ генератора; S_y и S_g – крутизна статичних характеристик керуючого пристрою і дискримінатора, відповідно; K_ϕ – коефіцієнт передачі фільтра низьких частот.

Крутизна дискримінатора $S_d(\Delta f_{РИП})$ визначається виразом:

$$S_d(\Delta f_{РИП}) = 2K_{\phi d} (U_{g0} \cdot U_{g2})^{1/2} \cdot Q_H \frac{\Delta \omega_d}{f_0} + 2Q_H \frac{\Delta f_{РИП}}{f_0}$$

де $K_{\phi d}$ – коефіцієнт передачі фазового детектора дискримінатора; U_{g0} – напруга постійного зміщення; U_{g2} – напруга частоти модуляції Ω на виході фазового детектора.

На рисунку 7.3 приведена схема електрична принципова аналого-цифрового варіанту модуляційної АПЧ. Експериментально перевірено її працездатність в системах 3 см і 8 мм діапазону роботи НВЧ генераторів і РВП.

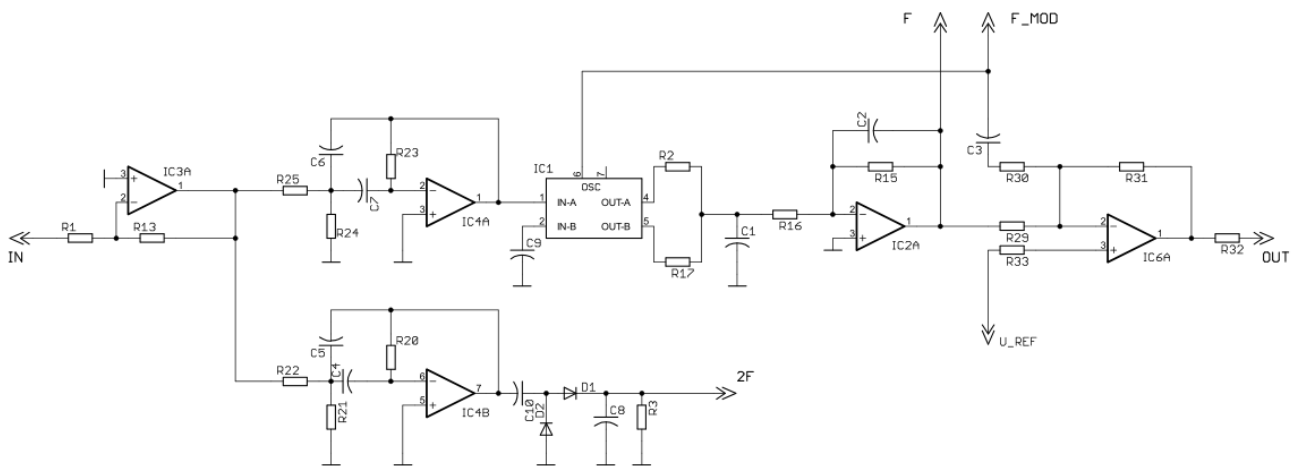


Рисунок 7.3 – Схема електрична принципова аналогової модуляційної АПЧ

У 3-х см діапазоні при навантаженої добротності РВП отримані наступні експлуатаційні параметри АПЧ: рівень шумів на виході сигналу $\Delta f/f$ не перевищує 2 мВ. На виході сигналу $U_{2\Omega} - 10$ дБ. Смуга утримання - 160 МГц, смуга захоплення – 140 МГц, коефіцієнт стабілізації – 10000, амплітуда $\Omega_M = 300$ мВ.

Також колектив розробив більш вдосконалені варіанти систем АПЧ, одна з яких використовує швидке перетворення Фур'є (ШПФ) для фільтрації вихідних сигналів та виконане на ПЛМ (рисунок 7.4), а друга – на мікроконтролері (рис 7.5). Головна особливість обох систем полягає у тому, що вони безпосередньо обмінюються даними та керуються з комп'ютера.

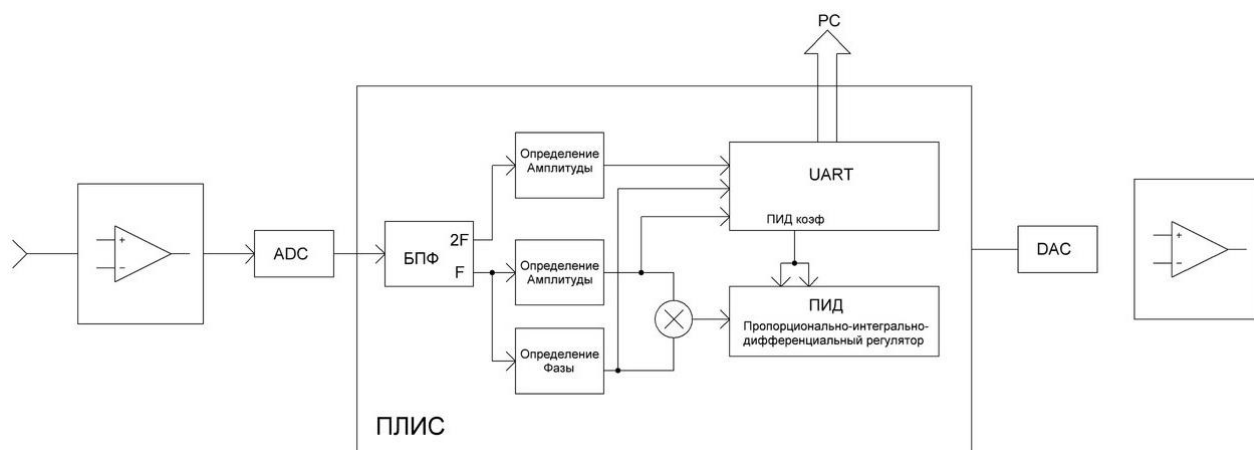


Рисунок 7.4 – Функціональна схема модуляційної АПЧ на ПЛМ

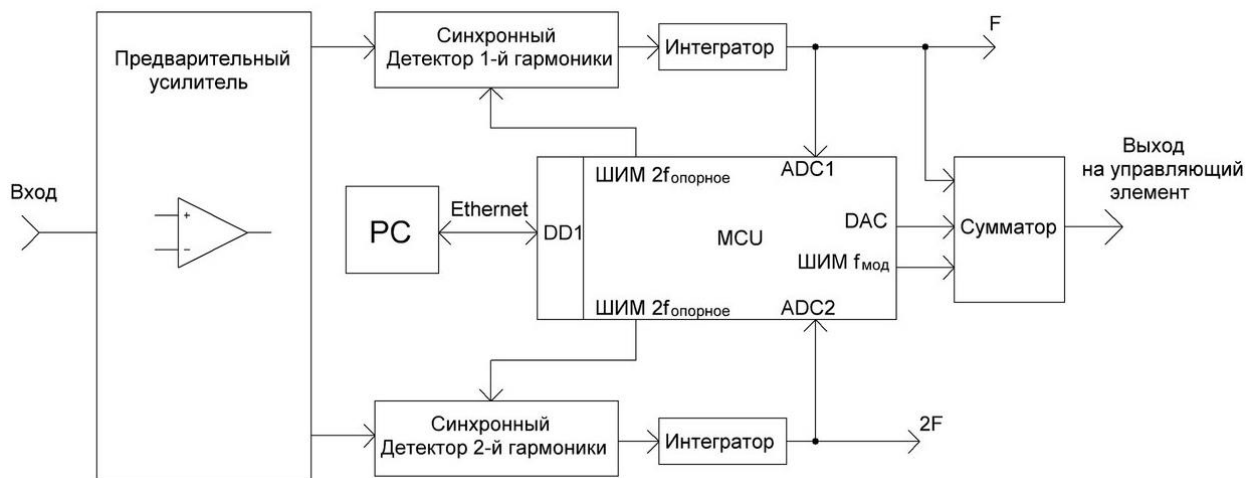


Рисунок 7.5 – Функціональна схема модуляційної АПЧ на мікроконтролері

7.3 Деякі результати експериментальних досліджень

Як йшлося вище, процес сканування в СММ здійснюється за допомогою системи позиціонування, коли вимірюваний зразок переміщується уздовж вимірювального НВЧ резонатора. На кожному кроці виконується багаторазове вимірювання сигналу в одній точці, що дозволяє здійснювати когерентне накопичення сигналу. Це досить простий спосіб, що дозволяє усунути випадкові помилки вимірювань. Вимірювані дані формуються у двомірний масив цілочислових даних розміром $M \times N$ точок. Для обробки результатів була складена програма, що виконує цифрову фільтрацію й візуалізацію отриманих даних. Програма написана мовою Fortran для операційної системи Windows.

Цифрова фільтрація виконується за допомогою алгоритмів швидкого перетворення Фур'є. Використовуваний метод синтезу КІХ-фільтрів є стійким і дає гарні результати при обробці сигналів. При цьому варіюється тип фільтра, «віконна» функція й порядок фільтра. По описаній вище методиці формується двомірна імпульсна характеристика фільтра, що переводиться в частотну площину. Потім спектр двомірного сигналу перемножується із частотною характеристикою фільтра. При виконанні зворотного перетворення Фур'є, відновлюється сигнал і здійснюється його візуалізація.

Інформація, отримана за допомогою скануючого зондового мікроскопа, зберігається у вигляді СЗМ кадру – двовимірного масиву цілих чисел a_{ij} (матриці). Фізична сутність даних чисел визначається тією величиною, яка оцифровувалася у процесі сканування. Кожному значенню пари індексів ij відповідає певна точка поверхні в межах поля сканування. Координати точок поверхні обчислюються за допомогою простого множення відповідного індексу на величину відстані між точками, у яких робився запис інформації:

$$x_i = x_0 \cdot i, \quad y_j = y_0 \cdot j. \quad (7.1)$$

Тут x_0 і y_0 – відстані між сусідніми точками уздовж осі X і Y , у яких робився запис інформації. Як правило, СЗМ кадри являють собою квадратні матриці, що мають розмір 2^n (в основному 256×256 і 512×512 елементів).

Візуалізація СЗМ кадрів робиться засобами комп'ютерної графіки, в основному, у вигляді тривимірних (3D) і двовимірних якісних (2D) зображень.

Звичайно зображення, сформовані різними інформаційними системами, спотворюються дією перешкод. Це ускладнює як їхній візуальний аналіз людиною-оператором, так і автоматичну обробку в ЕОМ.

Ослаблення дії перешкод досягається фільтрацією [324]. При фільтрації яскравість (сигнал) кожної точки вихідного зображення, спотвореного перешкодою, замінюється деяким іншим значенням яскравості, яке визнається в найменшому ступені спотвореним перешкодою.

На наведених нижче рисунках проілюстровані візуалізовані масиви даних, отримані за допомогою скануючого мікроскопа. Як вихідний сигнал узято масив даних, який отримано при скануванні мікроскопом фрагмента друкованої плати.

На рисунку 7.6 видно нечіткість зображення, що свідчить про необхідність виконання цифрової обробки.

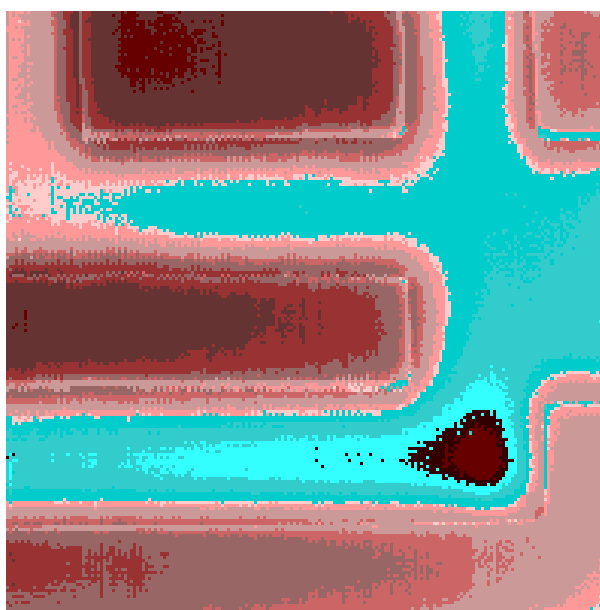


Рисунок 7.6 – Візуалізація зображення двовимірного масиву даних

Для обробки вихідного зображення скористаємося фільтром нижніх частот. У результаті обробки зображення видно якісну структуру зразка, однак у нижньому правому куті як і раніше спостерігається спотворення у вигляді чорної плями, що показано на рисунку 7.7.

Для поліпшення якості зображення використовуємо додаткову обробку фільтром. У результаті отримано чітке зображення топології фрагмента друкованої плати (рисунок 7.8).

На рисунок 7.9 наведено результат виконання контуризації зображення. Виділення контуру провідників плати виконується шляхом обчислення похідної по осі x і по осі y .

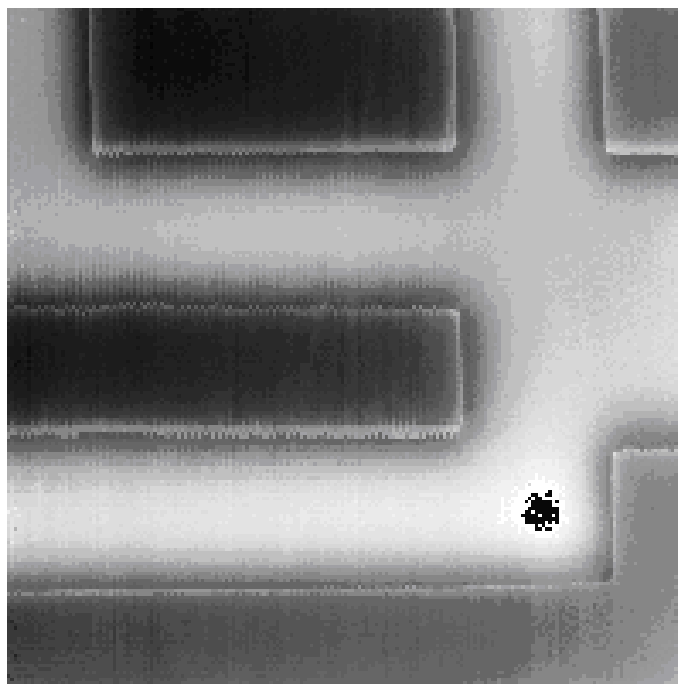


Рисунок 7.7– Цифрова обробка зображення низькочастотним фільтром

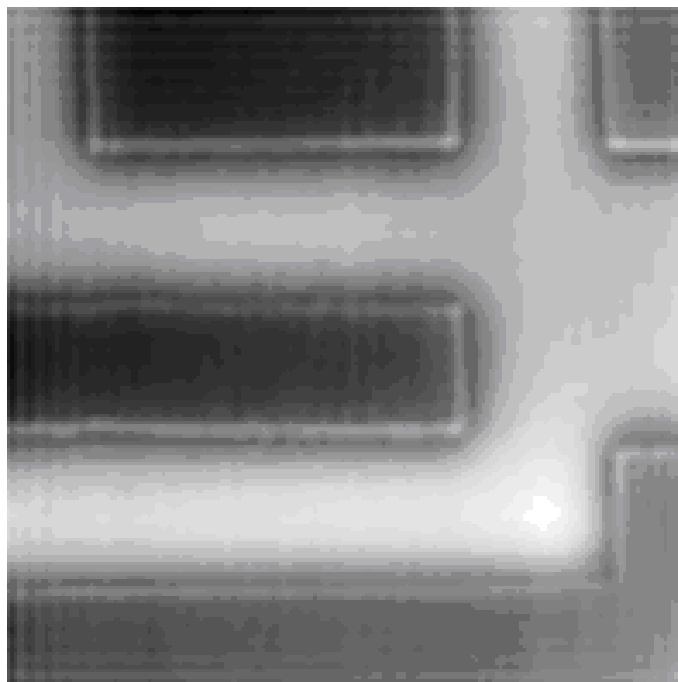


Рисунок 7.8 – Цифрова обробка зображення низькочастотним фільтром



Рисунок 7.9 – Візуалізація зображення двовимірного масиву даних з виконанням контуризації

Використання інтерполяційного фільтра, дозволяє відновити проміжні точки в сигналі й одержати його якісне зображення зі збільшеною роздільною здатністю.

На рисунку 7.10 наведено результат сканування фрагмента зразка друкованої плати з подвійним кроком. З даного рисунку випливає, що результат візуалізації є нечітким і потребує додаткової обробки.

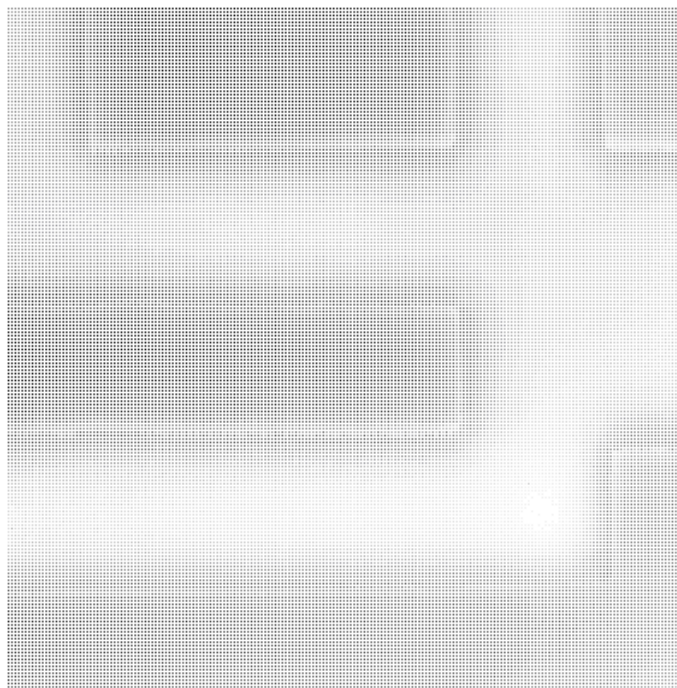


Рисунок 7.10 – Візуалізація об'єкта з подвійним кроком сканування

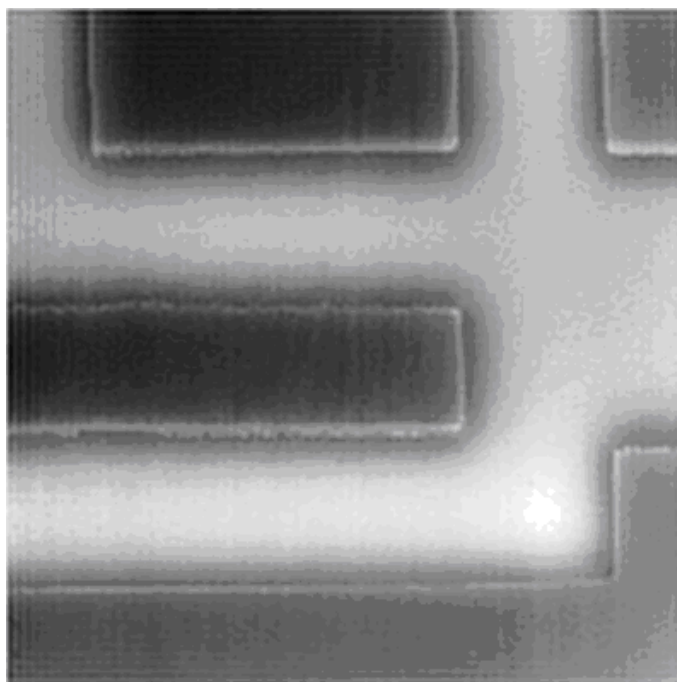


Рисунок 7.10 – Результат обробки зображення інтерполяційним фільтром

На рисунку 7.11, 7.12 наведено результат виконання контуризації зображення. Виділення контуру в даному зображенні виконується шляхом обчислення похідної по осі x .



