

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет Інфокомунікацій
Кафедра Інформаційно-вимірювальних технологій

КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА Пояснювальна записка

другий (магістерський)

(рівень вищої освіти)

ГЮИК 463424.014 ПЗ

(позначення документа)

"Удосконалення методики діагностики діелектричної проникності"

(тема)

Виконав:

студент 2 курсу, групи ЗЯМ-22-2

Семенець М.В.

(прізвище, ініціали)

спеціальність 152 "Метрологія та інформаційно-вимірювальна техніка"

Тип програми освітньо-професійна

(освітньо-професійна або освітньо-наукова)

Освітня програма Забезпечення якості

(повна назва спеціалізації)

Керівник доц.Козлов Ю.В.

(посада, прізвище, ініціали)

Допускається до захисту

Зав. кафедри ІВТ

проф.

Захаров І.П.

(прізвище, ініціали)

2024 р.

Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет ІнфокомунікаційКафедра Інформаційно-вимірювальних технологійРівень вищої освіти другий (магістерський)Спеціальність 152 "Метрологія та інформаційно-вимірювальна техніка"
(код і повна назва)Тип програми освітньо-професійна
(освітньо-професійна або освітньо-наукова)Освітня програма "Забезпечення якості"
(повна назва)ЗАТВЕРДЖУЮ:
Зав. кафедри ІВТ
Проф. Захаров І.П.

«_____» _____ 2023 р.

ЗАВДАННЯ
НА КВАЛІФІКАЦІЙНУ РОБОТУСтудентові Семенцю Максиму Валерійовичу
(прізвище, ім'я, по батькові)1. Тема роботи Удосконалення методики діагностики діелектричної проникностізатверджена наказом університету від 03.11.2023 р. № 1294Ст

2. Термін подання студентом роботи до екзаменаційної комісії 10.01. 2024 р.

3. Вихідні дані до роботи діапазон вимірювань ϵ : 1-10
діапазон вимірювань $\text{tg}\delta$: 0,001-1,0
робочий діапазон: 1-10ГГц
радіус центральний штиря: менше 1 мм.

4. Перелік питань, що потрібно опрацювати в роботі

4.1 Вступ; 4.2 Аналіз рзонаторних давачів діелектричної проникності;4.3 Методи розв'язку хвильових задач; 4.4 Аналітичний опис ближньопольового хвильового сенсору; 4.5 Опис чисельного алгоритма і аналіз результатів;4.6 Охорона праці; 4.7 Висновки.

5. Перелік графічного матеріалу із зазначенням креслеників, схем, плакатів, комп'ютерних ілюстрацій (слайдів) _____

Демонстраційний матеріал представлений у форматі презентації

6. Консультанти розділів роботи (п.6 включається до завдання за наявності консультантів згідно з наказом, зазначеним у п.1)

Найменування розділу	Консультант (посада, прізвище, ім'я, по батькові)	Позначка консультанта про виконання розділу	
		підпис	дата

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№	Назва етапів роботи	Терміни виконання етапів роботи	Примітка
1	Аналіз завдання, інформаційний пошук	07.11.23	
2	Аналіз літературних джерел	20.11.23	
3	Розробка методики розв'язку задач	27.11.23	
4	Розробка розрахункових програм	05.12.23	
5	Отримання і аналіз результаті	10.12.23	
6	Виконання розділу охорона праці	20.12.23	
7	Формулювання висновків	25.12.23	
8	Оформлення матеріалів роботи	28.12.23	

Дата видачі завдання _____ 2023 р.

Студент _____
(підпис)

Керівник роботи _____ доц. Козлов Ю.В.
(підпис) (посада, прізвище, ініціали)

РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка містить: 76 с., 3 табл., 19 рис., 20 джерел, 3 додатку.

ЕЛЕКТРОМАГНІТНЕ ПОЛЕ, РЕЗОНАНС, ФУНКЦІЇ ГРІНА, СПЕКТР КОЛИВАНЬ, КОАКСІАЛ, ЦИЛІНДРИЧНІ ОБЛАСТІ.

Мета роботи - створення аналітичної моделі та чисельного алгоритму для розрахунку параметрів резонатора сенсора діелектричної проникливості. Аналіз результатів розрахунку для оптимізації конструкції резонатора сенсора та розробки рекомендацій для його практичної реалізації.

Метод дослідження – аналітичний та числовий розрахунок параметрів резонаторного сенсора діелектричної проникливості із застосуванням пакета Mathcad-11. Резонаторний сенсор виконано з зовнішнім розташуванням зразка, що вимірюється. При створенні аналітичної моделі використовується метод частково областей та наближення заданого поля. Поле у окремій частині резонатора представлено за допомогою тензорних функцій Гріна у циліндричних областях.

Розроблені аналітична модель та алгоритм числового розрахунку можуть застосовуватись при розробці циліндричних резонаторних систем у НВЧ діапазоні.

У розділі "Охорона праці" проведено аналіз системи "людина - машина - середовище", виявлені небезпечні фактори і методи їхньої локалізації.

ABSTRACT

The explanatory note includes: 76 pag., 3 tabl., 19 pic., 20 sources, 3 applic

ELECTROMAGNETIC FIELD, RESONANCE, GREEN FUNCTIONS, VOLTAGE SPECTRUM, COAXIAL, CYLINDRICAL AREAS.

The purpose of the work is to create an analytical model and a numerical algorithm for calculating the parameters of the resonator of the dielectric constant. Analysis of calculation results for optimization of sensor cavity design and development of recommendations for its practical implementation.

Research Method - Analytical and numerical calculation of the parameters of the resonator sensor of dielectric constant using the Mathcad-11 package. The resonator sensor is made with the external location of the sample being measured. When creating an analytical model, the method of partial domains and approximation of a given field is used. The field in a separate part of the resonator is represented by Green's tensor functions in cylindrical regions.

The analytical model is developed and the algorithm of numerical calculation can be applied in the development of cylindrical resonator systems in the microwave range.