Рисунок 7.11 – Виділення контуру зображення по осі x



Рисунок 7.12 – Виділення контуру зображення по осі y

Виділення контуру провідників зразка по обох осях показано на рисунку 7.13.

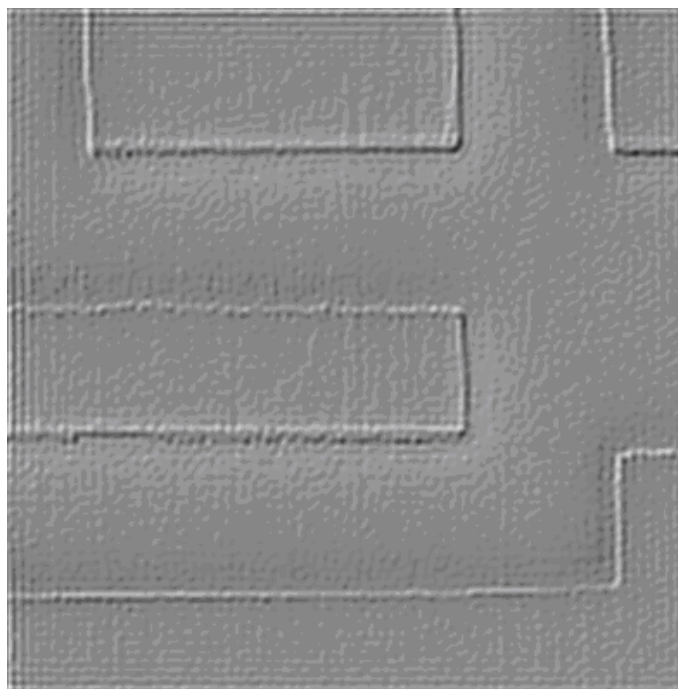


Рисунок 7.13 – Контуризація зображення після його обробки інтерполяційним фільтром

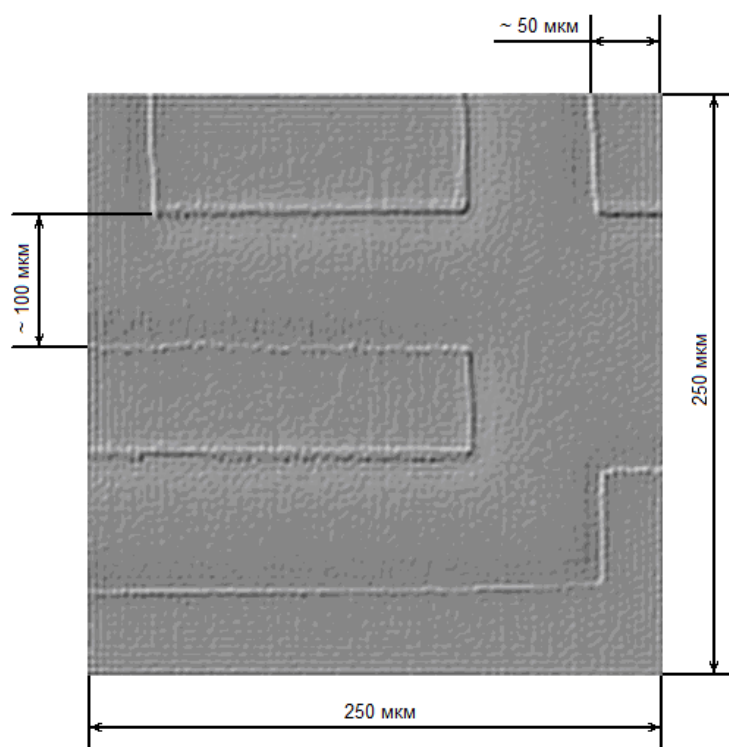


Рисунок 7.14 – Дійсні розміри досліджуваного зразка

При скануванні можуть виникати помилки в системі позиціонування. Рисунок 7.15 ілюструє саме такий збій. Помилка може бути виправлена чисто математичними засобами шляхом зсуву даних у масиві значень, які формуються при скануванні.

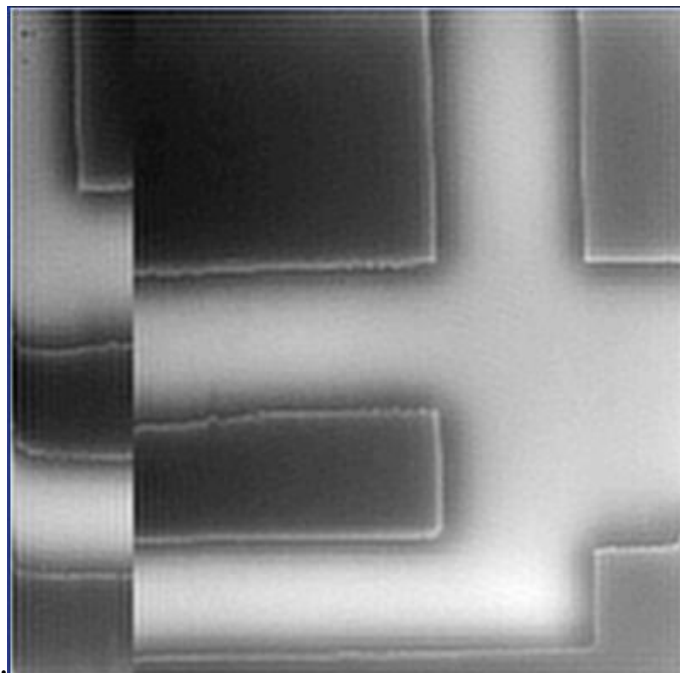


Рисунок 7.15 – Результат збою в процесі сканування

Таким чином, розроблена програма синтезу цифрових фільтрів і візуалізації зображень дає можливість одержувати результати, що досить точно описують дійсні характеристики досліджуваного зразка.

На рисунку 7.16 як приклад реалізації тривимірного зображення наведено відображення поверхні частини мікросхеми (ділянки планарної індуктивності) у значеннях добротності й частоти. Зображення було отримано за допомогою СММ, що використовує векторний аналізатор, тобто при обробці робилося обчислення значень добротності з масиву значень частот і амплітуд, резонансних частот і усереднення вимірювань у кожній точці. На зображенні досить добре видні характерні топологічні особливості поверхні, що досліджувалася. Крім того помітна кореляція між зображеннями, що дає

можливість надалі використовувати кореляційні властивості для усунення або значного зменшення впливу шорсткості на результати вимірювань.

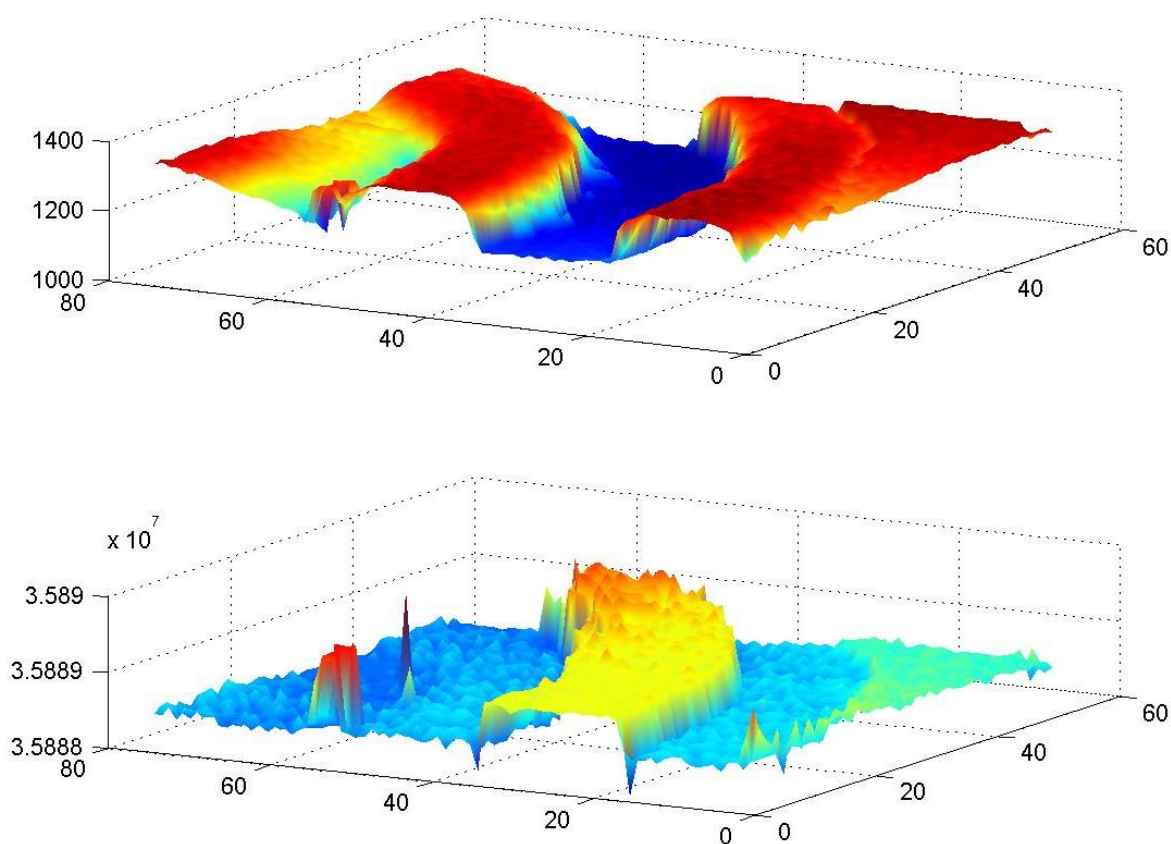
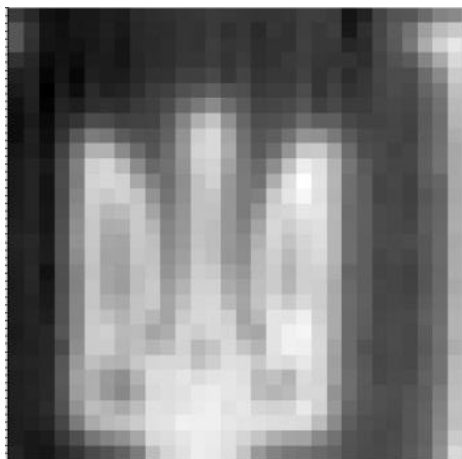


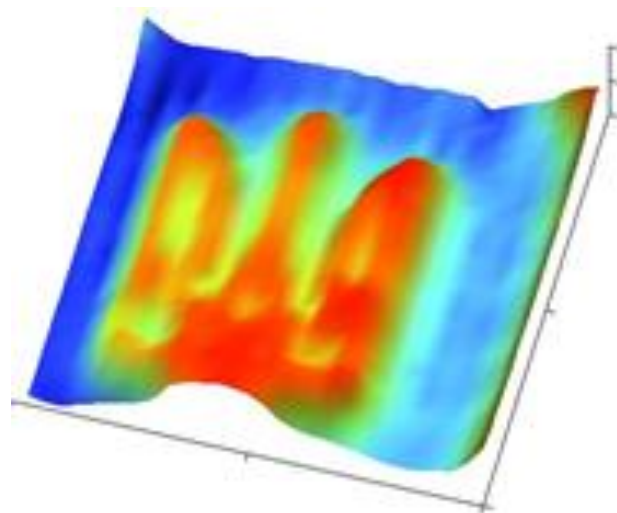
Рисунок 7.16 – Зображення ділянки планарної індуктивності

На рисунку 7.17 наведені результати експериментального сканування зразка у вигляді ситаллової підкладки з нанесеним шаром металізації близько 10 мкм. Як видно із зображень, система АПЧ досить добре виділяє сигнали, а система сканування обробляє і виводить результат у вигляді 2D (а) і 3D (б) зображення рельєфності поверхні розміром 50x50 мкм.

Таким чином, у результаті проведених досліджень доведені й реалізовані можливості цифрової фільтрації при обробці даних мікрохвильового сканування. Створено програму обробки даних сканування, яка дозволяє значно зменшити вплив шумових і випадкових складових сигналів на результати вимірювань і дозволяє візуалізувати отримані при скануванні дані.



а

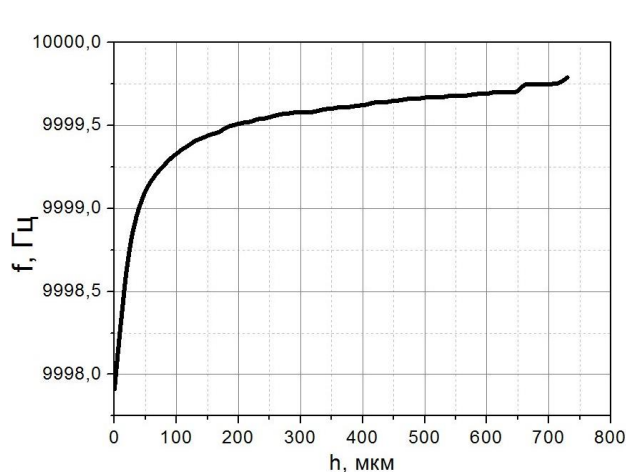


б

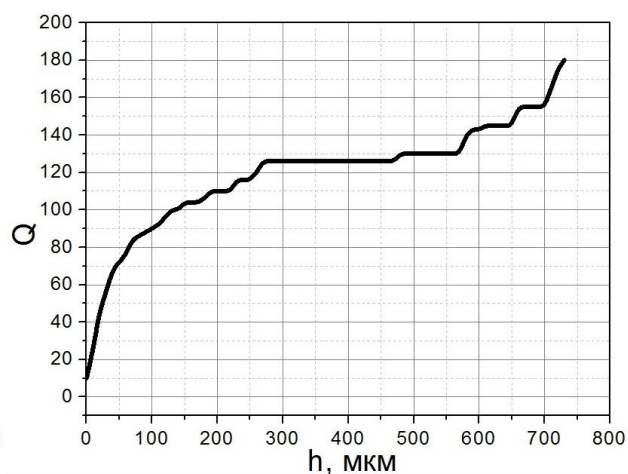
Рисунок 7.17 – Результати експериментального сканування

При сполученні розробленої програми з алгоритмами реконструкції електрофізичних параметрів буде можлива візуалізація результатів сканування в значеннях відповідних електрофізичних величин.

На рисунку 7.18 показані експериментальні залежності сигналу $\Delta f/f$ (а) та $\Delta Q/Q$ (б) від зазору між РВП та об'єктом у вигляді сітлової підкладки з плівкою титану. Зауважимо, що останній графік на осі Oy відображена амплітуда в мВ.



а



б

Рисунок 7.18 – Експериментальна залежність характеристик перетворення РВП

Для проведення експериментальних досліджень НВЧ нагріву нами була зібрана установка на основі генератора магнетронного типу М-857 з частотою генерації $\sim 9,480$ ГГц, принципова схема якої показана на рисунку 7.19.

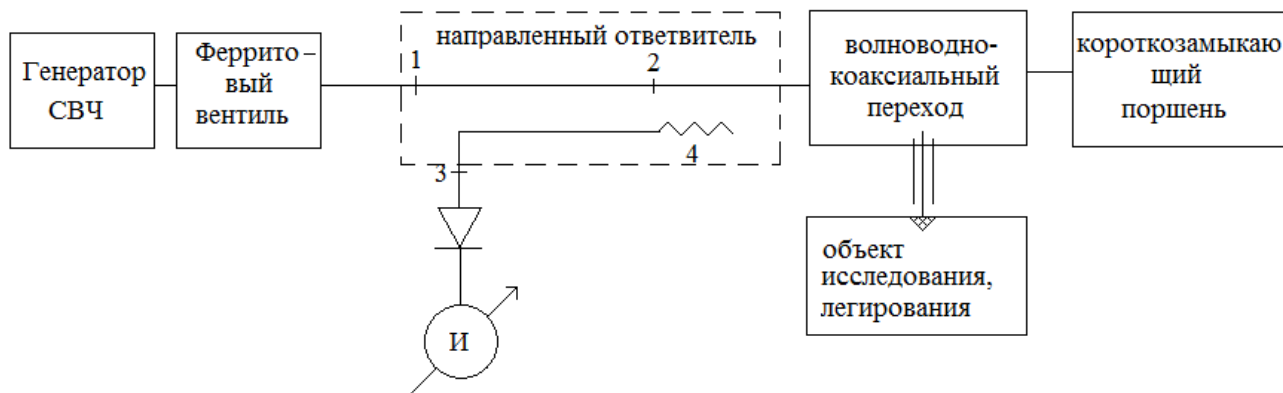
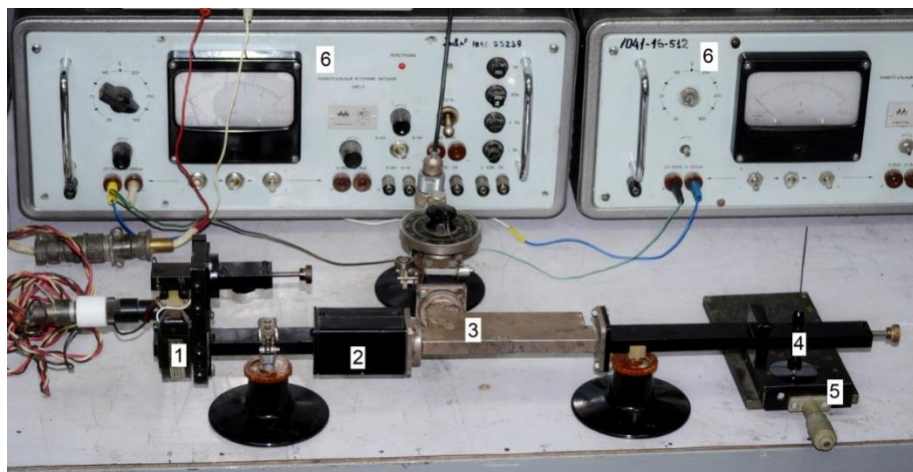


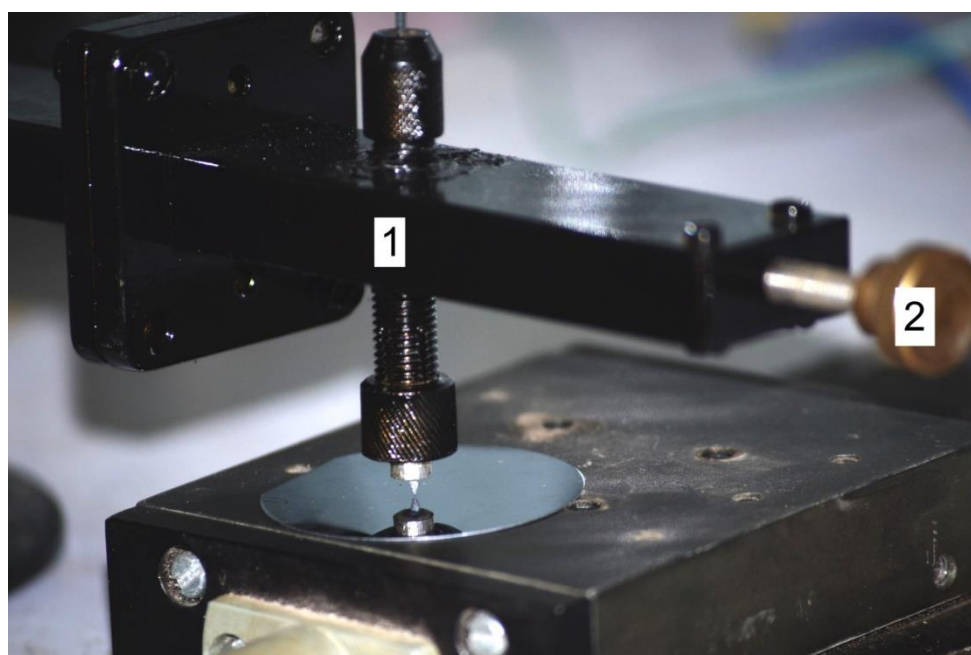
Рисунок 7.19 – Схема установки для проведення експериментальних досліджень

Загальний вигляд установки показано на рисунку 7.20. На рисунку 7.21 показаний загальний вигляд випромінювача з гвинтом налаштування.