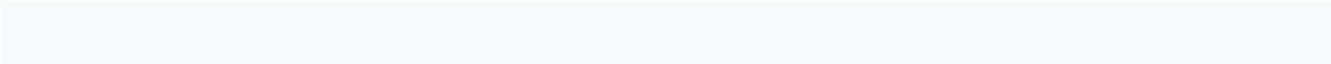
In the section "Occupational safety" the analysis of the system "man - machine - environment" is carried out, the dangerous factors and methods of their localization are revealed

ЗМІСТ

Вступ.....	9
1 РЕЗОНАТОРНІ ВИМІРЮВАЧІ ДІЕЛЕКТРИЧНОЇ ПРОНИКНОСТІ.....	11
1.1 Коаксіальні вимірювачі.....	11
1.2 Хвильовий підхід для розв'язання прямої задачі.....	12
1.3 Методи збільшення роздільної здатності датчиків.....	13
2 МЕТОДИ РОЗВ'ЯЗКУ ХВИЛЬОВИХ ЗАДАЧ.....	14
2.1 Хвильові рівняння для компонент ЕМП.....	14
2.2 Умови на кордонах.....	15
2.3 Метод розділення змінних.....	17
2.4 Подання полів за допомогою функцій Гріна.....	19
2.5 Метод часткових областей.....	30
2.6 Опис віртуальних джерел.....	30
3 Аналітичний опис ближньопольового хвильового сенсору	32
3.1 Геометрична схема сенсора	32
3.2 Подання полів і джерел	33
3.3 Вирази для складових тензорної функції Гріна.....	35
3.4 Система рівнянь на кордонах.....	38
3.5 Наближення заданого поля.....	43
3.6 Вирази для параметрів зосереджених елементів.....	43
4 Опис чисельного алгоритму і аналіз результатів.....	49
4.1 Обчислення еквівалентної індуктивності	49
4.2 Обчислення еквівалентної ємності	50
4.3 Оцінка залежності резонансної частоти	50
4.4 Чисельний розрахунок і аналіз результатів	51
5. Охорона праці.....	57
5.1. Аналіз системи "Людина-машина середовище" (Л-М-С).....	57

5.2 Виробнича санітарія і гігієна праці.....	61
5.3 Пожежна профілактика.....	65
Висновки.....	68
Перелік джерел посилання.....	69
Додаток А Програма обчислення середнього значення індуктивності	71
Додаток Б Програма обчислення ємності вимірювальної апертури	73
Додаток В Презентація	75

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ

- ВП – вимірювальний перетворювач;
- КВА – коаксіальна вимірювальна апертура;
- ЕМП – електромагнітне поле;
- ЕМХ – електромагнітні хвилі;
- МКЕ – метод кінцевих елементів;
- НВЧ – надвисока частота;
- ОШВФ – основні шкідливі виробничі фактори;
- РВП – резонаторний вимірювальний перетворювач.
- 

ВСТУП

Одним з важливих напрямків розвитку сучасних мікроелектронних технологій є створення діагностичних приладів для контролю в процесі виробництва компонентів і напівфабрикатів, необхідних для виготовлення електронних пристроїв. Вимірювачі діелектричної проникності широко використовуються для контролю якості напівфабрикатів і кінцевих виробів електронної і мікроелектронної техніки. Викликано це тим, що вимірювання за допомогою електричного або електромагнітного поля дозволяє, не порушуючи цілісності виробів отримати необхідні параметри. Крім того, ці вимірювачі мають високу швидкість проведення вимірювань. Цей комплекс здобутків дозволяє створити прилади неруйнівного контролю і використовувати їх при масовому виробництві. Вимірювачі діелектричної проникності використовуються і в наукових дослідженнях. На їх базі створюються прилади, які мають унікальні або спеціалізовані параметри.

До недоліків такого способу визначення параметрів середовищ або об'єктів є те, що він дає лише непряму інформацію про властивості об'єкту вимірювань. Наприклад, при виробництві діелектричних підкладок для виготовлення плівкових гібридних мікросхем комплексна діелектрична проникність дозволяє судити про якість отриманих виробів, а в разі виготовлення на них мікросхем, призначених для роботи в НВЧ діапазоні безпосередньо визначати параметри майбутніх мікросхем. Але, навіть в разі створення виробів, що працюють в низькочастотному діапазоні, і вимушеного використання непрямого методу оцінки, створення приладів такого типу є досить перспективним, тому пошук нових і розвиток відомих рішень є актуальною задачею.

Одним із напрямів удосконалення вимірювачів діелектричної проникності є збільшення частотного діапазону вимірників. При цьому з'являється можливість збільшення їх інформаційної здатності. Завдяки тому, що на високих частотах і в НВЧ діапазоні повною мірою виявляються релаксаційні механізми певної

внутрішньої структури речовини, можна отримати додаткову інформацію про його якісний стан і кількісні параметри. Розвиток такого напрямку передбачає якісний стрибок можливостей апаратури контролю. Так само збільшення частотного діапазону дозволяє зменшити розміри сенсорних пристроїв. Це особливо важливо при безперервному зменшенні геометричних розмірів елементів інтегральних мікросхем.

В даний час відомі кілька методів вимірювання діелектричної проникності. Серед них ємнісний, застосовуваний в низькочастотному діапазоні, резонаторний, хвильоводний, що застосовуються в НВЧ діапазоні, а так само методи вільного простору. З них найбільшу точність має резонаторний метод. Тому в даному випадку він є найкращим.

Якість розробки і ефективність використання вимірників діелектричної проникності резонаторного типу визначається строгістю рішення електродинамічної задачі, що зв'язує електромагнітні параметри досліджуваного об'єкта і вихідні сигнали вимірювального перетворювача. Навіть при простій геометрії датчика, задача може виявитися досить складною на стадії вибору шляхів вирішення і наближень, що можна допустити у теорії і при чисельній реалізації отриманих алгоритмів.