1 – магнетрон М-857, 2 – феритовий вентиль, 3 – спрямований відгалужувач з атенуатором і детекторною голівкою, 4 – випромінювач (інструмент дії), 5 – предметний столик, 6 – блоки живлення магнетрона

Рисунок 7.20 – Установка формування локального ЕМП потужністю до 10 Вт



1 – хвилеводно-коаксіальний перехід, 2 – гвинт налаштування короткозамикаючого поршня

Рисунок 7.21 – Загальний вигляд випромінювача з гвинтом налаштування

При певних співвідношеннях напруженості електричного поля між системою випромінювача і об'єктом, зазором між ними і тиском навколишнього середовища виникає газовий розряд, що показано на рисунку 7.22.

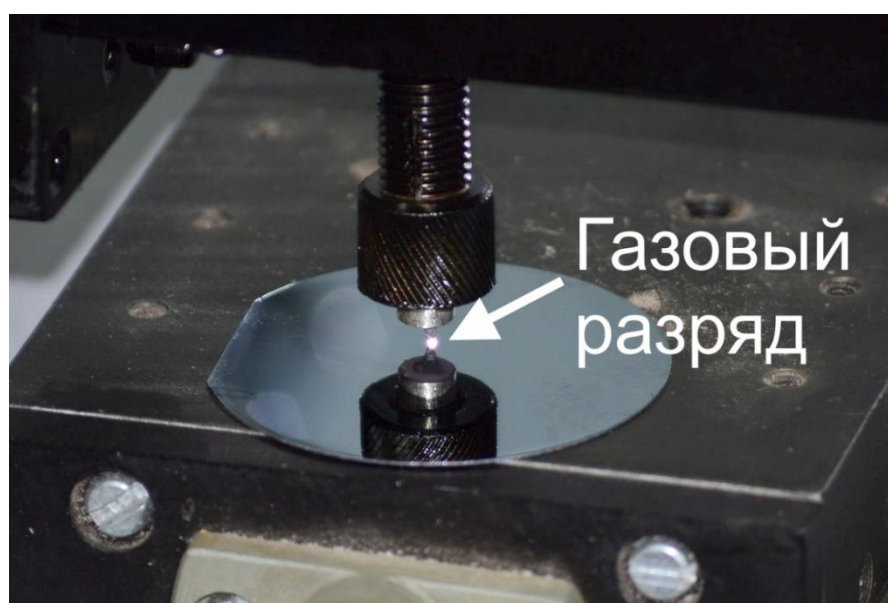


Рисунок 7.22 – Газовий розряд у проміжку між випромінювачем і об'єктом

Як генератор НВЧ використовувався низьковольтний магнетрон М-857 з параметрами, наведеними в табл. 7.1.

Таблиця 7.1 – Параметри магнетрона

| Параметри | Значення параметра |
|-----------------------|--------------------|
| Кількість резонаторів | 10 |
| Частота, МГц | 9480 |
| Радіус катода, мм | 0,925 |
| Радіус анода, мм | 1,25 |
| Висота катода, мм | 4 |
| Магнітна індукція, Тл | 0,2 |
| Анодна напруга, кВ | 0,58 |

Особливістю даного магнетрона є наявність додаткового ("реактивного") виводу енергії з магнетрона. Цей вивід використовується для реалізації режимів перебудови частоти генератора або синхронізації частоти за допомогою зовнішнього НВЧ джерела. Нами досліджені залежності частоти генерації та вихідної потужності від положення поршня, що приєднаний до "реактивного" виводу енергії (рисунок 7.23).

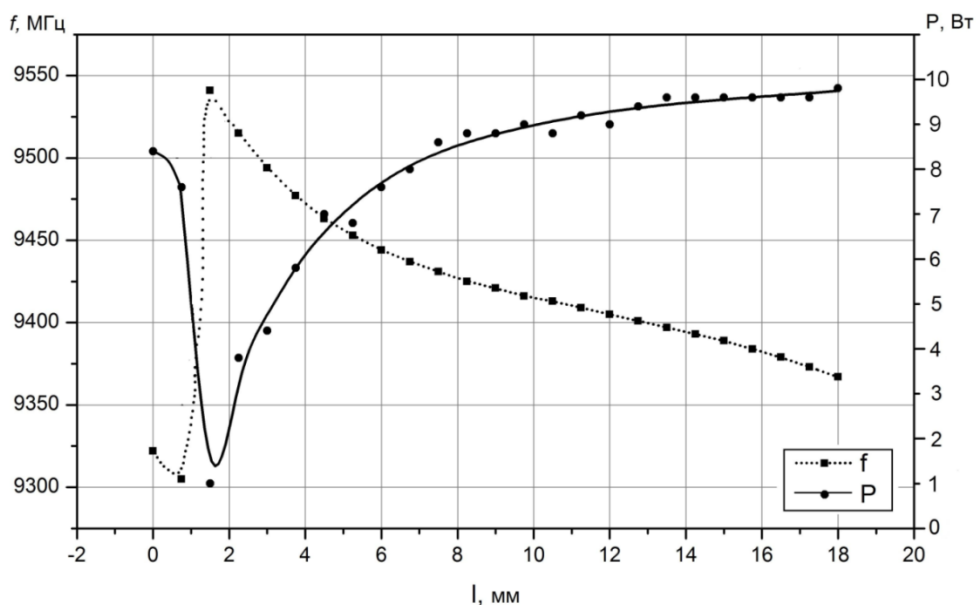


Рисунок 7.23 – Залежність частоти й вихідної потужності магнетрона М-857 від положення короткозамикаючого поршня

Як видно, зміна частоти неминуче пов'язана зі зміною вихідної потужності, що повинно враховуватися при проведенні подальших експериментальних робіт.

Досліджені також залежності напруги на аноді, частоти та вихідної потужності від струму анода (рисунок 7.24).

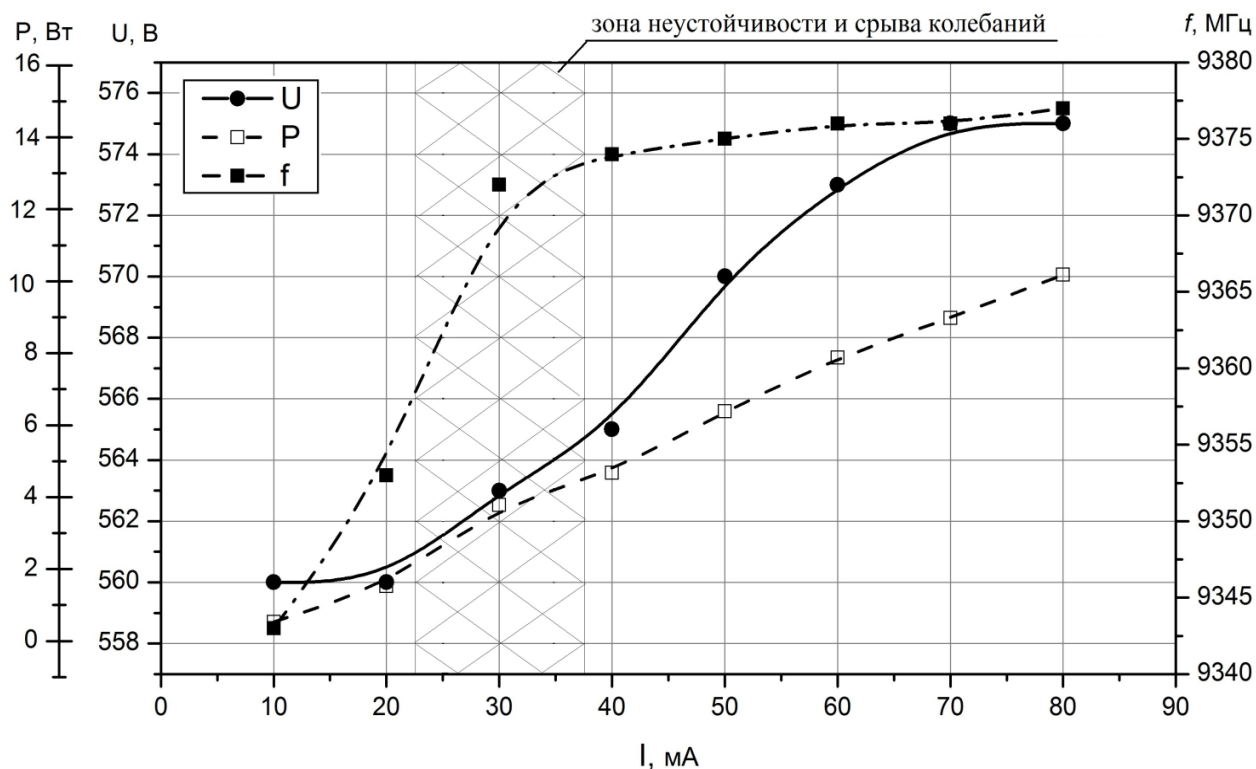


Рисунок 7.24 – Залежність напруги на аноді, частоти та вихідної потужності магнетрона М-857 від струму анода

При цьому слід зазначити слабку залежність частоти та напруги на аноді від струму анода, що характерно для магнетронних генераторів. При струмах анода в області 30 мА спостерігаються нестійкі, аж до зриву, коливання, що переходять у стійкі при струмах більше 37 мА та менш 23 мА. Генератор НВЧ через феритовий вентиль навантажений на узгоджений за допомогою короткозамкненого поршня хвилевідно-коаксіальний перехід. Центральний вивід останнього служить для впливу на об'єкт у процесі технологічних робіт. Для індикації узгодження тракту генератор – центральний вивід коаксіалу між

феритовим вентилем і коаксіально-хвильоводним переходом розташовується спрямований відгалужувач із перехідним загасанням близько 20 дБ, що дозволяє фіксувати рівень відбитої від переходу хвилі.

Оскільки, як правило, вплив на об'єкт проводиться одиночними імпульсами без особливих вимог до його форми побудова модуляторів по відомим схемам не потрібна. Нами використана властивість магнетрона припиняти генерацію при зниженні напруги на аноді менше певного значення. Як видно з рисунку 7.24, цьому значенню відповідає напруга на аноді менше 565 В.

Ця властивість магнетрона була використана при розробці схеми імпульсної генерації магнетрона (рисунок 7.25).

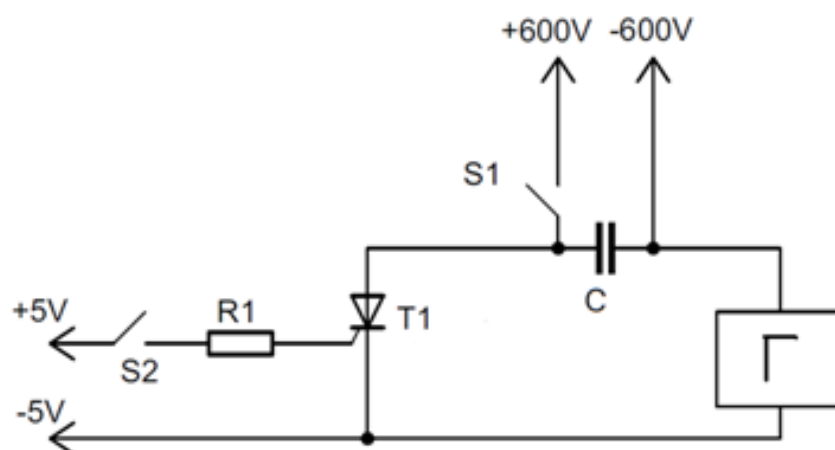
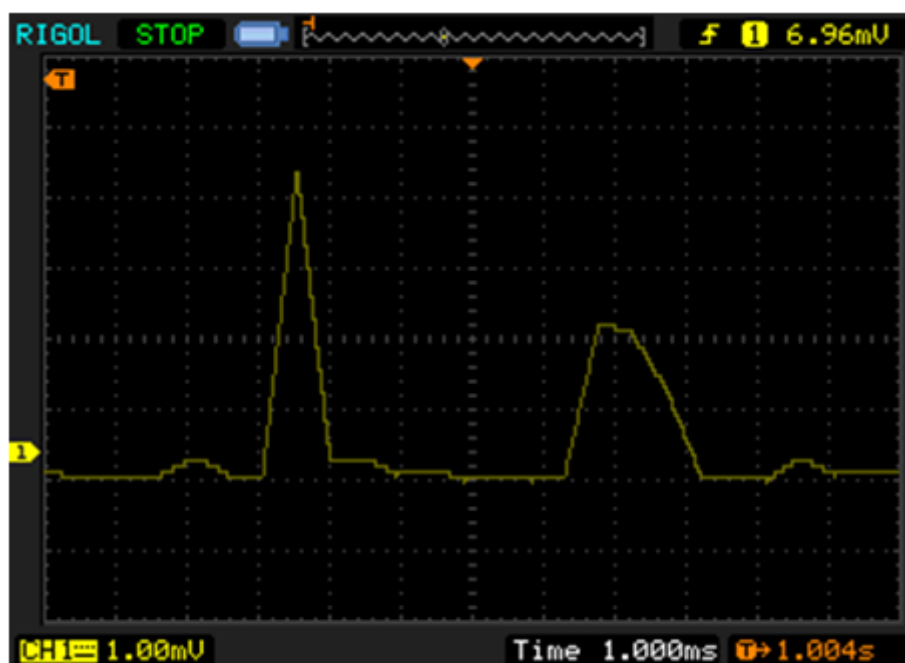


Рисунок 7.25 – Схема запуску магнетронного генератора

Попередньо заряджений за допомогою перемикача S1, конденсатор C розряджається через відкриваємий перемикачем S2, тиристор T1 і магнетрон. Час генерації магнетрона визначається напругою до якої заряджається конденсатор і напругою зриву коливань генератора. Осцилограма форми імпульсу, що генерується, показана на рисунку 7.26.



а б

а – зона високих напруг, б – зона низьких напруг

Рисунок 7.26 – Осцилограма форми імпульсу, що генерується магнетроном М-857 при запуску за схемою на рисунку 7.24

Виходячи з того, що напруга на конденсаторі при розряді:

$$U_c = U \cdot e^{-\frac{t}{\tau}},$$

де $\tau = R \cdot C$;

$$R = \frac{U_{\text{магнетрона}}}{I_{\text{магнетрона}}};$$

C – ємність конденсатора;

t – необхідний час імпульсу магнетрона;

U – напруга заряду конденсатора;

U_c – напруга зриву коливаль.

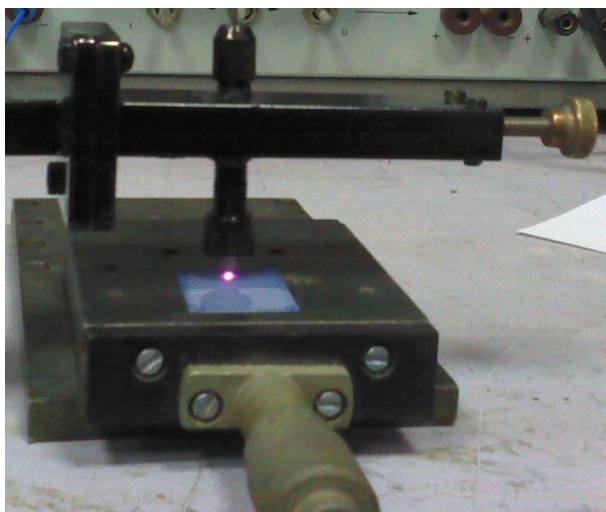
$$\text{Звідки } C = \frac{t}{R} \ln\left(\frac{U_c}{U}\right).$$

При $t = 1$ мс, $U = 575$ В, $U_c = 565$ В

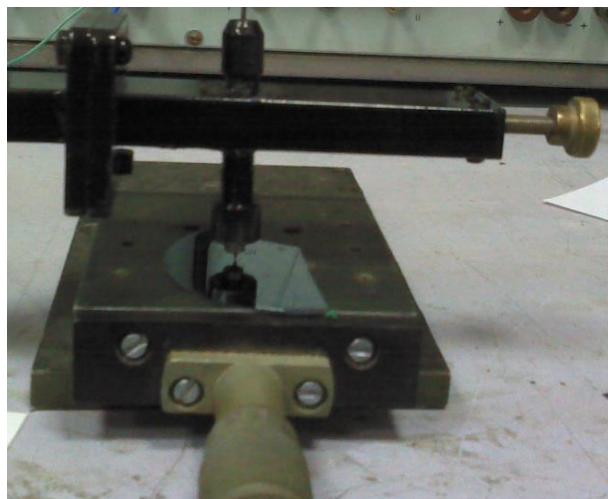
$$C = 0,18 \text{ мкФ.}$$

Як видно, тривалість імпульсу в області “а” відповідає розрахунковому.

Для експериментального дослідження теплового поля на поверхні підкладки була використувана система формування локального електромагнітного поля потужністю до 10 Вт (див. рисунок 7.20). В якості об'єктів для вивчення температурних розподілів використовувались підкладки з монокристалічного кремнію та полікору вкритого шаром фоторезисту. Операції очищення полікорових підкладок перед дослідженням була проведені згідно регламенту п. Б.2.3 Додатка Б, а нанесення фоторезисту згідно розділу Б.3.3 Додатку Б. Дослідження теплових полів на обох типах підкладок проводилось як в режимі торкання зондом їх поверхні, так і плазмового впливу (рисунок 7.27).