Дана кваліфікаційна магістерська робота присвячується теоретичному розрахунку вимірювального резонатора вимірювача діелектричної проникності підкладок прямокутної форми, які застосовуються при виробництві плівкових мікросхем.

В магістерській роботі також розглядаються питання охорони праці і техніки безпеки.

Оформлення пояснювальної записки виконано згідно ДСТУ 3008:2015 [1].

1 РЕЗОНАТОРНІ ВИМІРЮВАЧІ ДІЕЛЕКТРИЧНОЇ ПРОНИКНОСТІ

Зміна параметрів кремнієвих пластин передбачає повну діагностику параметрів пластини при обробці, яка складається з багатьох операцій. Деякі з них вимагають механічного або іншого впливу, що приводить до руйнування самої пластини. Тому на практиці використовують не таке точне, непряме, але неруйнуюче вимірювання, яке проводиться за допомогою електромагнітних хвиль [2,3]. Резонаторні датчики використовують внутрішнє і зовнішнє розташування досліджуваного зразка. У даній магістерській роботі розглядається другий випадок.

1.1 Коаксіальні вимірювачі

Для вимірювань використовується діапазон частот лежить від сотень мегагерц до одиниць, а в деяких випадках до десятків гігагерц. Тому часто такі вимірювачі називають НВЧ-датчики. Зазвичай розглядаються датчики апертурного типу рис.1.1.

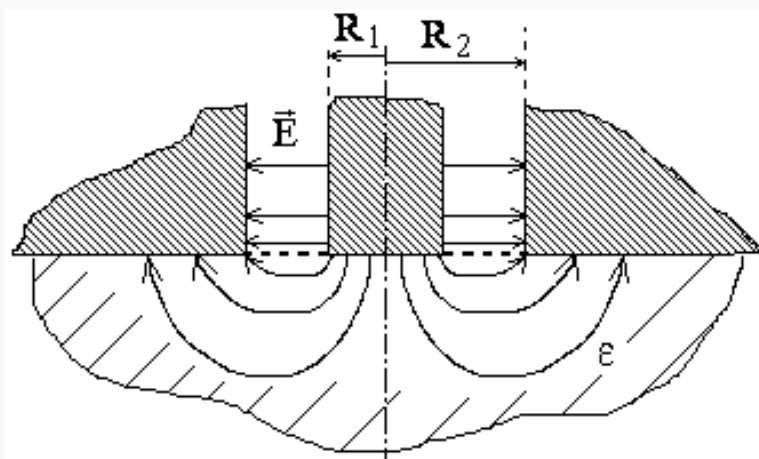


Рисунок 1.1 – Геометрична схема датчика апертурного типу

При вирішенні електродинамічної задачі зазвичай розглядається датчик у вигляді відкритого кінця коаксіальної лінії в нескінченному екрані [2]. Рішення задачі визначення сигналів такого датчика при зміні параметрів навколишнього середовища отримано раніше [3]. Але тоді використано електростатичне наближення. Точність запропонованого рішення може задовольняти тільки в разі проектування вимірювачів з датчиками малих розмірів. Загальне рішення з урахуванням хвильових властивостей поля дозволить поширити методику на широкий клас приладів для вимірювання параметрів багатошарових середовищ, знизити методичну похибку, розширити діапазон вимірювань.

1.2 Хвильовий підхід для розв'язання прямої задачі

В основу хвильового підходу покладено рішення задачі про еквівалентний опір навантаженої апертури. Один із шляхів вирішення цієї задачі передбачає використання наближення заданого поля [4]. Далі розглядають два варіанти застосування такого наближення, які є послідовними етапами на шляху до строгого рішення.

На першому етапі область, в якій поле задано, визначають у вигляді поверхні, що знаходиться в площині екрану, в кінці коаксіальної лінії. Рішення отримують з використанням функцій Гріна для рівнянь Максвелла в циліндричній системі координат [5,6].

З боку, протилежного апертурі, напівпровідник може бути відкритий або замкнений металевою поверхнею, яка одночасно виконує роль притиску. Зразок може бути багатошаровим, при цьому межі розділу повинні бути паралельні площині екрану.

Визначення параметрів вимірювальної апертури при зіткненні з досліджуванним зразком проводиться за допомогою включення її в схему коаксіального резонатора, як це показано на рис.1.2.

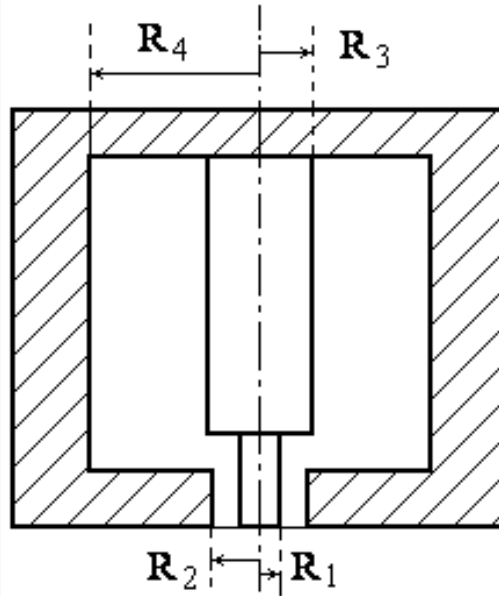


Рисунок 1.2 – Резонаторний вимірювач діелектричної проникності

Зміна резонансної частоти і добротності резонатора при зіткненні з досліджуваним зразком дозволяє у непрямої спосіб перерахувати параметри матеріалу. Але при цьому має бути строге рішення електродинамічної задачі зміни параметрів апертури. Оскільки реактивна складова повного опору носить ємнісний характер, то часто говорять про зміну ємності вимірювальної апертури. При цьому втрати електромагнітної енергії в діелектрику перераховують в уявну складову цієї ємності.

Очевидно, що роздільна здатність такого датчика не може перевищувати величини, яка визначається зовнішнім діаметром вимірювальної апертури.