а



б

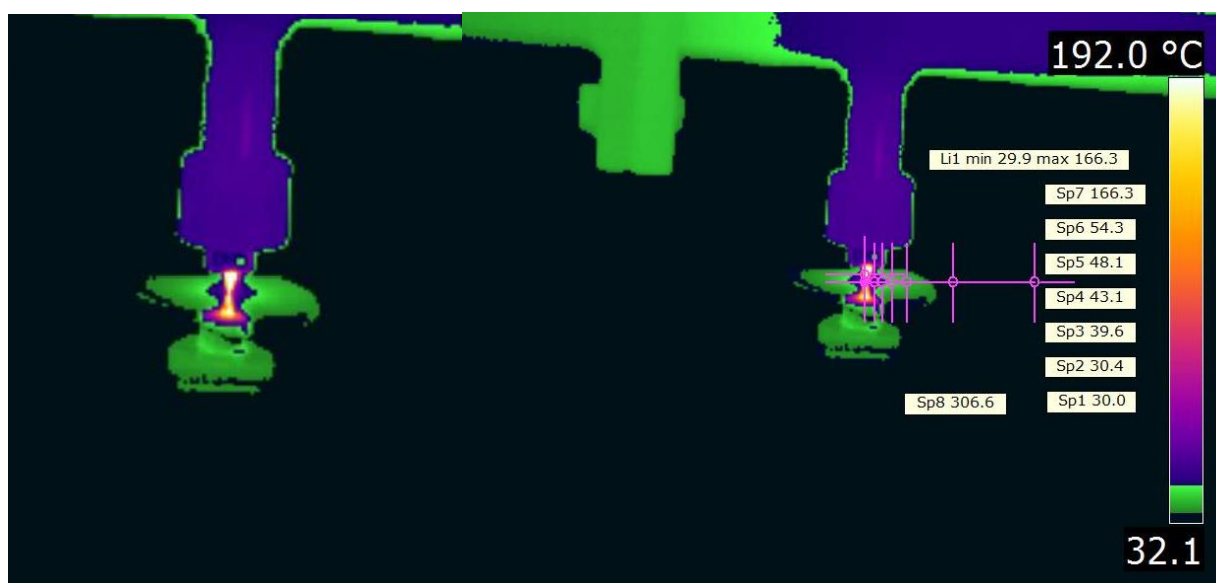
Рисунок 7.27 – Частина експериментальної установки з встановленими на координатному столі підкладками з полі кору (а) та кремнію(б)

Реєстрація теплового розподілу проводилась з використанням тепловізійної камери типу FLIR E60 з об'єктивом FOL17. Температурна

розподільча здатність камери становить $0,05^{\circ}\text{C}$. Теплові зображення оброблялись з використанням вбудованої програми FLIR Quick Report 1.2.

На рисунку 7.28– 7.31 зображені теплові поля в полі зору камери (а) та температури в точках підкладки, що розташовані по радіусу кола з центром на кінці робочого зонду (SP1...SP7), температура кінця зонду (SP8), а також діапазон температур вздовж радіусу (б).

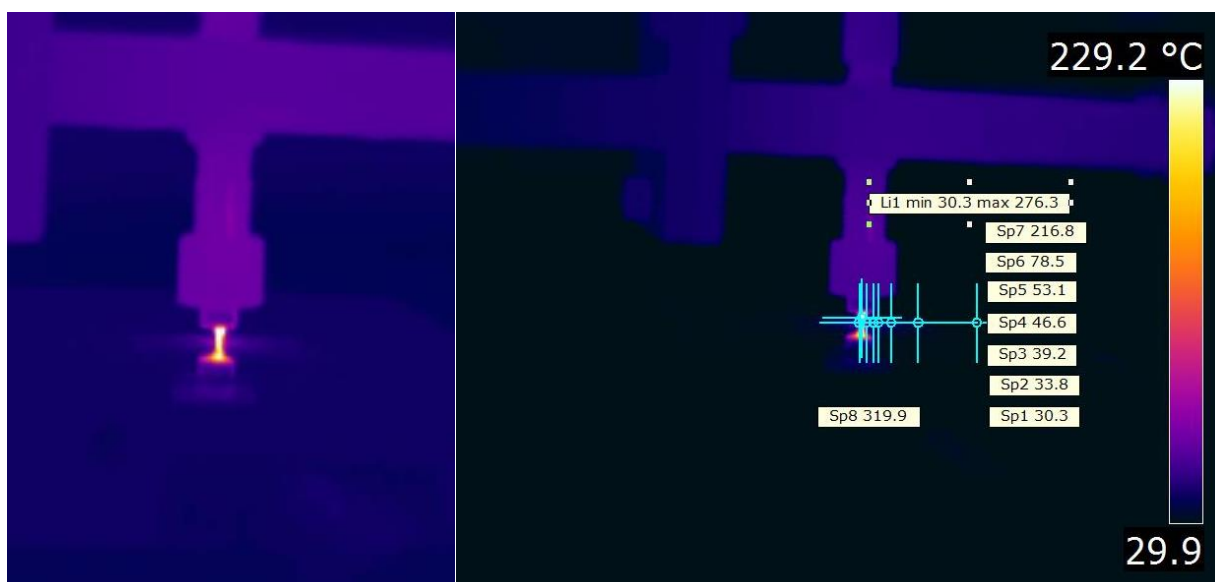
Рисунки 7.28 та 7.29 демонструють розподіл температури в випадку плазмового впливу випромінювання на підкладку, коли проміж зондом та об'єктом є зазором величиною близько 100 мкм, а рисунок 7.30 і 7.31 відображують випадок, коли зонд торкається поверхні підкладки і має з нею безпосередній тепलोї контакт.



а

б

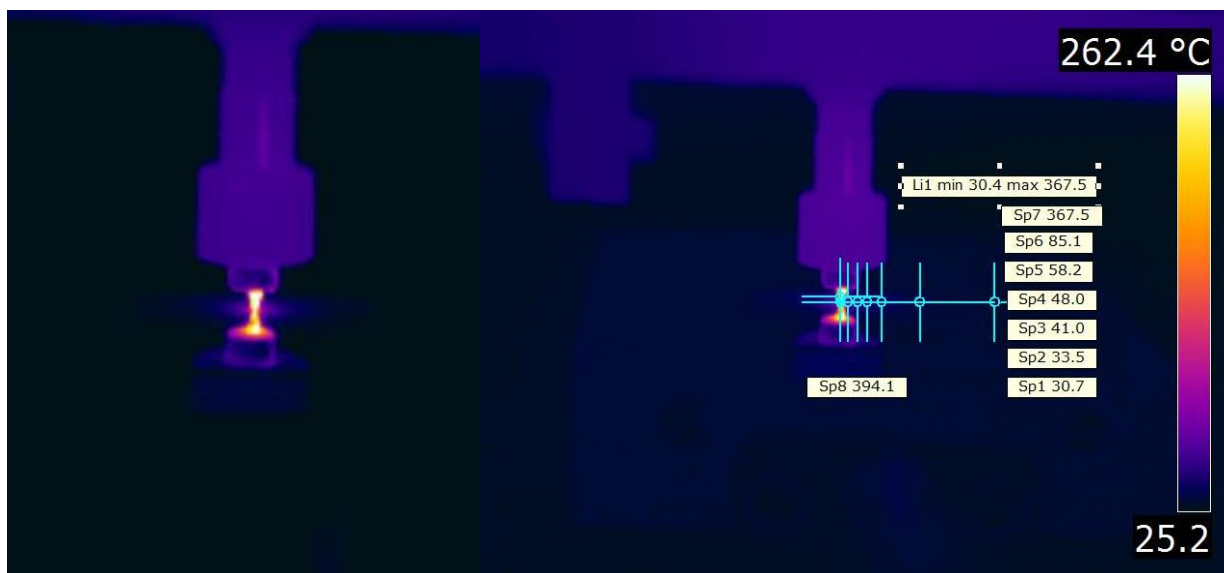
Рисунок 7.28 – Термограма впливу плазми на кремнієву підкладку. Теплове поле в полі зору камери (а) та температури в точках підкладки SP1...SP7, що розташовані по радіусу кола з центром на кінці робочого зонду SP8 (б)



а

б

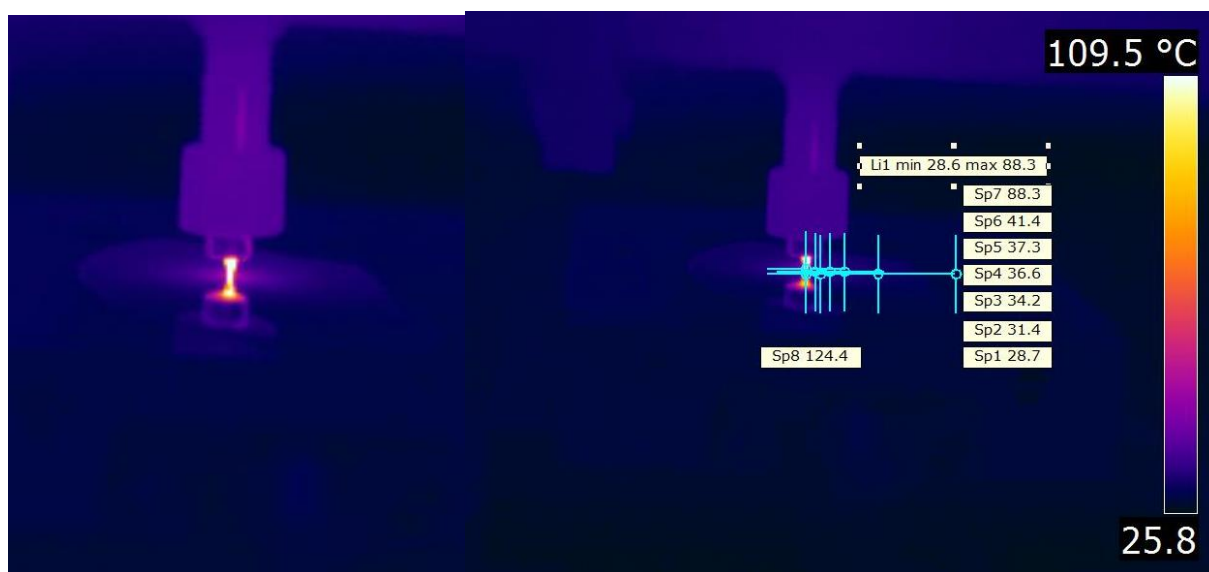
Рисунок 7.29 – Термограма впливу плазми на полікорову підкладку з плівкою фоторезисту. Теплове поле в полі зору камери (а) та температури в точках підкладки SP1...SP7, що розташовані по радіусу кола з центром на кінці робочого зонду SP8 (б)



а

б

Рисунок 7.30 – Термограма у випадку коли зонд торкається полікорової підкладки з фоторезистом. Теплове поле в полі зору камери (а) та температури в точках підкладки SP1...SP7, що розташовані по радіусу кола з центром на кінці робочого зонду SP8 (б)



а

б

Рисунок 7.31 – Термограма у випадку коли зонд торкається кремнієвої підкладки. Теплове поле в полі зору камери (а) та температури в точках підкладки SP1...SP7, що розташовані по радіусу кола з центром на кінці робочого зонду SP8 (б).

У всіх випадках вплив НВЧ потужності був постійним, без модуляції з різним часом впливу. Тим не менш характер розподілу в цілому однаковий з незначними розбіжностями крутизни, пов'язаними, вірогідно, з різною теплопровідністю та впливом фоторезисту на теплорозподіл.

ВИСНОВКИ

Локальна НВЧ діагностика в даний час представлена в основному СММ, яка інтенсивно розвивається з кінця 90-х років. Основною її рисою є експериментальний характер досягнення високої роздільної здатності та контрастності. Однак, при цьому зображення не відтворюють розподіл властивостей кількісно, тому мають тільки якісний характер. Для відтворення кількісних оцінок потрібна їх реконструкція. Але не зважаючи на великий масштаб досліджень в області СММ, теорія такої реконструкції практично відсутня.

Запропоновані в деяких роботах підходи для рішення зворотних задач в СММ дуже складні в чисельній реалізації а практична їх реалізація відсутня. Дослідження і розробки, що приведені в роботі, можуть значною мірою забезпечити реконструкцію зображень за рахунок нескладної процедури рішення зворотної задачі. Аналогічним чином виглядає рішення метрологічних зворотних задач при локальному безелектродному методі контролю матеріалів і структур (в тому числі біооб'єктів).

Окремо слід відзначити, що створена в роботі електродинамічна теорія апертурних резонаторних зондів суттєво поглиблює відомі результати теорії досліджень датчиків на основі відкритої коаксіальної лінії і дає можливість більш масштабно і точно досліджувати і оптимізувати високоефективні в практичному відношенні резонаторні зонди з локальністю значно менше одиниць міліметра.

Відносно локальної НВЧ модифікації матеріалів і структур, слід зауважити, що такий підхід розвивається вченими Ізраїлю. Однак, локальність, досягнута в їх роботах, не перевищує 1 мм, а дослідження в основному мають іншу ціль яка в основному пов'язана зі свердлінням отворів у різних матеріалах шляхом проплавлення.

У роботі вперше:

– послідовно і в широкому діапазоні значень встановлено залежність просторового розподілу електромагнітного поля зонда від геометрії апертури, включаючи форму вістря, величини зазору та параметрів об'єктів.

– отримано у повному об'ємі значень графічне представлення характеристик перетворення РЗ, як первинного вимірювального перетворювача, у форматі “Вимірювальний сигнал – параметр зразка”. Ці характеристики орієнтовані на два вимірювальні сигнали – зміну добротності і резонансної частоти РЗ. Вони є фундаментальними, так що усі інші, допустимі практично, є похідними від них;

– знайдено аналітичні апроксимації цих характеристик з урахуванням їх залежностей від супутніх факторів;

– запропоновано та обґрунтовано використання комбінованих сигналів вимірювальної інформації, що інваріантні до впливу факторів, що заважають;

– послідовно теоретично і експериментально обґрунтовано ефективність нового способу виділення фундаментальних сигналів вимірювальної інформації за допомогою системи АПЧ модуляційного типу. Зокрема, показано, що для деяких комбінованих сигналів такий спосіб забезпечує інваріантність до зміни робочих параметрів НВЧ генератора та детектора;

– теоретично кількісно відтворено залежності кінетики та досяжної температури від параметрів НВЧ аплікаторів з коаксіальною апертурою від геометрії апертури і параметрів області зразка, що розігрівається.

Окремо слід зазначити, що проведені дослідження вперше і досить обґрунтовано показали, що проблема одночасного збільшення роздільної здатності і контрастності (чутливості) діагностики не є суперечливою. Залежність цих параметрів від радіуса вістря зонда має кількісно різний характер при його зменшенні. Так при збільшенні роздільної здатності за рахунок зменшення радіуса вістря супроводжується падінням контрастності (ефект громовідводу).

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. – Минск: Вышэйшая школа, 1974. – 304 с.
3. Гаврилин В.В., Григулис Ю.К., Пориньш В.М. Электромагнитные радиоволновые приборы для контроля слоев полупроводниковых и металлических слоев. – Рига: Зинатне, 1982. – 162 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. Гордиенко Ю.Е. СВЧ диагностика слоистых полупроводниковых материалов: Дисс. докт. физ.-мат.наук. – Харьков: ХИРЭ, 1985. – 397 с.
6. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Феклистов В.Б., Вениг С.Б. Измерение параметров полупроводников, микро- и наноструктур на СВЧ. – Саратов: СГУ, 2007. – 140 с.
7. Лисовский В.В. Теория и практика сверхвысокочастотного контроля влажности сельскохозяйственных материалов. – Минск: УОБГАТУ, 2005. – 292 с.
8. Гордиенко Ю.Е., Гуд Ю.И., Старостенко В.В. Измерительные преобразователи для неразрушающего контроля электропроводности пленок в эпитаксиальных структурах pn^+ типа // Электронная техника. Сер. 8. – 1974. – Вып. 9. – С. 112–118.

9. Гордиенко Ю.Е., Гуд Ю.И., Попов Ю.В. Техника безэлектродного измерения электрофизических параметров полупроводниковых структур // Заводская лаборатория. – 1977. – № 12. – С. 1494–1497.
10. Nyfors E., Vainikainen P. Industrial Microwave Sensors. – Artech House, Inc., 1989. – 351 p.
11. Klein O., Donovan S., Dressel M. at all. Microwave cavity perturbation technique // International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 1993. – Vol. 14. – № 12. – P. 2433–2517.
12. Мищенко С.В., Малков Н.А. Проектирование радиоволновых (СВЧ) приборов неразрушающего контроля материалов. – Тамбов: ТГТУ, 2003. – 128 с.
13. Chen L.F., Ong C.K., Neo P.C. at all. Microwave electronics: Measurement and Materials Characterization. – John Wiley & Sons, Ltd., 2004. – 537 p.
14. Гордиенко Ю.Е., Овчаренко Л.А. Характеристики объемных СВЧ резонаторов, апертурно нагруженных слоистой полупроводниковой средой // 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., Petrov V.V., Khammud F.M. Estimation of Numerical-Analytical Models of Microwave Cavity Detectors with a Coaxial Measuring Aperture // Telecommunications and Radio Engineering. – 2006. – Vol. 65, № 9-10. – P. 789 – 798.

18. Рябухин А.А. Электродинамические модели резонаторных сенсоров в СВЧ диагностике полупроводников: Дисс. канд. физ.-мат.наук. – Харьков: ХНУРЭ, 2002. – 158 с.
19. Батавин В.В., Концевой Ю.А., Федорович Ю.В. Измерение параметров полупроводниковых материалов и структур. – М.: Радио и связь, 1985. – 264 с.
20. Павлов Л.П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. – М.: Высшая школа, 1987. – 240 с.
21. Функціональна мікроелектроніка. Прилади із зарядовими зв'язками, циліндричні магнітні домени, давачі : навч. посібник / Ю. О. Гордієнко, В. А. Антонова, Б. Г. Бондар та інш. ; за ред. Ю. О. Гордієнка. – Київ: ІСДО, 1996. – 216 с.
22. Гордиенко Ю.Е., Кочержин А.И. Улучшение метрологических характеристик СВЧ резонаторных измерителей влажности сыпучих материалов // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2001. – Вып. 120. – С. 131–134.
23. Гордиенко Ю.Е., Гуд Ю.И., Пашков А.В., Слипченко Н.И. Принципы разработки емкостных датчиков влажности газовых сред // Радиоэлектроника и информатика: научн.-техн. журнал. – 2001. – № 2. – С. 38–41.
24. Гордиенко Ю.Е., Хаммуд Ф.М. Оценка направлений оптимизации СВЧ резонаторных датчиков контроля влагосодержания порошковых материалов электронной технологии // Радиоэлектроника и информатика: научн.-техн. журнал. – 2004. – №2. – С. 34–38.
26. Лисовский В.В. Теория и практика сверхвысокочастотного контроля влажности сельскохозяйственных материалов / В.В. Лисовский. - Мн.: УОБГАТУ, 2005. - 292 с.
27. Егоров В.Н. Резонансные методы исследования диэлектриков на СВЧ / В.Н. Егоров // Приборы и техника эксперимента. - 2007. - № 2. - С. 5 - 38.