1.3 Методи збільшення роздільної здатності датчиків

Збільшити роздільну здатність резонаторного датчика можна, використовуючи датчик, геометрична схема якого зображена на рис. 1.3.

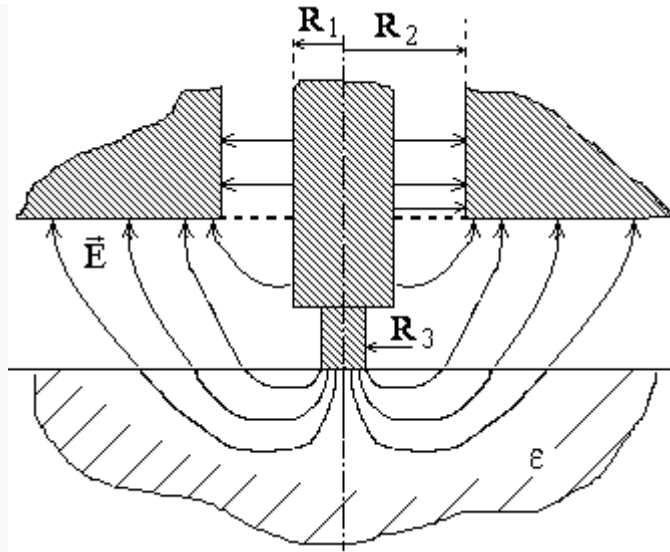


Рисунок 1.3 – Датчик зі збільшеною роздільною здатністю

При такому розташуванні зонда електричне поле зосереджено поблизу його кінця і максимальний вплив на його власну ємність буде надавати область, яка безпосередньо примикає до кінця. Відомо рішення аналогічної задачі при параболічній формі кінця зонда [3].

2 МЕТОДИ РОЗВ'ЯЗКУ ХВИЛЬОВИХ ЗАДАЧ

Щоб визначити електромагнітні коливання в резонаторі необхідно використовувати рівняння Максвелла [2]. Рівняння Максвелла включають в себе основи електромагнетизму і є вихідними постулатами теоретичної електродинаміки [3].

2.1 Хвильові рівняння для компонент ЕМП

Розглянемо основні методи рішень, які застосовуються для визначення полів в складних граничних умовах.

Перетворення рівнянь Максвелла призводять до хвильових рівнянь для компонент векторів електричної та магнітної складової електромагнітного поля. У декартовій системі координат це виходить шість рівнянь для складових E_x , E_y , E_z та H_x , H_y , H_z . Кожна з цих складових є функцією від трьох координат і від часу підпорядковується хвильовому рівнянню виду

$$\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 W}{\partial t^2} = 0 . \quad (2.1)$$

Зазвичай немає необхідності вирішувати рівняння для всіх шести складових. Вони взаємопов'язані в самих рівняннях Максвелла. Тому, як правило, рішення шукається тільки для однієї зі складових, а інші визначаються по ній. Ця складова вибирається так, щоб в області для неї існували однозначні граничні умови, щоб для неї прямо визначалися джерела поля, щоб по ній було легко визначити інші. Цей вибір залежить від досвіду і навичок фахівця.

2.2 Умови на кордонах

Згідно [2,3] граничні умови для електричної складової на кордоні двох діелектриків представляють наступне

$$\frac{E_{1n}}{E_{2n}} = \frac{\epsilon_{a2}}{\epsilon_{a1}} \quad (2.2)$$

для нормальних складових і

$$E_{1\tau} = E_{2\tau} \quad (2.3)$$

для тангенціальних (дотичних) складових.

На кордоні з металевою поверхнею тангенціальна складова дорівнює 0, тобто вектор електричного поля завжди перпендикулярний поверхні металу. Тому в областях, які обмежені металом, хвильові рівняння записують для тих складових, які паралельні металевої поверхні, тоді для них гранична умова виглядає як

$$E_{\tau} = 0 \quad (2.4)$$

Інша складова (нормальна до поверхні металу) може мати довільне значення і однозначно записати для неї граничну умову неможливо. Але для похідної в напрямі нормальному до поверхні металу граничну умову можна записати. Вона має вигляд:

$$\frac{\partial E_n}{\partial n} = 0 \quad (2.5)$$

Відповідно для складових магнітного поля граничні умови виглядають як

$$\frac{H_{1n}}{H_{2n}} = \frac{\mu_{a2}}{\mu_{a1}} , \quad (2.6)$$

$$H_{1\tau} = H_{2\tau} . \quad (2.7)$$

На поверхні металу відповідно для \vec{H} маємо

$$H_n = 0 , \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial H_\tau}{\partial n} = 0 . \quad (2.9)$$

І далі, на кордонах областей з різною діелектричною проникністю вектор \vec{H} не змінюється, і, відповідно, на кордонах областей з різною магнітною проникністю не змінюється вектор \vec{E} .

Таким чином, можна помітити, що аналітичне рішення можна отримати, в основному, для простих областей, тобто для областей, що обмежують поверхні які збігаються з напрямками координат обраної системи відліку. Як правило, це прямокутні, циліндричні або сферичні області. Це полегшує не тільки розрахунок, но і виготовлення таких пристроїв.

2.3 Метод розділення змінних

Рішення рівнянь типу (2.1) проводять розділення змінних. Суть методу полягає в тому, що шукану функцію представляють добутком

$$W(x, y, z, t) = X(x)Y(y)Z(z)T(t) . \quad (2.10)$$

Підставляючи цей вираз в (2.1) отримаємо

$$YZT \frac{\partial^2 X}{\partial x^2} + XZT \frac{\partial^2 Y}{\partial y^2} + XYT \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} - \frac{XYZ}{c^2} \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} = 0 . \quad (2.11)$$

Розділивши цей вираз на добуток, отримаємо:

$$\frac{1}{X} \frac{\partial^2 X}{\partial x^2} + \frac{1}{Y} \frac{\partial^2 Y}{\partial y^2} + \frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} - \frac{1}{Tc^2} \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} = 0 . \quad (2.12)$$

Як правило, використовуються гармонійні сигнали, тому залежність від частоти виражається множником $e^{i\omega t}$ і останній доданок стає рівним постійної величини $\frac{(i\omega)^2}{c^2} = -k^2$. Величину k називають хвильовим числом або постійною поширення.

В (2.10) кожен з доданків залежить від своєї змінної – тієї чи іншої координати. Кожна з них може змінюватися незалежно, тому щоб (2.11) задовольнялося, існує один випадок, коли кожний з доданків дорівнює постійній величині, а їх сума дорівнює 0. Звідси:

$$\frac{1}{X} \frac{\partial^2 X}{\partial x^2} = -k_x^2 , \quad \frac{1}{Y} \frac{\partial^2 Y}{\partial y^2} = -k_y^2 , \quad \frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} = -k_z^2 , \quad (2.13)$$

та

$$k^2 - k_x^2 - k_y^2 - k_z^2 = 0 . \quad (2.14)$$

Таким чином, виходить три хвильових рівняння, кожне для свого сомножника, X , Y і Z

$$\frac{\partial^2 X}{\partial x^2} + k_x^2 X = 0, \quad \frac{\partial^2 Y}{\partial y^2} + k_y^2 Y = 0, \quad \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} + k_z^2 Z = 0. \quad (2.15)$$

причому хвильові числа в цих рівняннях взаємопов'язані як (2.14), тобто незалежні можуть бути тільки два з них.

2.4 Подання полів за допомогою функцій Гріна

Найбільш складним етапом рішення є поділ всієї області на прості за формою ділянки і подання полів в них за допомогою функцій Гріна. На цьому етапі необхідно зупинитися детально.

Основная ідея використання функцій Гріна полягає в наступному. Лінійні диференціальні рівняння описують системи, в яких загальний вплив декількох джерел збурень можна уявити як суму впливів від кожного з них. Лінійна зміна параметрів джерела призводить до лінійного і пропорційної зміни відгуку системи. Це стало передумовою виникнення ідеї представити повний відгук системи $U(\vec{r})$ при впливі джерел, описуваних функцією $f(\vec{r}')$, у вигляді

$$U(\vec{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\vec{r}') G(\vec{r}, \vec{r}') d^3 r'. \quad (2.16)$$

Функція $G(\vec{r}, \vec{r}')$ залежить від положення точки джерела \vec{r}' і точки спостереження \vec{r} . Вона повинна бути такою, щоб залежність задовольняла вихідному рівнянню і умовам на кордоні області. Ця функція називається функцією Гріна. Як правило, умови на кордоні задаються у вигляді рівності нулю самого відгуку системи, або рівності нулю його похідних.

Таким чином, вдалося привести загальну задачу визначення відгуку до трохи більш простого – визначенню функції Гріна, яка не залежить від джерел, а

тільки від математичної моделі системи (виду диференціального рівняння), кордонам і умовам на них.

Фізичний сенс функції Гріна можна подати таким чином. Загальний вигляд лінійного диференціального рівняння з правою частиною наступний:

$$L(U(\vec{r})) = f(\vec{r}), \quad (2.17)$$

де L – власний диференційний оператор.

Застосуємо до правої частини цього рівняння формальне перетворення:

$$f(\vec{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\vec{r}') \delta(\vec{r} - \vec{r}') d^3 r', \quad (2.18)$$

де $\delta(\vec{r} - \vec{r}')$ – функція Дірака.

Вона дорівнює нулю всюди, крім точки $\vec{r} = \vec{r}'$, а інтеграл від неї по області, що охоплює цю точку дорівнює 1.

У ліву частину (2.17) підставимо $U(\vec{r})$ з (2.16), тоді:

$$L \left(\int_{-\infty}^{\infty} f(\vec{r}') G(\vec{r}, \vec{r}') d^3 r' \right) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\vec{r}') \delta(\vec{r} - \vec{r}') d^3 r'. \quad (2.19)$$

На підставі властивостей лінійного диференціального оператора тут можна змінити порядок диференціювання і інтегрування, і, оскільки диференціювання проводиться по \vec{r} , то (2.19) можна перетворити до вигляду:

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(\vec{r}') L(G(\vec{r}, \vec{r}')) d^3 r' = \int_{-\infty}^{\infty} f(\vec{r}') \delta(\vec{r} - \vec{r}') d^3 r'. \quad (2.20)$$

При довільних функціях джерела ця рівність може задовольнятися тільки в разі

$$L(G(\vec{r}, \vec{r}')) = \delta(\vec{r} - \vec{r}') . \quad (2.21)$$

Таким чином, функція Гріна є відгук системи на вплив одиничного джерела, розташованого в точці \vec{r}' . Вона залежить від \vec{r}' і при всіх його значеннях повинна задовольняти диференціальних рівнянь (2.21) і умовам на кордоні. На рис.2.1 представлена функція Гріна для лінійної системи, яка фізично реалізується як пружна нитка, закріплена на кінцях, і до якої в точці x' прикладена сила, яка гармонійно змінюється в часі (коливальна сила).