28. Chen L. Microwave Electronics Measurement and Materials Characterization / [L. Chen, C. Ong, C. Neo and other]. - New York: John Wiley & Sons, 2004. - 537 p.
29. Детинко М.В. Физические основы неразрушающего СВЧ-резонаторного метода локального контроля электрофизических параметров полупроводников / М.В. Детинко, Ю.В. Медведев, А.С. Петров. - Томск: Изд-во Томского ун-та, 1988. - 30 с
30. Завьялов А.С. Измерение параметров материалов на сверхвысоких частотах / А.С. Завьялов, Г.Е. Дунаевский. - Томск: Изд-во ТГУ, 1985. - 213 с.
31. Брандт А.А. Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах / А.А. Брандт. - М.: Физматиздат, 1963. - 404 с.
32. Гордиенко Ю.Е. Резонаторные измерительные преобразователи в диагностике микрослоистых структур / Ю.Е. Гордиенко // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. - 1996. - Вып. 100. - С. 253 - 260.
33. Медведев Ю.В. Техника неразрушающего измерения удельного сопротивления, толщины и времени жизни неосновных носителей заряда по площади эпитаксиальных пленок / Ю.В. Медведев // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. - 1984. - № 10. - С. 50 - 54.
34. Степанов А.Е. Моделирование электромагнитных полей в электротехнических устройствах / [А.Е. Степанов, Ю.Г. Блаудзевич, З.Х. Борукаев и др.]. - К.: Техніка, 1990. - 188 с.
35. Памятных Е.А. Основы электродинамики материальных сред в переменных и неоднородных полях / Е.А. Памятных, Е.А. Туров. - М.: Наука, 2000. - 354 с.
36. Лебедев И.В. Техника и приборы СВЧ / И.В. Лебедев. - М.: Высш. школа, 1970. - 440 с.
37. Орлов С.И. Расчёт и конструирование коаксиальных резонаторов / С.И. Орлов. - М.: Радио, 1970. - 256 с.
38. 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.
39. 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.
40. Гордієнко, Ю. О. Створення мікроелектронних датчиків нового покоління для інтелектуальних систем: монографія / Я. І Лепіх, Ю. О. Гордієнко, С. В. Дзяевич, А. О. Дружинін, А. А. Євтух, С. В. Ленков, В. Г. Мельник, В. О. Романов; за ред. Я. І Лепіха. – Одеса: Астропринт, 2010. – 296 с.
41. Гордиенко, Ю. Е. Фотомодуляционная СВЧ диагностика полупроводниковых структур / Ю. Е. Гордиенко, Б. Г. Бородин, А. А. Рябухин // Радиотехника. – 1995. – Вып. 110. – С. 71–80.
42. Гордиенко, Ю. Е. Ближнеполевой СВЧ датчик на основе конусного коаксиального резонатора / Ю. Е. Гордиенко, С. Ю. Ларкин, А. М. Яцкив // Радиотехника. – 2009. – № 159. – С. 309–314.
43. Гордиенко, Ю. Е. Характеристики коаксиального конусного СВЧ датчика для микродиагностики объектов / Ю. Е. Гордиенко, С. Ю. Ларкин, А. Л. Ищенко // Радиотехника. – 2010. – № 162. – С. 35–40.
44. Гордиенко, Ю. Е. Электродинамические характеристики усовершенствованного резонаторного микрозонда для микроволновой микроскопии и микродиагностики / Ю. Е. Гордиенко, Г. И. Гуд, С. Ю. Ларкин, Д. А. Полетаев // Радиотехника. – 2009. – № 159. – С. 302–309.
45. Golosovsky, M. High-Spatial Resolution Resistivity Mapping of Large-Area YBCO Films by a Near-Field Millimeter-Wave Microscope / M. Golosovsky, A. Galkin, D. Davidov // IEEE Micro. Theor. Tech. – 1996. – V.44. – P. 1390–1392.

46. Golosovsky, M. Novel millimeter-wave near-field resistivity microscope / M. Golosovsky, D. Davidov . // *Appl. Phys. Lett.* – 1996. – V. 68, No 11. – P. 1579–1581.
47. Bae, J. Experimental demonstration for scanning near-field microscopy using a metal micro-slit probe at millimeter wavelengths / J. Bae, T. Okamoto, T. Fujii, K. Mizuno, T. Nozokido // *Appl. Phys. Lett.* – 1997.– V. 71. – P. 3581–3583.
48. Lann, A. F. Combined millimeter-wave near-field microscope and capacitance distance control for the quantitative mapping of sheet resistance of conducting layers / A. F. Lann, M. Golosovsky, D. Davidov, A. Frenkel // *Appl. Phys. Lett.* – 1998. – V. 73. – P. 2832 – 2834.
49. Nozokido, T. Scanning near-field millimeter-wave microscopy using a metal slit as a scanning probe / T. Nozokido, J. Bae, K. Mizuno // *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* – 2001. – V. 49. – P. 491–499.
50. Mohammed-Djafari, A. A Blind Deconvolution Approach for Resolution Enhancement of Near-Field Microwave Images / A. Mohammed-Djafari, N. Qaddoum, R. Zoughi // *Proc. SPIE.* – 1999. – P.274–281.
51. Sakran F. Electron spin resonance microscopic surface imaging using a microwave scanning probe / F. Sakran, A. Copty, M. Golosovsky, N. Bontemps // *Appl. Phys. Lett.* – 2003. – V. 82. – P. 1479–1481.,
52. Copty, A. Low-power near-field microwave applicator for localized heating of soft matter / A. Copty, F. Sakran, M. Golosovsky, D. Davidov, A. Frenkel // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – V. 84, No, 25. – P. 5109–5111
53. Copty, A. Localized heating of biological media using a 1 watt microwave near-field probe / A. Copty, M. Golosovsky, D. Davidov, A. Frenkel // *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.* – 2004.–V. 52, No.8. – P. 1957.
54. Lann, A. F. Microwave near-field polarimetry / A. F. Lann, M. Golosovsky, D. Davidov, A. Frenkel // *Appl. Phys. Lett.* – 1999. – V. 75. – P. 603–605.
55. Anlage S.M., Talanov V.V., Schwartz A.R. Principles of near-field microwave microscopy // *Scanning probe microscopy: electrical and electromechanical*

- phenomena at the nanoscale / edited by S.V.Kalinin, A.Gruverman. – New York: Springer-Verlag, 2007. – Vol. 1. – P. 215 – 253.
56. Справочник по расчету и конструированию СВЧ полосковых устройств; под ред. В.И. Вольмана. – М.: Радио и связь, 1982. – 328 с.
57. Бондаренко И.Н. Измерительные резонаторные преобразователи на основе микрополосковых структур / Бондаренко И.Н., Галич А.В. // Радиотехника. 2014. Вып. 177, с.130-135.
58. Бондаренко И.Н., Галич А.В. Микрополосковые резонаторные измерительные преобразователи для сканирующей микроволновой микроскопии // Сб. науч. тр. 6-й Междунар. науч. конф. «Функциональная база нанoeлектроники», Харьков-Крым, 2013, 30.09.- 4.10.2013. – С.86-89.
59. Bondarenko I.N., Galich A.V. Microstrip resonant sensors for scanning microwave microscopy // 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.
60. Anlage S.M., Talanov V.V., Schwartz A.R. Principles of near-field microwave microscopy // Scanning probe microscopy: electrical and electromechanical phenomena at the nanoscale / edited by S.V.Kalinin, A.Gruverman. – New York: Springer-Verlag, 2007. – Vol. 1. – P. 215-253.,
61. Kim, M. Nondestructive high spatial resolution imaging with a 60 GHz near-field scanning millimeter-wave microscope / M. Kim, J. Kim, H. Kim // Rev. of scientific instrum. – 2004. – V. 75, No. 3. – P. 1–5.
62. Imtiaz, A. Near-field microwave microscopy on nanometer length scales / A. Imtiaz, M. Pollak, S. M. Anlage, J. D. Barry, J. Melngailis // Journal of applied physics. – 2005. – V. 97, N.4.– P. 044302-1–044302-6.
63. Imtiaz, A. A novel STM-assisted microwave microscope with capacitance and loss imaging capability / A. Imtiaz, S. M. Anlage // Ultramicroscopy. – 2003. – V. 94. – P. 209–216.

64. Qi, Y. Local dielectric measurements of BaTiO₃–CoFe₂O₄ nanocomposites through microwave microscopy / Yi Qi, S. M. Anlage, H. Zheng, R. Ramesh // *Journal of Materials Research*. – 2007. – V. 22. – P. 1193–1199.
65. Park, J. Observation of biological samples using a scanning microwave microscope/ J. Park, S. Hyun, A. Kim, T. Kim, K Char // *Ultramicroscopy* – 2005. – V. 102. – P. 101–106.
66. Tabib-Azar, M. Evanescent Microwaves: A Novel Super-Resolution Noncontact Nondestructive Imaging Technique for Biological Applications / M. Tabib-Azar, J. L. Katz, S. R. LeClair // *IEEE transactions on instrumentation and measurement*. – 1999. – Vol. 48, No. 6. – P. 1111–1116.
67. Vlahacos, C. P. Non-contact imaging of dielectric constant with a near-field scanning microwave microscope / C. P. Vlahacos, D. E. Steinhauer, S. M. Anlage, F. C. Wellstood, S. K. Dutta, J. B. Feenstra // *The Americas Microscopy and Analysis*. – Jan.2000. – P. 5–7.
68. Anlage, S. M. Near-field microwave microscopy of materials properties / S. M. Anlage, D. E. Steinhauer, B. J. Feenstra, C. P. Vlahacos, F. C. Wellstood // *Microwave Superconductivity* / edited by H. Weinstock, M. Nisenoff. – Amsterdam: Kluwer, 2001. – P. 239–269.
69. Wang, Z. Evanescent microwave probe measurement of low-k dielectric films/ Z. Wang, M. A. Kelly, Z.-X. Shen, G. Wang, X.-D. Xiang, J.T. Wetzel // *J. Appl. Phys.*- 2002.- V. 92. – P. 808–811.
70. Sakran, F. High-frequency eddy-current technique for thickness measurement of micron-thick conducting layers / F. Sakran, M. Golosovsky, H. Goldberger, D. Davidov, A. Frenkel. – *Appl. Phys. Lett.* – 2001. – V. 78. – P. 1634–1636.
71. Anlage, S. M. Near-field scanning microwave microscopy of superconducting materials and devices / S. M. Anlage, A. S. Thanawalla, A. P. ZhuraveP, W. Hu, C. P Anlage. Vlahacos, D. E. Steinhauer, S. K. Dutta, F. C. Wellstood // *Advances in Superconductivity XI* / ed. by N. Koshizuka, S. Tajima. – Tokyo: Springer-Verlag – 1999. – V.2 – P. 1079–1084.

72. Liu, L. Local microwave characterization of metal films using a scanning microwave near-field microscope / L. Liu, Y. J. Feng, L. Y. Wu, Q. G. Liu, E. H. Zhao, Z. L. Fu, L. Kang, S. Z. Yang, P. H. Wu // *Solid State Communications*. –2001. – V. 119, N. 3 – P. 133–135.
73. Sigalov, M. Microwave Near-Field Microscope Based on Ferrite-disk MSW Resonators / M. Sigalov, E. O. Kamenetskii, R. Shavit // *Progr. Electromagn. Research Symp.* – 2007, March 26-30. – Beijing, China. – P.611–612.
74. Chen, Y-C. Study of Microwave Dielectric Properties of Perovskite Thin Films by Near-Field Microscopy / Yi-Chun Chen, Yun-Shuo Hsieh, Hsiu-Fung Cheng, and I-Nan Lin // *Journal of Electroceramics*. – 2004. – V.13. – P. 261–265.
75. Talanov, V. V. Measurement of the absolute penetration depth and surface resistance of superconductors and normal metals with the variable spacing parallel plate resonator / V. V. Talanov, L. V. Mercaldo, S. M. Anlage, J. H. Claassen // *Rev. Sci. Instrum.* – 2000. – V. 71. – P. 2136–2146.
76. Nozokido, T. Visualization of photoexcited free carriers by scanning near-field millimeter-wave microscopy / T. Nozokido, J. Bae, K. Mizuno // *Appl. Phys. Lett.* – 2000. – V. 77, No 1. – P. 148–151.
77. Wang, Y. G. Simultaneous imaging of dielectric properties and topography in a PbTiO₃ crystal by near-field scanning microwave microscopy / Y. G. Wang, M. E. Reeves, F. J. Rachford // *Appl. Phys. Lett.* – 2000. – Vol. 76. – P. 3295–3297.
82. Steinhauer, D.E. Quantitative imaging of dielectric permittivity and tunability with a near-field scanning microwave microscope / D. E. Steinhauer, C. P. Vlahacos, F. C. Wellstood, S. M. Anlage, C. Canedy, R. Ramesh, A. Stanishevsky, J. Melngailis // *Rev. Sci. Instrum.* – 2000. – Vol. 71. – P. 2751–2758.
83. Vlahacos, C. P. Quantitative Topographic Imaging Using a Near-Field Scanning Microwave Microscope / C. P. Vlahacos, D. E. Steinhauer, S. K.

- Dutta, B. J. Feenstra, S. M. Anlage, F. C. Wellstood // *Appl. Phys. Lett.* – 1998. – V. 72, N.14. – P. 1778–1780.
78. Li, X. Near-field microwave microscope and electron-spin-resonance detection: ruby crystal surface / X. Li, J. A. Mann Jr., and M. Tabib-Azar // *Appl. Opt.* – 2006. – V. 45. – P. 2191–2198.
79. Sakran F. Electron spin resonance microscopic surface imaging using a microwave scanning probe / F. Sakran, A. Coptly, M. Golosovsky, N. Bontemps // *Appl. Phys. Lett.* – 2003. – V. 82. – P. 1479–1481.
80. Abu-Teir, M. Local contactless measurement of the ordinary and extraordinary Hall effect using near-field microwave microscopy / M. Abu-Teir, F. Sakran, M. Golosovsky // *Appl. Phys. Lett.* – 2002. – V. 80. – P. 1776–1778.
81. Synge, E.H. A suggested method for extending microscopic resolution into the ultra-microscopic region / E. H. Synge // *Phil. Mag.* – 1928. – V. 6. – P. 356–362.
82. Synge, E.H. An application of piezo-electricity to microscopy / E. H. Synge // *Phil. Mag.* – 1932. – V. 13. – P. 297–300.
83. Bouwkamp, C. J. On the diffraction of electromagnetic waves by small circular disks and holes / C. J. Bouwkamp // *Philips Res. Rep.* – 1950. – V. 5.– P. 401–522.
84. Bethe, H. A. Theory of Diffraction by Small Holes H. A. Bethe / *Phys. Rev.* // 1944. – V. 66. – P. 163–182.
85. O’Keefe, J. A. Resolving Power of Visible Light / J. A. O’Keefe // *J. Opt. Soc. Am.* – 1956. – V. 46. – P. 359.
86. Frait, Z. Local variations of uniaxial anisotropy in thin films / Z. Frait, V. Kambersky, Z. Malek, M. Ondris // *Czech. J. Phys.* – 1960.– V. 10. – P. 616–617.
87. Frait, Z. The use of high frequency modulation in studying ferromagnetic Resonance / Zdenek Frait // *Czech. J. Phys.* – 1959. – V. 9. – P. 403–404.

88. Bryant, C. A. Noncontact Technique of the Local Measurement of Semiconductor Resistivity / C. A. Bryant and J. B. Gunn // *Rev. Sci. Instrum.* – 1965. – V. 36 . – P. 1614–1617.
89. Imtiaz, A. Nanometer-scale materials contrast imaging with a near-field microwave microscope / A. Imtiaz, S. M. Anlage, J. D. Barry, J. Melngailis // *Appl. Phys. Lett.* – 2007. –V. 90.
90. Imtiaz, A. Effect of tip geometry on contrast and spatial resolution of the near-field microwave microscope / A. Imtiaz, S. M. Anlage // *Journal of Applied Physics.* – 2006. – V. 100. – P. 1–8.
91. Lai, K. Modeling of a Cantilever-Based Near-Field Scanning Microwave Microscope / K. Lai, W. Kundhikanjana, M.A. Kelly, Z.X. Shen // *Rev. Sci. Instrum.* – 2008. – V. 79.
92. Ju, Y. Development of a nanostructural microwave probe based on GaAs / Y. Ju, T. Kobayashi, H. Soyama // *Microsystem Technologies* – 2008. –V. 14. – P. 1021–1025.
93. Ju, Y. A nanostructural microwave probe used for atomic force microscope / Y. Ju, M. Hamada, T. Kobayashi, H. Soyama// *Symposium on Design, Test, Integration and Packaging of MEMS/MOEMS, DTIP* – 2008. – P. 158–161.
94. Lai, K. AFM-compatible near-field scanning microwave microscope with separated excitation and sensing probes / K. Lai, M. B. Ji, N. Leindecker, M. A. Kelly, Z. X. Shen // <http://arxiv.org/abs/cond-mat/0703382>. – 2007.
95. Lai, K. Tapping mode microwave impedance microscopy / K. Lai, W. Kundhikanjana, H. Peng, Y. Cui, M. A. Kelly, Z. X. Shen // *Rev. Sci. Instrum.*– 2009 .– V.80 .
96. Tabib-Azar, M. Design and Fabrication of Scanning Near-Field Microwave Probes Compatible With Atomic Force Microscopy to Image Embedded Nanostructures / Massood Tabib-Azar , Yaqiang Wang // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques.* – 2004 .– V. 52, N.3. – P. 971–979.