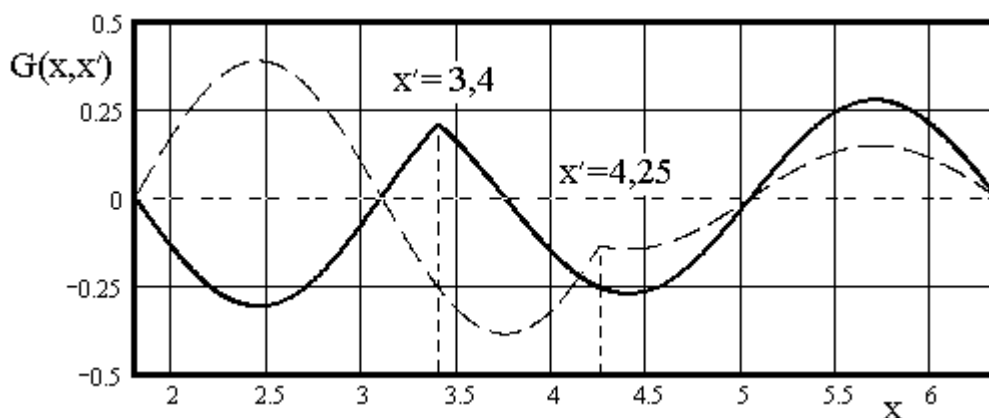


Рисунок 2.1 – Функція Гріна лінійної системи

Функції Гріна можна подати у вигляді ряду. Як конкретний приклад розглянемо лінійну динамічну систему, що залежить від однієї скалярної змінної – x , на деякому відрізку $[a, b]$, а в якості диференціального рівняння виберемо рівняння, яке при відповідному підборі коефіцієнтів може являти собою основні типи рівнянь математичної фізики:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(p(x) \frac{\partial U}{\partial x} \right) - (q(x) - \lambda r(x))U = f(x), \quad (2.22)$$

де λ – деяке постійне число.

Виділимо з цього рівняння диференціальний оператор $L(U)$, рівний

$$L(U) = \frac{\partial}{\partial x} \left(p(x) \frac{\partial U}{\partial x} \right) - q(x)U, \quad (2.23)$$

і складемо систему допоміжних рівнянь

$$L(U) = -\lambda_n r(x)U, \quad (2.24)$$

де λ_n – ряд чисел, при яких рішення однорідного рівняння (2.24) задовольняє граничним умовам на кінцях відрізка $[a, b]$. Ці числа називаються власними числами рівняння (2.22), а отримані функції – власними функціями. Тут ще не обговорюватимемо можливість або неможливість існування таких чисел, а припустимо, що вони існують.

Розглянемо можливий вид граничних умов. Нехай деяка φ_n задовольняє (2.24) при λ_n , а φ_m при λ_m , тобто

$$p(x) \frac{\partial^2 \varphi_n}{\partial x^2} + \frac{\partial p(x)}{\partial x} \frac{\partial \varphi_n}{\partial x} - q(x)\varphi_n = -\lambda_n r(x)\varphi_n, \quad (2.25)$$

$$p(x) \frac{\partial^2 \varphi_m}{\partial x^2} + \frac{\partial p(x)}{\partial x} \frac{\partial \varphi_m}{\partial x} - q(x)\varphi_m = -\lambda_m r(x)\varphi_m. \quad (2.26)$$

Поробимо з цими рівняннями наступні перетворення: помножимо (2.25) на φ_m , а (2.26) на φ_n , далі знайдемо їх різницю і проінтегруємо її на відрізку $[a, b]$. В результаті отримаємо:

$$p(b) \left[\varphi_m(b) \frac{\partial \varphi_n}{\partial x}(b) - \varphi_n(b) \frac{\partial \varphi_m}{\partial x}(b) \right] - p(a) \left[\varphi_m(a) \frac{\partial \varphi_n}{\partial x}(a) - \varphi_n(a) \frac{\partial \varphi_m}{\partial x}(a) \right] + (\lambda_n - \lambda_m) \int_a^b r(x) \varphi_n(x) \varphi_m(x) dx = 0 . \quad (2.27)$$

При довільних $p(x)$ і $r(x)$ виконання умови рівності нулю найбільш просто виконується при почленної рівності нулю всіх доданків в (2.27). Можливо, що інакше, крім почленної рівності, виконати цю умову не можна. Розглянемо, деталі цієї умови.

Рівність нулю першого доданка вказує на можливі варіанти граничних умов на правому кінці відрізка (точка b). Перш за все, це безпосередньо рівність нулю самих функцій, потім - рівність нулю їх похідних. Кожне з них дасть свій ряд. Більш складні комбінації для будь-яких n і m нездійсненні (або вимагають додаткових умов). Але, оскільки спільне рішення для лінійного рівняння може бути сумою часткових, то, використовуючи обидва ряди φ_n і φ_m і підбираючи лінійних коефіцієнти, можна для результуючої функції отримати будь-який заданий значення і будь-який кут нахилу на правій межі. Такі ж міркування справедливі і для лівої межі.

Третє складова вимагає рівності нулю інтеграла, оскільки за умовою $\lambda_n \neq \lambda_m$. Тобто

$$\int_a^b r(x) \varphi_n(x) \varphi_m(x) dx = 0 , \quad (2.28)$$

що є доказом ортогональності системи функцій φ_n, φ_m на відрізку $[a, b]$. Тому будь-яка функція $U(x)$ може бути представлена на відрізку $[a, b]$ у вигляді ряду, який має єдину комбінацію постійних коефіцієнтів a_n :

$$U(x) = \sum_n^{\infty} a_n \varphi_n(x). \quad (2.29)$$

Потрібно зауважити, що окремі випадки граничних умов

$$\varphi_n(a) = \varphi_n(b) = 0 \quad (2.30)$$

та

$$\varphi'_n(a) = \varphi'_n(b) = 0 \quad (2.31)$$

так само призводять до лінійно незалежних між собою і ортогональних системам.

Тут поки не будемо доводити повноту систем φ_n , яка означає, що ряд (2.29) може представити будь-яку $U(x)$, а розглянемо, як на підставі вихідного рівняння (2.22) і будь-якого випадку граничних умов отримати коефіцієнти ряду (2.29).

Відповідно до правил перетворень Фур'є розкладання по φ_n відношення

$$\frac{f(x)}{r(x)} = \sum_n^{\infty} b_n \varphi_n(x) \quad (2.32)$$

матиме коефіцієнти, які знаходяться з умов:

$$b_n = \frac{\int_a^b f(\xi)\varphi_n(\xi)d\xi}{\int_a^b r(\xi)\varphi_n^2(\xi)d\xi} . \quad (2.33)$$

Знаменник правої частини називають нормою функції φ_n і позначають η_n .