97. Ju, Y. A microwave probe nanostructure for atomic force microscopy / Y. Ju , M. Hamada , T. Kobayashi, H. Soyama // *Microsyst. Technol.* – 2009. – V. 15, No. 8. – P. 1195–1199.
98. Ash, E. A. Super-resolution Aperture Scanning Microscope / E. A. Ash, G. Nicholls // *Nature.* – 1972 – V. 237. – P. 510–512.
99. Asami, K. The scanning dielectric microscope / K. Asami // *Meas. Sci. Technol.* – 1994. – V. 5. – P. 589–592.
100. Gao, C. High spatial resolution quantitative microwave impedance microscopy by a scanning tip microwave near-field microscope / C. Gao, T. Wei, F. Duewer, Y. Lu, X.-D. Xiang // *Appl. Phys. Lett.* – 1997. – V. 71, No 13. – P. 1872–1874.
101. Gao, Y. J. A new miniature magnetic field probe for measuring three-dimensional fields in planar high-frequency circuits / Y. J. Gao , I. Wolff // *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* – 1996. – V. 44. – P. 911–918.
102. Dutta, S.K. Imaging microwave electric fields using a near-field scanning microwave microscope / S. K. Dutta, C. P. Vlahacos, D. E. Steinhauer, Ashfaq S. Thanawalla, B. J. Feenstra, F. C. Wellstood, Steven M. Anlage // *Appl. Phys. Lett.* – 1999. – V. 74. – P. 156 – 159.
103. Anlage, S.M. Scanning microwave microscopy of active superconducting microwave devices / S. M. Anlage, C. P. Vlahacos, S. Dutta, F. C. Wellstood // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* – 1997. – V. 7. – P. 3686–3689.
104. Vlahacos, C. P. Near-field Scanning Microwave Microscope with 100 μm Resolution / C. P. Vlahacos, R. C. Black, S. M. Anlage, F. C. Wellstood // *Appl. Phys. Lett.* – 1996. – V. 69. – P. 3272–3274.
105. Druon, C. Novel microwave device for nondestructive electrical characterization of semiconducting layers / C. Druon, P. Tabourier, N. Bourzgui, J. M. Wacrenier // *Rev. Sci. Instrum.* – 1990. – V. 61. – P.3431–3434.

106. Tabib-Azar, M. Non-destructive characterization of materials by evanescent microwaves / M. Tabib-Azar, N. Shoemaker, S. Harris // *Meas. Sci. Tech.* – 1993. – V. 4. – P. 583–590.
107. Lee, S. C. Magnetic permeability imaging of metals with a scanning near-field microwave microscope / S. C. Lee, C. P. Vlahacos, B. J. Feenstra, A. Schwartz, D. E. Steinhauer, F. C. Wellstood and S. M. Anlage // *Appl. Phys. Lett.* – 2000. – V. 77. – P. 4404–4406.
108. Kramer, A. The coaxial tip as a nano-antenna for scanning near-field microwave transmission microscopy / A. Kramer, F. Keilmann, B. Knoll, R. Guckenberger // *Micron.* – 1996 – V.27. – P. 413–417.
109. Wang, R. Calibration methods of a 2 GHz evanescent microwave magnetic probe for noncontact and nondestructive metal characterization for corrosion, defects, conductivity, and thickness nonuniformities / R. Wang, F. Li, M. Tabib-Azar // *Rev. of scientific instrum.* – 2005. – V. 76.
110. Sakran, F. Scanning ferromagnetic resonance microscopy and resonant heating of magnetite nanoparticles: Demonstration of thermally-detected magnetic resonance / F. Sakran, A. Coptly, M. Golosovsky, D. Davidov, P. Monod // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. –V. 84. – P. 4499–5501.
111. Black, R. C. High-frequency magnetic microscopy using a high-Tc SQUID / R. C. Black, F. C. Wellstood, E. Dantsker, A. H. Miklich, D. Koelle, F. Ludwig, J. Clarke // *IEEE Trans. Appl. Supercon.* – 1995. –V. 5. – P. 2137–2141.
112. Black, R. C. Microwave microscopy using a superconducting quantum interference device / R. C. Black, F. C. Wellstood, E. Dantsker, A. H. Miklich, D. T. Nemeth, D. Koelle, F. Ludwig, and J. Clarke // *Appl. Phys. Lett.* – 1995.– V. 66.– P. 99–101.
113. Lee, S.-C. Spatially resolved nonlinearity measurements of YBa₂Cu₃O_{7-δ} bicrystal grain boundaries / S.-C. Lee, S. M. Anlage // *Appl. Phys. Lett.* – 2003. – V. 82, No. 12. – P. 1893–1895.

114. Lee, S.-C. Study of local nonlinear properties using a near-field microwave microscope / S.-C. Lee, S. M. Anlage // IEEE transactions on applied superconductivity. – 2003. – V. 13, No. 2. – P. 3594–3597.
115. Lee, S.-C. Microwave Nonlinearities of an Isolated Long YBa₂Cu₃O_{7-δ} Bicrystal Grain Boundary / Sheng-Chiang Lee, Su-Young Lee, Steven M. Anlage // Phys. Rev. – 2005. – V. 72.
116. Lee, S.-C. Doping dependent time-reversal symmetric nonlinearity of YBa₂Cu₃O_{7-δ} thin films / S.-C. Lee, S. M. Anlage // Physica C. – 2004. – V. 408–410. – P. 324–325.
117. Lee, S.-C. Doping-Dependent Nonlinear Meissner Effect and Spontaneous Currents in High-Tc Superconductors / S.-C. Lee, M. Sullivan, G. R. Ruchti, S. M. Anlage, B. Palmer, B. M Osquiguil // Phys. Rev. – 2005. – V 71.
118. Takeuchi, I. Low temperature scanning-tip microwave near-field microscopy of YBa₂Cu₃O_{7-x} films / I. Takeuchi, T. Wei, F. Duewer, Y. K. Yoo, X.-D. Xiang, V. Talyansky, S. P. Pai, G. J. Chen, T. Venkatesan // Appl. Phys. Lett. – 1997. – V. 71, No 14. – P. 2026–2028.
119. Альтман Дж. Л. Устройства сверхвысоких частот. – М.: Мир, 1968. – 468с
120. Гордиенко Ю.Е. Резонансные измерительные преобразователи в диагностике микрослоистых структур // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 1996. – Вып. 100. – С. 253–260.
121. Гордиенко Ю.Е. Одномодовые резонаторные измерительные преобразователи в общей теории СВЧ диагностики материалов / Гордиенко Ю.Е., Гуд Ю.И., Корягина Е.Ю, Слипченко Н.И. // Радиоэлектроника и информатика: научн.-техн. журнал. – 2007. – № 2 – С. 4–8.
122. Gordienko Yu.Ye, Panchenko A.Yu., Ryabukhin A.A. Theoretical Analysis of a Microwave Toroidal Cavity Transducer // Telecommunications and Radio Engineering. Electromagnetic Field Theory. Begell Hous, Inc., New York, NY, (USA). – 1999. – Vol. 52, № 12. – P. 34–38.

123. Anlage S.M., Talanov V.V., Schwartz A.R. Principles of near-field microwave microscopy // Scanning probe microscopy: electrical and electromechanical phenomena at the nanoscale / edited by S.V.Kalinin, A.Gruverman. – New York: Springer-Verlag, 2007. – Vol. 1. – P. 215-253.
124. Гордиенко Ю.Е., Морщаков Е.А. Толщинометрия пленочных элементов функциональных структур ГИС // Технология приборостроения. – 1988. – № 2. – С. 98–99.
125. Gordienko Yu.E. Photomodulation Microwave Diagnostics of Semiconductor Structures / Gordienko Yu.E., Borodin B.G., Ryabukhin A.A. // Telecommunication and Radio Engineering. – 1998. – V. 52, № 2. – P. 82–88.
126. Гордиенко Ю.Е., Корягина Е.Ю., Слипченко Н.И. Формирование и анализ сигналов измерительной информации при СВЧ диагностике материала // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2007. – Вып. 151. – С. 239–245.
127. Гордиенко Ю. Е., Гуд Ю.И., Дудкин Ю.А., Старостенко В.В., Жуков Г.В., Никитский В.П. Микроволновый измеритель толщины пленок на низкоомных подложках // Приборы и техника эксперимента. – 1981. – № 3. – С. 231–234.
128. Гордиенко Ю.Е., Овчаренко Л.А. Автодинный измеритель толщины полупроводниковых пленок // Заводская лаборатория. – 1984. – № 7. – С. 36–38.
129. Гордиенко Ю.Е., Гуд Ю.И., Арсентьев В.А., Овчаренко Л.А., Главчев И.Г. СВЧ толщинометрия неметаллических пленок в технологии электронного приборостроения. Часть 1. Анализ и сравнение СВЧ резонаторных измерительных преобразователей // Технология приборостроения. – 1989. – № 1. – С. 31–41.
130. Gordienko Yu.Ye, Panchenko A.Yu., Ryabukhin A.A. Theoretical Analysis of a Microwave Toroidal Cavity Transducer // Telecommunications and Radio Engineering. Electromagnetic Field Theory. Begell Hous, Inc., New York, NY, (USA). – 1999. – Vol. 52, № 12. – P. 34–38.

131. Гордиенко Ю.Е., Пашков А.В., Рябухин А.А., Слипченко Н.И. Электродинамическое моделирование СВЧ резонаторных сенсоров для гигрометрии газов // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2002. – Вып. 129. – С. 115–118.
132. Пат. 57427 А Україна, МКИ G 01 N 27/00 Спосіб вимірювання об'ємного часу життя та швидкості поверхневої рекомбінації носіїв заряду у напівпровідниках. Пат 57427 А Україна, МКИ G 01 N 27/00 Ю.О. Гордієнко, Б.Г. Бородин, С.В. Бабиченко - №2002107944; Заявл. 07.10.2002; Опубл. 16.06.2003, Бюл. №6.
134. Anlage S.M., Steinhauer D.E., Feenstra B.J. at all. Near-field microwave microscopy of materials properties // Microwave Superconductivity / edited by H. Weinstick, M.Nisenoff. – Amsterdam: Kluwer, 2001. – P. 239–269.
135. Гордиенко, Ю. Е. Оценка численно-аналитических моделей СВЧ резонаторных датчиков с коаксиальной измерительной апертурой / Ю. Е. Гордиенко, В. В. Петров, Ф. М. Хаммуд // Радиотехника. – 2005. – № 140. – С. 156–162.
136. Гордиенко Ю.Е., Ларкин С.Ю., Яцкив А.М. Ближнеполевой СВЧ датчик на основе конусного коаксиального резонатора // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2009. – № 159. – С. 309–314.
137. Gordienko Yu.Ye., Kocherzhin A.I. Upgrading of Metrological Characteristics of MW-Resonator Moisture Meter for Free-Flowing Bulk Material // Telecommunications and Radio Engineering. – 2002. – Vol. 57, № 4. – P. 95–99.
138. 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.
139. Гордиенко Ю.Е., Гуд Ю.И., Полетаев Д.А. Вклад колебательных и излучательных потерь в характеристики СВЧ преобразователей с

- коаксиальной измерительной апертурой // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2009. – Вып. 157. – С. 108–114.
140. Гордиенко, Ю. Е. Численная оценка потерь на излучение в СВЧ резонаторных датчиках с коаксиальной апертурой / Ю. Е. Гордиенко, В. В. Петров // Радиотехника. – 2006. – № 147. – С. 79–86.
141. Tabib-Azar, M. 0.4 μm spatial resolution with 1 GHz ($\lambda = 30$ cm) evanescent microwave probe / M. Tabib-Azar, D. P. Su, A. Pohar, S. R. LeClair, G. Ponchak // Rev. Sci. Instrum. – 1999. – V. 70. – P. 1725–1729.
142. Tabib-Azar, M. Real-time imaging of semiconductor space-charge regions using high-spatial resolution evanescent microwave microscope / M. Tabib-Azar, D. Akinwande // Rev. Sci. Instrum. – 2000. – V. 71. – P. 1460–1465.
143. Tabib-Azar, M. Non-destructive characterization of materials by evanescent microwaves / M. Tabib-Azar, N. Shoemaker and S. Harris // Meas. Sci. Technol. – 1993. – V. 4. – P. 583–590.
144. Tabib-Azar, M. Nondestructive superresolution imaging of defects and nonuniformities in metals, semiconductors, dielectrics, composites, and plants using evanescent microwaves / M. Tabib-Azar, P. S. Pathak, G. Ponchak, and S. R. LeClari // Review of scientific instruments. – 1999. – V. 70. – P. 2783–2791.
145. Tabib-Azar, M. Evanescent microwave probes on high-resistivity silicon and its application in characterization of semiconductors / M. Tabib-Azar, D. Akinwande, G.E. Ponchak, S.R. LeClair // Rev. Sci. Instrum. – 1999. – V. 70, No. 7. – P. 3083–3086.
146. Lee, K. Near-field scanning microscopy using a resonant waveguide probe at millimeter wavelengths / K. Lee, W. Park, J. Kim // Journal of the Korean Physical Society. – 2001. – V. 39, No. 6. – P. 1002–1006.
147. Wei, T. Scanning tip microwave near-field microscope / T. Wei, X.-D. Xiang, W. G. Wallace-Freedman, P. G. Schultz. // Appl. Phys. Lett. – 1996. – V. 68, No. 24. – P. 3506–3508.

148. Cho, Y. Scanning nonlinear dielectric microscope / Y. Cho, A. Kirihara, T. Saeki // *Rev. Sci. Instrum.* – 1996. – V.67. – P. 2297–2303.
149. Gao, C. High spatial resolution quantitative microwave impedance microscopy by a scanning tip microwave near-field microscope / C. Gao, T. Wei, F. Duewer, Y. Lu, and S. D. Xiang // *Appl. Phys. Lett.* – 1997. – V.71. – P. 1872–1874.
150. Anlage, S. M. Scanning Microwave Microscopy of Active Superconducting Microwave Devices / Steven M. Anlage, C. P. Vlahacos, Sudeep Dutta, F. C. Wellstood // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* – 1997. – V. 7. – P. 3686–3689.
151. Steinhauer, D. E. Surface resistance imaging with a scanning near-field microwave microscope / D. E. Steinhauer, C. P. Vlahacos, S. Dutta, F. C. Wellstood, S. M. Anlage // *Appl. Phys. Lett.* – 1997. – V. 71. – P. 1736–1738.
152. Imtiaz, A. Near-field microwave microscope measurements to characterize bulk material properties / A. Imtiaz, T. Baldwin, H. T. Nembach, T. M. Wallis, P. Kabos // *Appl. Phys. Lett.* – 2007. – V. 90.
153. Anlage, S. M. Superconducting Material Diagnostics using a Scanning Near-Field Microwave Microscope / S. M. Anlage, D. E. Steinhauer, C. P. Vlahacos, B. J. Feenstra, A. S. Thanawalla, W. Hu, S. K. Dutta, F. C. Wellstood // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* – 1999. – V. 9. – P. 4127–4132.
154. Kim, J. Development of a near-field scanning microwave microscope using a tunable resonance cavity for high resolution / J. Kim, M. S. Kim // *Meas.Sci.Technol.* – 2002. – V. 14. – P. 7–12.
155. Kim, J. Near-field scanning microwave microscope using a dielectric resonator / J. Kim. K. Lee, B. Friedman, D. Cha // *Appl. Phys. Lett.* – 2003. – V. 83. – P. 1032–1034.
156. Irgmaer, K. Spatially resolved measurements of microwave surface resistance of HTS thin films with a dielectric resonator design at 10.15 Ghz and 77K / K. Irgmaer, A. Ludsteck // *Appl. Phys. Lett.* – 2002. –V. 82. – P. 1893–1895.

157. Hong, S. Improved surface imaging with a near-field scanning microwave microscope using a tunable resonator / S. Hong, J. Kim, W. Park, K. Lee. // *Appl. Phys. Lett.* – 2002. – V. 80, No. 3. – P. 524–526.
158. Hong, S. Tunable resonance cavity control in a near-field scanning microwave microscope / S. Hong, J. Kim, K. Lee, J.-T. Kim, D. Cha, Y. Lee // *Journal of the Korean Physical Society.* – 2002. – V. 40, No. 5. – P. 861–865.
159. Abu-Teir, M. Near-field scanning microwave probe based on a dielectric resonator / M. Abu-Teir, M. Golosovsky, D. Davidov, A. Frenkel, H. Goldberger // *Review of scientific instruments.* – 2001. – V. 72, No 4. – P. 2073–2079.
160. Keilmann, F. Extreme sub-wavelength resolution with a scanning radio-frequency transmission microscope / F. Keilmann, D. W. van der Weide, T. Eickelkamp, R. Merz, D. Stöckle // *Optics Commun.* – 1996. – V. 129. – P. 15–18.
161. Tselev, A. Near-field microwave microscope with improved sensitivity and spatial resolution / A. Tselev, S. M. Anlage, H. Christen, R. L. Moreland, V. V. Talanov, A. R. Schwartz // *Rev. Sci. Inst.* – 2003. – V. 74. – P. 3167–3170.
162. Kim, A. Surface following scanning in a scanning microwave microscope / A. Kim, J. Kim, S. Hyun, S. S. Kim // *Rev. of scientific instrum.* – 2003. – V. 74. – P. 3164–3166.
163. 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.
164. 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.
165. Anlage, S. M. Principles of near-field microwave microscopy / S. M. Anlage, V. V. Talanov, A. R. Schwartz // *Scanning probe microscopy: electrical and*

- electromechanical phenomena at the nanoscale / edited by S. V. Kalinin, A. Gruverman. – New York: Springer-Verlag, 2007. – V. 1. – P. 215–253.
166. Steinhauer, D. E. Surface Resistance Imaging with a Scanning Near-Field Microwave Microscope / D. E. Steinhauer, C. P. Vlahacos, Sudeep Dutta, F. C. Wellstood, Steven M. Anlage // *Appl. Phys. Lett.* – 1997.– V. 71 .– P. 1736–1738.
167. Gao, C. High spatial resolution quantitative microwave impedance microscopy by a scanning tip microwave near-field microscope / C. Gao, T. Wei, F. Duewer, Y. Lu and X.-D. Xiang // *Appl. Phys. Lett.* . – 1997. – V. 71. – P. 1872–1874.
168. Gordienko, Yu.E. Microwave Photomodulation Method for the Study of Recombination Processes in Semiconductors [Text] / Yu. E. Gordienko, B. G. Borodin, V. I. Smuglii // *Telecommunication and Radio Engineering.* – 1998. – Vol. 52, N 2. – P. 47–52.
169. Гордиенко Ю.Е. Фотомодуляционная СВЧ-диагностика структурно упорядоченных областей в аморфных полупроводниках [Текст] / Ю. Е. Гордиенко, А. А. Рябухин, Р. С. Фар // *Радиоэлектроника и информатика.* – 1998. – № 2. – С. 28–32.
170. Гордиенко, Ю.Е. СВЧ фотомодуляционный метод измерения параметров полупроводниковых пластин и эпитаксиальных структур [Текст] / Ю. Е. Гордиенко, Б. Г. Бородин Б.Г., А. В. Ващерук, С. Д. Сидоренко // *Складні системи і процеси.* – 2006. – №2. – С. 35–39.
171. Гордиенко, Ю.Е. Модуляционные варианты СВЧ диагностики материалов и сред [Текст] / Ю. Е. Гордиенко, А. И. Кочержин, А. В. Пашков, А. А. Рябухин // *Радиотехника – Х.: ХНУРЭ, 2003.* – Вып. 134. – С. 229–236
172. Tselev, A. Near-field microwave microscope with improved sensitivity and spatial resolution [Text] / A. Tselev, S. M. Anlage, H. Christen, R. L. Moreland, V. V. Talanov, A. R. Schwartz // *Rev. Sci. Inst.* – 2003. – V. 74. – P. 3167–3170.].

173. Гордиенко, Ю.Е. Вклад колебательных и излучательных потерь в характеристики СВЧ преобразователей с коаксиальной измерительной апертурой [Текст] / Ю. Е. Гордиенко, Ю. И. Гуд, Д.А. Полетаев // Радиотехника. – Х.: ХНУРЭ, 2009. – Вып. 157. – С. 108–114.
174. Гордиенко, Ю.Е. Ближнеполевая сканирующая сверхвысокочастотная микродиагностика объектов в технологии электроники [Текст] / Ю. Е. Гордиенко // Нові технології: наук. вісник ІЕНТ. – 2002. – № 1. – С. 3 – 6.
175. Гордиенко, Ю.Е. Электродинамические характеристики усовершенствованного резонаторного микронзонда для микроволновой микроскопии и микродиагностики / Ю. Е. Гордиенко, Ю. И. Гуд, С. Ю. Ларкин, Д. А. Полетаев // Радиотехника. □ – Х.: ХНУРЭ, 2009. – Вып. 159. – С. 302–308.
176. Chatterjee, A. Edge based finite elements and vector ABC's applied to 3D scattering [Text] / A. Chatterjee, J. M. Jin, J.L. Volakis // IEEE Trans. Antennas and Propagation. Vol. AP-41. Feb. 1993. – P. 221–226.].
177. Vlahacos C. P. Near-field Scanning Microwave Microscope with 100 μm Resolution [Text] / C. P. Vlahacos, R. C. Black, S. M. Anlage, F. C. Wellstood // Appl. Phys. Lett. – 1996. – V. 69. – P. 3272–3274.
178. Anlage S. M., Thanawalla A.S., Zhyravel A.P., Hu W. et al. Near-field scanning microwave microscopy of superconducting materials and devices [Text] // Advances in Superconductivity / Ed. by N. Koshizuka and S. Tajima. – Springer-Verlag, Tokyo, 1999. – P. 1079–1084.
179. Tabib-Azar, M. Nondestructive superresolution imaging of defect and nonuniformities in metals, semiconductors, dielectrics, composites and plants using evanescent microwaves [Text] / M. Tabib-Azar , P. S. Pathak, G. E. Ponchak, S. R. LeClair // Review of Scientific Instruments, 1999. – V. 70, № 6. – P. 2783–2792.

180. Nozokido, T. Visualization of photoexcited free carriers by scanning near-field millimeter-wave microscopy [Text] / T. Nozokido, J. Vac, K. Mizuno // *Appl. Phys. Lett.*, 2000. – V. 77, № 1. – P. 148–150.
181. Hovsepyan, A.B. Evaluation of local photoconductivity of solar cells by microwave near-field microscopy technique [Text] / A. B. Hovsepyan // *Journal of Contemporary Physics*, 2009. – V. 44, № 4. – P. 174–179.
182. Резник, А.Н. Ближнепольная СВЧ томография биологических сред [Текст] / А. Н. Резник, Н. В. Юрасова // *Журнал технической физики*, 2004. – Т. 74, вып. 4. – С. 108–116.
183. Chisum, Jonathan David, "Low-noise Instrumentation for Near-field Microwave Microscopy", 2011, Electrical, Computer & Energy Engineering Graduate Theses & Dissertations, University of Colorado, 155 p.
184. Chen L.F. Microwave Electronics: Measurement and Materials Characterization / Chen L.F., Ong C.K., Neo C.P., Varadan V.V., Varadan V.K.. – John Willy&Sons, Ltd, 2004. – 537 p.
185. Лепіх Я.І., Гордієнко Ю.О., Дзядевич С.В. та інші. Створення мікроелектронних датчиків нового покоління для інтелектуальних систем. Одеса: Астропринт, 2010. 296 с.
186. Gaikovich, K. P. Near-field microwave tomography / K. P. Gaikovich // Crimean Conference "Microwave Telecommunication Technology" (CriMiCo'2005), 2005: CriMiCo'2005 Organizing Committee; Weber Co. IEEE Catalog Number: 05EX1089.
187. Gaikovich, K. P. Inverse problem of near-field scattering in multilayer media. Konstantin P Gaikovich and Peter K Gaikovich // *Inverse Problems*. – 2010. – V. 26. – P. 125013–125030.
188. Bakhtiari, S. Analysis of Radiation from an Open-Ended Coaxial Line into Stratified Dielectrics / S. Bakhtiari, I. Stoyan, S.I. Ganchev, Reza Zoughi // *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* – 1994– V. 42, No 7. – P. 1261–1267.
189. Давидович, М. В. Коаксиальный зонд для контроля параметров многослойного магнитодиэлектрика: прямая и обратная задачи / М. В.

- Давидович // Радиотехника и электроника. – 2006. – Т. 51, № 11. – С. 1308–1315.
190. Baker-Jarvis J. Analysis of an Open-Ended Coaxial Probe with Lift-off for Nondestructive testing / J. Baker-Jarvis, M. D. Janezic, P. D. Domich, R. G. Geyer // IEEE Trans. Instrum. and measurement. – 1994– V. 43, No 5. – P. 711–718.
 191. Meir Y., Jerby E. Localized rapid heating by low-power solid-state microwave drill // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 2012. – Vol. 60, N 8. – P. 2665 –2672.
 192. Jerby, E., Aktushev O., Dikhtyar V. Theoretical analysis of the microwave-drill near-field localized heating effect // Journal of Applied Physics. – 2004. – Vol. 97. – 034909-1 – 034909-7.
 193. P. Livshits, V. Dikhtyar, A. Inberg, A. Shahadi, E. Jerby Local doping of silicon by a point-contact microwave applicator // Microelectronic engineering. –2011. – Vol. 88. – P. 2831–2836.
 194. Jerby, E. The microwave drill [Text] / E. Jerby, V. Dichtyar, O. Aktushev, U. Groszlick // Science. – 2002. – Vol. 298. – P. 587–589.
 195. Jerby, E. Microwave drilling of ceramic thermal-barrier coatings [Text] / E. Jerby, A. M. Thompson // Journal of American Ceram. Soc. – 2004. – Vol. 87. – P. 308–310.
 196. Dichtyar, V. Fireball ejection from a molten hot spot to air by localized microwaves [Text] / V. Dichtyar, E. Jerby // Physical Review Letters. – 2006.
 197. Herskowits, R. Silicon heating by a microwave-drill applicator with optical thermometry [Text] / R. Herskowits, P. Livshits, S. Stepanov at al. // Semiconductor Science and Technology. – 2007. – Vol. 22. – P. 863–869.
 198. Meir, Y. Localized rapid heating by low-power solid-state microwave drill [Text] / Y. Meir, E. Jerby // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 2012. – Vol. 60, N 8. – P. 2665–2672.

199. Бреза, Ю. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования /Ю. Бреза, В. В. Миленин, Р. В. Конакова и др. // . – 1997. – Т. 10. – С. 83–85.
200. Абдурахимов, Д. Е. / Д. Е. Абдурахимов, Ф. Ш. Вахидов, В. Л. Верещагин и др. // Микроэлектроника. – 1991. – Т. 20, вып. 1. – С. 22–25.
201. Абдурахимов, Д. Е. / Д. Е. Абдурахимов, П. Н. Бочикашвили, В. Л. Верещагин и др. // Микроэлектроника. – 1992. – Т. 21, вып. 1. – С. 82–89.
202. Пашков, В. И. / В. И. Пашков, В. А. Перевощиков, В. Д. Скупов // Письма в ЖТФ. – 1999. – Т. 20, вып. 8. – С. 14–17.
203. Ермолович, И. Б. / И. Б. Ермолович, Г. В. Миленин, В. В. Миленин и др. // Журнал технической физики. – 2007. – Т. 77, вып. 9. – С. 71–75.
204. Савин, Э. Л. / Э. Л. Савин, Б. И. Болтакс // Физика и техника полупроводников. – 1971. – № 5 (7). – С. 1331.
205. Болтакс, Б. И. / Б. И. Болтакс, С. М. Городецкий, Т. Д. Джафаров и др. // Физика твердого тела. – 1971. – 13 (11). – С. 3420.
206. Импульсный отжиг полупроводниковых материалов [Текст] / А. В. Двуречинский, Г. А. Качурин, Е. В. Нидаев, Л. С. Смирнов. – М. : Наука, 1982.
207. Сукач, Г. А. / Г. А. Сукач // Физика и техника полупроводников. – 1997. – 31(6). – С. 753.
208. Сукач, Г. А. / Г. А. Сукач, В. В. Кидалов // Физика и техника полупроводников. – 2011. – 45, № 12. – С. 1633–1636.
209. Сукач, Г.А. / Г. А. Сукач, Н. И. Сыпко, А. Б. Богословская и др. // ОПТ. – 1993. – № 26. – С. 64.
210. Сукач, Г. А. / Г. А. Сукач, Г. С. Свечников, Н. И. Сыпко // ОПТ. – 1994. – № 27. – С. 50.
211. Диденко А.Н. СВЧ энергетика: Теория и практика // М.: Наука, 2003. – 446 с.

212. Thompson K., Booske J. H., Ives R.L., Lohr J., Gorelov Y., Kajiwara K. Millisecond microwave annealing: Driving microelectronics nano // J. Vac. Sci. Technol. B 23,,3..., May/Jun 2005 p. 970-977.
213. Jerby E., Dikhtyar V. Drilling into hard non-conductive materials by localized microwave radiation // Trends in Microwave and HF Heating, Springer Verlag, 2002, p. 1-9.
214. Банков С.Е., Курушин А.А. Электродинамика и техника СВЧ для пользователей САПР // М., 2008. – 276 с.
215. Sze, S. M. Physics of semiconductor devices. Wiley, New York, 1981.
216. Foggiano, J. Implementation of flash technology for ultra-shallow junction formation: challenges in process integration [Text] / J. Foggiano, W. S. Yoo // Journal of Vacuum Science and Technology. – 2006. – Vol. B 24. – P. 515–520.
217. Chu, P. K. Semiconductor applications of plasma immersion ion implantation [Text] / P. K. Chu // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2003. – Vol. 45. – P. 555–570.
218. Kim, S. D. Formation and control of box-shaped ultra-shallow junction using laser annealing and pre-amorphization implantation [Text] / S. D. Kim, C. M. Park, J. C. S. Woo // Solid State Electronics. – 2004. – Vol. 49. – P. 131–135.
219. Takii, E. Ultra-shallow junction formation by green-laser annealing with light absorber [Text] / E. Takii, T. Eto, K. Kurobe, K. Shibahara // Japanese Journal of Applied Physics. Part 2. – 2005. – Vol. 44. – P. 756–759.
220. Sarubbi, F. Chemical vapor deposition of boron layers on silicon for controlled nanometer-deep p⁺n junction formation [Text] / F. Sarubbi, T. L. M. Scholtes, L. K. Nanver // Journal of Electronic Materials. – 2010. – Vol. 39. – P. 162–173.
221. Bonifas, C. J. An examination of athermal photonic effects on boron diffusion and activation during microwave rapid thermal processing [Text] / C. J. Bonifas, K. Thompson, J. H. Booske, R. F. Cooper // Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy. – 2008. – Vol. 42. – P.23–34.

222. Noh, H. Wafer bonding using microwave heating of parylene intermediate layers [Text] / H. Noh, K. Moon, A. Cannon, J. Hesketh, C. P. Wong // *Journal of Micromechanics and Microengineering*. – 2004. – Vol. 14. – P. 625–631.
223. James, R. B. Melting of silicon surfaces by high-power pulsed microwave radiation [Text] / R. B. James, P. R. Bolton, R. A. Alvarez at al. // *Journal of Applied Physics*. – 1988. – Vol. 64. – P. 3243–3253.
224. Herskowits, R. Silicon heating by a microwave-drill applicator with optical thermometry [Text] / R. Herskowits, P. Livshits, S. Stepanov at al. // *Semiconductor Science and Technology*. – 2007. – Vol. 22. – P. 863–869.
225. Nagel, D. Pn junction in silicon with blocking capabilities beyond 2.5 kV produced by rapid thermal processing [Text] / D. Nagel, U. Kuhlmann, R. Sitting // *Solid-State Electronics*. – 1996. – Vol. 39. – P. 965–970.
226. Weitering, H. H. Inhomogeneous Schottky barriers at Ag/Si(111) and Ag/Si(100) interfaces [Text] / H. H. Weitering, J. P. Sullivan, R. J. Carolissen at al. // *Journal of Applied Physics*. – 1996. – Vol. 79. – P. 7820–7829.
227. Speer, N. J. Coherent electronic fringe structure in incommensurate silver-silicon quantum wells [Text] / N. J. Speer, S. J. Tang, T. Miller, T. C. Chiang // *Science*. – 2006. – Vol. 314. – P. 804–806.
228. Buh, G. H. Electrical characterization of an operating Si pn-junction diode with scanning capacitance microscopy and Kelvin probe force microscopy [Text] / G. H. Buh, H. J. Chung, J. H. Yi at al. // *Journal of Applied Physics*. – 2001. – Vol. 90. – P. 443–448.
229. Doukkali, A. Surface potential mapping of biased pn-junction with Kelvin probe force microscopy: application to cross-section devices [Text] / A. Doukkali, S. Ledain, C. Guasch, J. Bonnet // *Applied Surface Science*. – 2004. – Vol. 235. – P. 507–512.
230. Kikukawa, A. Silicon pn-junction imaging and characterizations using sensitivity enhanced Kelvin probe force microscopy [Text] / A. Kikukawa, S. Hosaka, R. Imura // *Applied Physics Letters*. – 1995. – Vol. 60. – P. 3510–3512.

231. 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.
232. 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.
233. J.M. Jin and J.L. Volakis. A finite element-boundary integral formulation for scattering by three dimensional cavity backed apertures // IEEE Trans. Antennas and Propagation. – Vol. AP-39. – Jan. 1991. – P. 97–104.
234. 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.
235. Jin, J. M. The Finite Element Method in Electromagnetics / J. M. Jin. – John Wiley & Sons, Inc. – New York, 1993.
236. Боровиков, В. А. Геометрическая теория дифракции / В. А. Боровиков, Б. Е. Кинбер. – М.: СВЯЗЬ, 1978. – 247 с.
237. 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.
238. 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.
239. 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.
240. Harrington, R.F. Time Harmonic Electromagnetic Fields / McGraw Hill Inc, 1961.

241. 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, C. R. Cockrell, F. B. Beck // NASA Technical Paper 3548. – November 1995.
242. Sarkar T. A limited survey of various conjugate gradient methods for solving complex matrix equations arising in electromagnetic interations / T. Sarkar, K. Wang, E. Arvas // Wave Motion. – 1988. – V. 10. – P. 527–546.
243. 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.
244. Лепіх Я.І., Гордієнко Ю.О., Дзядевич С.В. та ін. Мікроелектронні датчики нового покоління для інтелектуальних систем: Довідник. –Одеса: Астропринт, 2011. – 92 с.
245. 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.
246. 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.
247. Yu.E. Gordienko, S.U. Larkin, A.M. Prokaza. Electromagnetic properties of resonator microprobe for the scanning microwave microscopy // Telecommunications and Radio Engineering. – 2011. –Vol.70. – №15. – P.1333-1342.
248. Гордиенко Ю.Е., Ларкин С.Ю., Шиян О.П. Количественный анализ разрешающей способности зондовой сканирующей микроволновой микроскопии // Прикладная радиоэлектроника. – 2012. – Т.11. – №3. – С.426-430.

249. Yu.E. Gordienko, S.Yu. Larkin, A.M. Prokaza. Quantitative estimation of physical processes at a contactless scanning microwave microscopy // Telecommunications and Radio Engineering. – 2012. Vol.71. – №3. – P.265-276.
250. Гордиенко Ю.Е., Ларкин С.Ю., Гуд Ю.И., Проказа А.М. Исследование электромагнитных свойств микрозонда на основе конусного коаксиального в сканирующей микроволновой микроскопии // Материалы 21-й Международной Крымской конференции «СВЧ техника и телекоммуникационные технологии», Севастополь, Украина, 2011, с.663-664.
251. Гордиенко Ю.Е., Ларкин С.Ю., Чхотуа М.С.Е. Бесконтактный режим работы при сканирующей микроволновой микроскопии // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2012. – Вып. 170. – С. 73-78.
252. Гордиенко Ю.Е., Ларкин С.Ю., Чхотуа М.С.Е. Роль зазора между зондом и объектом в сканирующей микроволновой микроскопии // Сб. научных трудов 5-й Международной научной конференции «Функциональная база нанoeлектроники», Харьков-Кацевели, 2012, с.201-204.
253. Бондаренко И.Н., Васильев Ю.С. О некоторых возможностях повышения добротности коаксиальных резонаторов // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2012. – Вып. 169. – С. 264-268.
254. Орлов, С. И. Расчёт и конструирование коаксиальных резонаторов / С. И. Орлов. – М.: Радио, 1970. – 256 с.
255. Gordienko Yu. E., Larkin S. U., and Prokaza A. M. Electromagnetic Properties of Resonator Microprobe for the Scanning Microwave Microscopy // Telecommunications and Radio Engineering, 2011, vol. 70. P. 1333-1342.].
256. Fred Duewer, et al.: Tip-sample distance feedback control in a scanning evanescent microwave microscope. Applied physics letters Vol. 74, No. 18, 1999.
257. 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.
258. D. Xiang, C. Gao. Quantitative complex electrical impedance microscopy by scanning evanescent microwave microscope. *Materials Characterization* №48, 2002, p. 117–125.
259. Gordienko Y.E., Larkin S.U., Prokaza A.M. Electromagnetic properties of resonator microprobe for the scanning microwave microscopy. *Telecommunication and Radio Engineering*. – 2011. – Vol. 70, № 15. – P. 1333–1342.
260. Imtiaz A., Anlage S.M. Effect of tip-geometry on contrast and spatial-resolution on the near-field microwave microscopy. *Journal of Applied Physics*, 2006, 100 p. 0043041-0043048.
261. Гордиенко Ю.Е., Петров В.В. Полетаев Д.А. Свойства четвертьволнового коаксиального СВЧ измерительного преобразователя для диагностики материалов. *Радиотехника*, 2008, №154, с. 61-68.
262. Yu.E. Gordienko, S.Yu. Larkin, A.M. Prokaza. Analytical simulation of instrumentation performance of resonance probes in scanning microwave microscopy // *Telecommunications and Radio Engineering*. – 2012. Vol.71. – №12. – P.1115-1123.
263. Гордиенко Ю.Е., Ларкин С.Ю., Проказа А.М. Аналитическое приближение измерительных зависимостей резонаторных зондов для сканирующей микроволновой микроскопии // *Материалы 22-й Международной Крымской конференции «СВЧ техника и телекоммуникационные технологии»*, Севастополь, Украина, 2012, с.625-626.
264. Менде, Ф. Ф. Сверхпроводящие и охлаждаемые резонансные системы/Ф. Ф. Менде, И. Н. Бондаренко, А. В. Трубицын. – К.: Наукова думка, 1976. – 272 с.
265. Бычков, С. И. Стабилизация частоты генераторов СВЧ/С. И. Бычков, Н. И. Буренин, Р. Т. Сафаров. – М.: Сов. радио, 1962. – 376 с.