Уявімо (2.22) у вигляді:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(p(x) \frac{\partial U}{\partial x} \right) - q(x)U = -\lambda r(x)U + \frac{f(x)}{r(x)}r(x) . \quad (2.34)$$

Так як для кожної φ_n має місце співвідношення

$$L(\varphi_n) = -\lambda_n r(x)\varphi_n , \quad (2.35)$$

то, підставляючи (2.29) в (2.24), маємо для лівої частини (2.34)

$$\sum_n a_n \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(p(x) \frac{\partial \varphi_n(x)}{\partial x} \right) - q(x)\varphi_n(x) \right] = -r(x) \sum_n \lambda_n a_n \varphi_n(x) . \quad (2.36)$$

У ліву частину (2.34) підставимо (2.29) і (2.32), тоді отримаємо:

$$-r(x) \sum_n \lambda_n a_n \varphi_n(x) = -r(x)\lambda \sum_n a_n \varphi_n(x) + r(x) \sum_n b_n \varphi_n(x) . \quad (2.37)$$

або

$$\sum_n (\lambda - \lambda_n) a_n \varphi_n(x) = \sum_n b_n \varphi_n(x) . \quad (2.38)$$

Звідки

$$a_n = \frac{b_n}{\lambda - \lambda_n} . \quad (2.39)$$

З урахуванням (2.33), (2.36) і (2.39) рішення записується у вигляді:

$$U(x) = \sum_n \frac{\varphi_n(x)}{(\lambda - \lambda_n)} \int_a^b \frac{\varphi_n(\xi)}{\eta_n} f(\xi) d\xi . \quad (2.40)$$

Змінюючи порядок інтегрування і диференціювання, отримаємо:

$$U(x) = \int_a^b \left[\sum_n \frac{\varphi_n(x)\varphi_n(\xi)}{(\lambda - \lambda_n)\eta_n} \right] f(\xi) d\xi . \quad (2.41)$$

Зіставляючи цей вислів з виразом (2.16), отримаємо, що функцію Гріна для лінійної області на відріжку можна виразити як

$$G(x, \xi) = \sum_n \frac{\varphi_n(x)\varphi_n(\xi)}{(\lambda - \lambda_n)\eta_n} . \quad (2.42)$$

На рис.2.2 представлена функція Гріна для такої ж фізичної моделі, що і на рис.2.1, при $\xi = 3,4$. Представлені послідовно результати розрахунків для трьох кількостей членів ряду (2.42): $N=1$, $N=4$, $N=50$. Цей рисунок показує, як формується функція Гріна зі своїх складових.

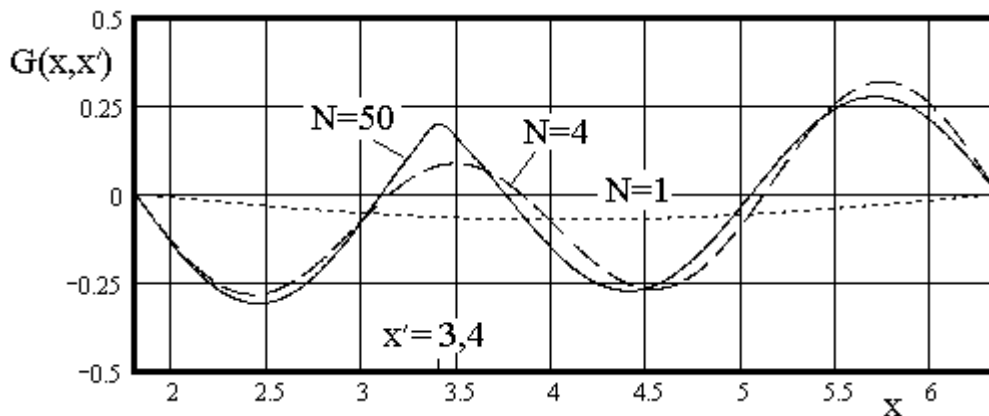


Рисунок 2.2 – Подання функцій Гріна рядом розкладання

В даний час при вирішенні завдань математичної фізики таке уявлення функцій Гріна використовується найбільш часто. Але є й інше уявлення, яке при комп'ютерних розрахунках може бути більш зручним.

Має місце і кусково-лінійне подання функції Гріна. Шлях, який призводить до цього вигляду функції Гріна, більш наочний, містить більше фізичних підстав, зокрема він дає очевидне уявлення того, що функція Гріна аналогічна статичному прогину струни під дією зосередженої сили.

Повернемося до вихідного рівняння (2.22). Даний підхід не вимагає введення додаткових коефіцієнтів і створення системи рівнянь, тому співмножник перед U можна уявити однією функцій – $s(x) = q(x) - \lambda r(x)$. Але, щоб скористатися попередньою системою позначень, будемо просто рахувати, що $\lambda = 0$, до того ж в деяких задачах це може мати фізичний зміст. Допоміжне рівняння складемо підстановкою в праву частину δ -функції:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(p(x) \frac{\partial g}{\partial x} \right) - q(x)g = -\delta(x - \xi). \quad (2.43)$$

Тут прийнято інше позначення невідомої функції, в даному випадку g , оскільки це рівняння відрізняється від (2.22).