266. Chen, L. F. Microwave Electronics. Measurements and Materials Characterization/L. F. Chen, C. K. Ong, C. P. Neo, V. V. Varadan, V. K. Varadan. – John Wiley & Sons, Ltd., 2004. – 537 p.
267. Rosner, B. High-frequency near-field microscopy/B. Rosner, Van der Weide D. W. // Review of Scientific Instruments. – 2002. – V. 73, N7. P. 2505–2525.
268. 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. – 1998. – v. 84, N6. – P. 3392–3402.
267. Rosner, B. High-frequency near-field microscopy/B. Rosner, Van der Weide D. W. // Review of Scientific Instruments. – 2002. – V. 73, N7. P. 2505–2525.
268. Бычков С.И., Н.И. Буренин, Р.Т. Сафаров Стабилизация частоты генераторов СВЧ/ред. Ю.И. Суханова // М.: Сов. Радио, 1962. – 376 с.
269. Гордиенко Ю.Е., Бондаренко И.Н., Лепих Я.И., Проказа А.М. Основы высоколокальной СВЧ сенсорики // Sensor electronics and microsystem technologies, Одесса, 2014. – Т.11, №4. – С.1826.
270. Anlage S.M. Principles of near-field microwave microscopy / Anlage S.M., Talanov V.V., Schwartz A.R. // Scanning Probe Microscopy: electrical and electromechanical phenomena at nanoscale – New York: Springer-Verlag, 2007. – vol.1. – p. 215–253.
271. Лепіх Я.І., Гордієнко Ю.О., Дзядевич С.В. та інші. Інтелектуальні вимірювальні системи на основі мікроелектронних датчиків нового покоління. Одеса: Астропринт, 2011. 352 с.
272. Anlage S.M. Superconducting material diagnostics using a scanning nearfield microwave microscope / Anlage S.M., Steinhauer D.E., Vlahacos C.P., Feenstra B.J., Thanawalla A.S., Wensheng Hu, Dutta S.K., Wellstood F.S. // IEEE Trans. on Appl. Superconductivity, 1999.VOL. 9, N2. P. 4127-4132
273. Бондаренко, И. Н. Применение системы АПЧ измерительного генератора в микроволновой сканирующей микроскопии / И. Н. Бондаренко, Ю. Е. Гордиенко, С. Ю. Ларкин // Радиоэлектроника и информатика: науч.-техн. журн. – Х.: Изд-во ХНУРЭ, 2009. – Вып. 3. – С. 3-6.

274. Гордиенко, Ю. Е. Основы высоколокальной СВЧ сенсорики / Ю. Е. Гордиенко, И. Н. Бондаренко, Я. И. Лепих, А. М. Проказа // Сенсорна електроніка і мікросистемні технології. - 2014. - Т. 11, № 4. - С. 18-26.
275. Гордиенко, Ю. Е. Влияние зазора зонд — образец в сканирующей микроволновой микроскопии / Ю. Е. Гордиенко, С. Ю. Ларкин, М. С. Е. Чхотуа // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии: материалы 22-й Междунар. Крымской конф. (КрыМиКо'2012), 10-14 сент. 2012 г. - Севастополь: Вебер, 2012. - Т. 2. - С. 623-624.
276. Imtiaz A., Anlage S.M. Effect of tip geometry on contrast and spatial resolution of near-field microwave microscope // Journ. of Appl. Phys., 2006, 100, 044304.
277. Гордиенко Ю. Е. Вклад колебательных и излучательных потерь в характеристики СВЧ преобразователей с коаксиальной измерительной апертурой / Гордиенко Ю. Е., Гуд Ю. И., Полетаев Д. А. // Радиотехника. – 2009. – № 000. – С. 108 – 114.
278. Костромин В.В., Романов Б.С. Диэлькометрия: прошлое и настоящее // Кабель-news. – № 6-7. – июнь-июль 2009. – 92 с.
279. X.-D. Xiang, and C. Gao. Quantitative complex electrical impedance microscopy by scanning evanescent microwave microscope - Materials Characterization, : 48 (2002) 117.
280. Grosplik, Uri Coupled thermal-electromagnetic model for microwave drilling [Text] / U. Grosplik, V. Dikhtyar, E. Jerby // European Symposium of Numerical Methods in Electromagnetics, March 6-8, Toulouse, France. – 2002. – 146-151.
281. Гордієнко, Ю. О. Скануюча мікрохвильова мікроскопія як інтелектуальна вимірювальна система / Інтелектуальні вимірювальні системи на основі мікроелектронних датчиків нового покоління [Текст]: монографія; за ред. Я. І. Лепіха, В. О. Романова. – Одеса: Астропринт, 2011. – С. 176–246.
282. Гордиенко Ю. Е. Высоколокальный СВЧ нагрев полупроводников и диэлектриков / Ю. Е. Гордиенко, Д.А. Полетаев, А.М. Проказа, Н.И.

- Слипченко // Прикладная радиоэлектроника. –Харьков:Изд-во ХНУРЭ, 2013. т. 11, №3.-С.426-430.
283. Бондаренко И.Н. Применение системы АПЧ измерительного генератора в микроволновой сканирующей микроскопии / Гордиенко Ю.Е., Ларкин С.Ю. // Радиоэлектроника и информатика: науч.-техн. сб., Х.: ХНУРЭ, 2009. – № 3. – С. 3-6.
284. Гордиенко Ю.Е. Основы высоколокальной СВЧ сенсорики / Гордиенко Ю.Е., Бондаренко И.Н., Лепих Я.И., Проказа А.М. // Одеса, Sensor Electronics and Microsystem Technologies, 2014 – Т. 11, № 4, стр. 18-26.
285. Демидович Б.П., Марон И.А., Шувалова Э.З. Численные методы анализа. М.: Государственное издательство физико-математической литературы. 1962. 368 с.
286. Янпольский А.Р. Лабораторный вычислительный практикум. М.: ВИА.1968. 180 с.
287. Использование АПЧ в сканирующей микроволновой диагностики наноструктур и материалов / Гордиенко Ю.Е., Полищук А.В., Проказа А.М., Слипченко Н.И. // Функциональная база наноэлектроники: сб. науч. тр. VIII Междунар. науч. конф., 2015 г. – Харьков - Одесса: ХНУРЭ, 2015. – С. 184–187.
288. Применение системы АПЧ модуляционного типа в системах СВЧ диагностики наноразмерных структур / Полищук А.В., Пятайкина М.И., Проказа А.М. // Материалы 20 Международного молодежного форума «Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке», Харьков, Украина, 2016, с. 112-113.
289. Гордиенко Ю.Е. Физика и техника СВЧ сенсоров нанометровой локальности / Гордиенко Ю.Е., Слипченко Н.И. Проказа А.М. // 5-й Международный радиоэлектронный форум «Прикладная радиоэлектроника. Состояние и перспективы развития», Харьков, 2014, Том.4, «Функциональная база наноэлектроники», с. 157-160.

290. Гордиенко Ю.Е. Высокочастотное тепловое воздействие СВЧ излучения на полупроводниковые и диэлектрические материалы / Гордиенко Ю.Е., Полетаев Д.А., Проказа А.М., Пятайкина М.И., Слипченко Н.И. // 6-я Международная научная конференция «Функциональная база наноэлектроники» Крым (Алушта) – Харьков, ХНУРЭ, 2013, Т.2, с. 12-15.
291. Гордиенко Ю.Е. Закономерности СВЧ модификации полупроводниковых тонкопленочных структур / Гордиенко Ю.Е., Слипченко Н.И., Полетаев Д.А., Проказа А.М., Пятайкина М.И. // 24-я Международная Крымская конференция «СВЧ техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо 2014), Севастополь, 2014, с. 763-764.
292. Гордиенко Ю.Е., Полищук А.В., Пятайкина М.И. Системы АПЧ задающих генераторов в современной СВЧ диагностике различных объектов / Ю.Е. Гордиенко, А.В. Полищук, М.И. Пятайкина // Прикладная радиоэлектроника, 2016, т.15, №1, с. 64-68.
293. Gordienko Yu.Ye. The model of numerical investigation of highly localized thermal effect of the microwave electromagnetic field upon semiconductive substances / Yu.Ye. Gordienko, Ye.P. Taran // Telecommunications and Radio Engineering. – 2013. Vol.72. – №20. – P.1899-1913.
294. Slipchenko N.I. Numerical simulation of electromagnetic systems of specimen positioning in microwave resonance sensors with coaxial measuring aperture / Slipchenko N.I., Borodkina A.N // Telecommunications and Radio Engineering, Vol. 73 (20) 2014 P. 1863-1872.
295. Panchenko A.Yu. On the development of a practical technique of theoretical calibration of resonant sensors for near-field microwave diagnostics / Panchenko A.Yu., Slipchenko M.I., Borodkina A.N. // Telecommunications and Radio Engineering (USA), 2014, vol. 73, № 15, p. 1397-1407.
296. Slipchenko N.I. Experimental research of diffraction properties of thin conducting films in a waveguide / Arsenichev S.P., Bendeberya G.N., Grigoryev Ye.V., Starostenko V.V., Taran Ye. P., Slipchenko N.I. // Telecommunications and Radio Engineering, Vol. 73 (15) 2014 P. 1241-1250.

297. Slipchenko N.I. Evaluation of Influence of Microwave Radiation Sensor in the Form of an Open End of the Coaxial Line on its Metrological Characteristics / Slipchenko N.I., Wen Mingming, Ch.Liu, Panchenko A.Yu // Telecommunications and Radio Engineering, Vol. 74 (17) 2015 P. 1355-1366.
298. Bondarenko I.N. Measuring resonant transducers on the basis of microstrip structures / Bondarenko I.N., Galich A.V. // Telecommunications and Radio Engineering, vol. 74, 2015, N 9, hh. 742-75
299. Gordienko Yu. Ye. Local MW Heating-Up Kinetics in Semiconductors and Dielectrics / Gordienko Yu. Ye., Slipchenko N.I., Larkin S. Yu., Shcherbak Ye. L. // Telecommunication and Radio Engineering, Vol. 74 (9) 2015 P.787-795.
300. Slipchenko N.I. An integral equation for the field distribution within the aperture plane of a coaxial sensor / Lu.Ch. Panchenko A.Y. Slipchenko N.I. // Telecommunications and Radio Engineering, vol. 75, 2016, N 7, pp. 587-594.
301. Slipchenko N.I. Analysis of the properties of the integral equation for the field distribution across the aperture of a coaxial sensor / Lu.Ch. Panchenko A.Y. Slipchenko N.I. // Telecommunications and Radio Engineering, vol. 75, 2016, N 11, pp. 969-977
302. Gordienko Yu.Ye. Suppressing the effects of interfering factors in local microwave diagnostics / Gordienko Yu.Ye., Shiyan O.P., Shcherban I.M. // Telecommunications and Radio Engineering, Vol. 75 (14) 2016 P. 1221-1229.
303. Gordienko Yu.Ye. Principles of universalization of microwave facilities for diagnostics of small-scale objects / Gordienko Yu.Ye., Levchenko A.V., Shcherban I.M. // Telecommunications and Radio Engineering, Vol. 75 (13) 2016 P. 1313-1320.
304. Gordienko, Yu.E. Patterns of microwave modification of semiconductor thin film structures / Gordienko, Yu.E., Slipchenko, N.I., Poletaev, D.A., Prokaza, A.M., Pyataikina, M.I. // CriMiCo 2014 - 2014 24th International Crimean

- Conference Microwave and Telecommunication Technology, Conference Proceedings 6959620, pp. 763-764.
305. Melnyk, S.I. Information method of resolution increasing in SQUID-microscopy / Melnyk, S.I., Slipchenko, N.I. // CriMiCo 2014 - 2014 24th International Crimean Conference Microwave and Telecommunication Technology, Conference Proceedings 6959622, pp. 767-768.
306. Gordienko, Yu.E. Dynamics of development of thermal processes in semiconductor structures at the local effects of microwave radiation / Gordienko, Yu.E., Slipchenko, N.I., Taran, E.P. // CriMiCo 2014 - 2014 24th International Crimean Conference Microwave and Telecommunication Technology, Conference Proceedings 6959674, pp. 878-879.
307. Gordienko, Yu.O. Microwave micromodifier power mode optimization for microtechnologies / Gordienko, Yu.O., Larkin, S.Yu., Slipchenko, M.I., Csherbak, Ye.L. // CriMiCo 2014 - 2014 24th International Crimean Conference Microwave and Telecommunication Technology, Conference Proceedings 6959625, pp. 773-774.
308. Bondarenko, I.N. About some features of formation information signals of resonance measuring converters / Bondarenko, I.N., Galich, A.V., Troitski, S.I. // CriMiCo 2014 - 2014 24th International Crimean Conference Microwave and Telecommunication Technology, Conference Proceedings 6959688, pp. 908-909.
309. Bondarenko, I.N. Microstrip resonant sensors / Bondarenko, I.N., Galich, A.V. // CriMiCo 2014 - 2014 24th International Crimean Conference Microwave and Telecommunication Technology, Conference Proceedings 6959725, pp. 984-985.
310. Gordienko, Yu.E. Master oscillator AFC in microwave diagnostics of semiconductors and metamaterials / Gordienko, Yu.E., Polishchuk, A.V., Slipchenko, N.I. // CriMiCo 2014 - 2014 24th International Crimean Conference Microwave and Telecommunication Technology, Conference Proceedings 6959729, pp. 994-995.

311. Bondarenko I.N. Analytical model features of quarter-wave resonator microwave sensor for monitoring of cardiovascular pathologies / Slipchenko, N.I., Panchenko, A.Yu., Borodkina, A.N. // CriMiCo 2014 - 2014 24th International Crimean Conference Microwave and Telecommunication Technology, Conference Proceedings 6959755, pp. 1051-1052.
312. Bondarenko, I.N. Submillimetric localization of microwave diagnostics and modification of objects of various nature / Bondarenko, I.N., Gordienko, Y.Y., Levchenko, A.V. // 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves, MSMW 2016 7538014.
313. Gordienko Yu.Ye. Electrodynamics principles of designing a high local resonator probe for microwave diagnostics of various objects / Yu.Ye. Gordienko, I.M. Shcherban, A.V. Levchenko // 2016 IEEE International Scientific Conference "Radio Electronics and Info Communications", UkrMiCo 2016 - Conference Proceedings 7739608.
314. Гордиенко Ю.Е. Оптимизация измерительных апертур резонаторных датчиков для ближнеполевой СВЧ диагностики биообъектов / Гордиенко Ю.Е., Слипченко Н.И., Бородкина А.Н. // Ж. Радиоэлектроника и информатика, № 2, 2014, С. 3-6.
315. Слипченко Н.И. СВЧ исследование биологических жидкостей для диагностики и лечения гипертонических состояний / Слипченко Н.И., Бородкина А.Н. // Ж. Радиоэлектроника и информатика, № 4, 2014, С. 3-8.
316. Бондаренко И.Н. Микроволновый зонд на основе компенсированного нерегулярного запредельного волновода / Бондаренко И.Н., Галич А.В. // Радиоэлектроника и информатика, Харьков, 2014.
317. Бондаренко И.Н. Измерительные резонаторные преобразователи для локальной диагностики материалов и структур / Бондаренко И.Н., Галич А.В. // Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. Радиотехника. вып. 177. Харьков 2014. стр. 130-135.

318. Бондаренко И.Н. Резонаторные измерительные преобразователи и для локальной диагностики материалов и структур // Прикладная радиоэлектроника, г. Харьков, 2014, т. 13, № 2 с. 150-158.
319. Гордиенко Ю. Е. Основы высоколокальной СВЧ сенсорики / Гордиенко Ю.Е Бондаренко И.Н., Лепих Я.И., Проказа А.М. // Sensor Electronics and Microsystem Technologies 2014 – Т. 11, № 4, стр. 18-26.
320. Гордиенко Ю.Е. Кинетика локального СВЧ разогрева полупроводников и диэлектриков / Гордиенко Ю.Е., Ларкин С.Ю., Слипченко Н.И., Щербак Е.Л. // г. Харьков, Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2014. Вып. 177, стр. 98-104.
321. Бондаренко И.Н. Взаимодействие электромагнитных высокочастотных полей с тонкими сверхпроводящими и охлаждаемыми токовыми каналами г. Харьков, Радиотехника, Всеукр. меж вед.науч.-техн. сб. - 2015, вып. 182, с. 115 – 120.
322. Слипченко Н.И. Интегральное уравнение для распределения поля в плоскости апертуры коаксиального сенсора / Слипченко Н.И., Лю Чан, Панченко А.Ю. // Ж. Радиотехника, № 183, 2015, С. 84-89.
323. Слипченко Н.И. Расчет потерь в резонансных преобразователях при режимах непрерывных ип разрывных токов / Слипченко Н.И., Хансаа А. Гази, Чернышов Н.Н., Писаренко В.М., Алквхавалдех М., Умяров Р.Д., Умяров К.Т., Башлий С.Ю., Сергеев П.Ю. // Ж. Радиотехника, № 183, 2015, С. 147-154.
324. Слипченко Н.И. Обработка и визуализация изображений в сканирующей микроволновой микроскопии / Чернышов Н.Н., Слипченко Н.И., Бондаренко И.Н., Писаренко В.М., Башлий С.Ю. // Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. Радиотехника, Харьков, 2015. – Вып. 182. – С.110-114.
325. Гордиенко Ю.Е. СВЧ высоколокальный сканирующий разогрев в технологии микро- и наноэлектроники / Гордиенко Ю.Е., Пятайкина М.И., Полищук А.В. // Физическая инженерия поверхности, 2015. – Т.13, вып.2.– С.209-217.

326. Гордиенко Ю.Е. Влияние зазора между зондом и объектом на высоколокальный сканирующий СВЧ нагрев материалов / Гордиенко Ю. Е., Левченко А.В., Щербак Е.Л. // Прикладная радиоэлектроника. – Харьков: ХНУРЭ. – 2015. - №3. – С. 240-245.
327. Гордиенко Ю.Е. Основные положения теории высоколокального сканирующего СВЧ нагрева полупроводников и диэлектриков / Гордиенко Ю.Е., Щербак Е.Л., Левченко А.В. // Физическая инженерия поверхности, 2015. – Т.13, вып.3. – С. 348-355.
328. Слипченко Н.И. Анализ свойств интегрального уравнения поля в апертуре открытого коаксиального сенсора / Слипченко Н.И., Панченко А.Ю., Лю Чан // г. Харьков, Радиотехника, № 184, 2016 г., с. 164-169.
329. Слипченко М.І. Первинні перетворювачі НВЧ / Слипченко М.І., Ключник І.І., Зайченко О.Б. // Харків: «Смуґаста типографія», 2015, 322с.