Проінтегруємо (2.43) в малій околиці точки ξ . Тоді відповідно до властивостей δ -функції, маємо:

$$\int_{\xi-\varepsilon}^{\xi+\varepsilon} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(p(x) \frac{\partial g}{\partial x} \right) - q(x)g \right] dx = -1. \quad (2.44)$$

Оскільки, вважається, що функції $p(x)$ і $q(x)$ не мають розривів і зламів, то при $\varepsilon \rightarrow 0$ отримаємо:

$$p(\xi) \frac{\partial g}{\partial x}(\xi + \varepsilon) - p(\xi) \frac{\partial g}{\partial x}(\xi - \varepsilon) = -1. \quad (2.45)$$

Таким чином, введена функція задовольняє однорідному рівнянню (2.43) на всьому відрізку $[a, b]$, за винятком точки ξ . Зауважимо також, що, відповідно до виду рівняння (2.43), функція g є функцією двох змінних: власне x , і ξ – точки, де δ -функція не дорівнює нулю. У цій точці похідна $\frac{\partial g}{\partial x}(x, \xi)$ відчуває розрив, рівний $-\frac{1}{p(\xi)}$. Але цій умові може задовольняти безліч функцій. Щоб виключити цю невизначеність і перетворити g в функцію Гріна необхідно ще, щоб вона задовольняла умовам на кордонах – точках a і b , та була б безперервною в точці ξ . Якщо є рішення $u(x)$, яке задовольняє однорідному рівнянню (2.43), то задовольнити умові на кордоні можна, наприклад, зміщенням $u(x)$ по осі x , тобто взяти $u_a(x) = u(x - x_a)$, так щоб виповнилося або $u_a(a) = 0$, або $u'_a(a) = 0$. Умова на іншій границі при цьому виконуватися не буде, за винятком того випадку, коли $\lambda = 0$ є власним значенням. Фізично це є умова резонансу. На іншій границі умова виконається для іншої функції $u_b(x) = u(x - x_b)$. Тепер залишається виконати умову безперервності, для цього досить підібрати постійні

коефіцієнти перед $C_a u_a$ і $C_b u_b$ так щоб в точці вони збігалися. Незавжди бачити, що це призведе до $C_a = u_b(\xi)$, а $C_b = u_a(\xi)$. Остаточно

$$G(x, \xi) = \begin{cases} u_a(x)u_b(\xi) & \text{при } x \leq \xi \\ u_b(x)u_a(\xi) & \text{при } x \geq \xi \end{cases} . \quad (2.46)$$

На рис.2.3 для тієї ж моделі, що і на рис.4, рис.5 і так само $x' = 3,4$ представлені функції Гріна розраховані за допомогою кусочно-лінійного уявлення.

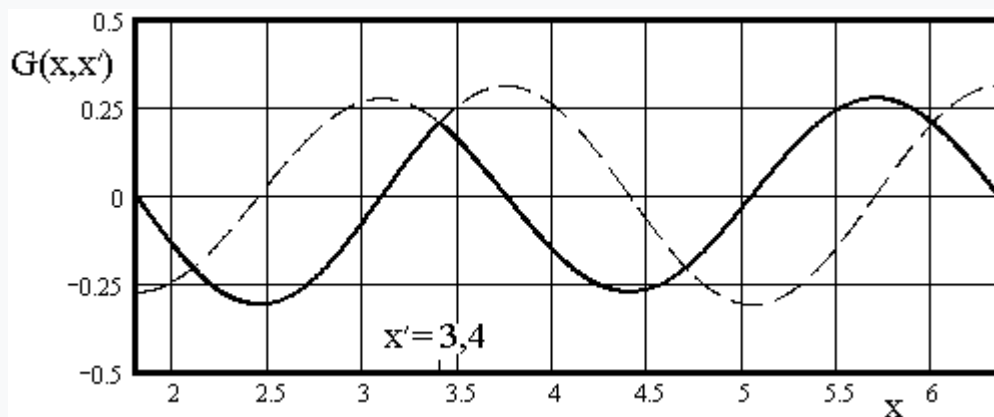


Рисунок 2.3 – Кусково-лінійне представлення функції Гріна

Якщо в першому випадку подання $G(x, \xi)$ вираз (2.41) було отримано послідовним перетворенням, то зараз необхідно довести, що функція (2.46) так само становитиме рішення у вигляді:

$$U(x) = \int_a^b G(x, \xi) f(\xi) d\xi . \quad (2.47)$$

Розділимо проміжок інтегрування на два:

$$U(x) = \int_a^x G(x, \xi) f(\xi) d\xi + \int_x^b G(x, \xi) f(\xi) d\xi . \quad (2.48)$$

Диференціюючи за, отримаємо

$$U'(x) = \int_a^x G'(x, \xi) f(\xi) d\xi + G(x, x-0) f(x) + \int_x^b G'(x, \xi) f(\xi) d\xi - G(x, x+0) f(x) . \quad (2.49)$$

В силу безперервності функції Гріна $G(x, x+0) = G(x, x-0)$. Далі диференціюючи ще раз по x :

$$U''(x) = \int_a^b G''(x, \xi) f(\xi) d\xi + [G'(x, x-0) f(x) - G'(x, x+0) f(x)] . \quad (2.50)$$

Підставляючи вирази для $U(x)$ і її похідних у вихідне рівняння нескладно отримати шукану тотожність.

Для області на площині або в об'ємі функції Гріна точно так само як і звичайні функції, згідно (2.10), складаються у вигляді добутків, в яких кожен співмножник залежить тільки від однієї координати.

2.5 Метод часткових областей

Щоб описати область, яка має не просту будову, використовують метод часткових областей. Складну область поділяють на прості складові, при цьому кордони можуть бути реальними, наприклад, ділянки з різною діелектричної проникністю, так і віртуальними, умовними. Може бути, що частина кордону реальна, а частина умовна. Важливо лише, щоб отримані області мали просту форму і однорідне заповнення. Метод функцій Гріна вимагає в області наявності

джерел. Це стосується і отриманих в результаті розбиття простих областей. Але реальні джерела будуть не в кожній простій області. Для того, щоб вони формально існували, записують віртуальні джерела на кордонах.

2.6 Опис віртуальних джерел

Для цього використовується наступна властивість електромагнітного поля. Якщо в просторі, в якому існує електромагнітне поле, виділити певний обсяг, то, прибравши поле з усього простору, а на кордонах обсягу розташувати певним чином електричні заряди і струми, можна в цьому обсязі повністю відтворити початкове поле. Найчастіше замість електричних зарядів і струмів використовують віртуальні електричні і магнітні струми, які прямо пов'язані з векторами \vec{E} і \vec{H} початкового поля існуючого на кордоні. Згідно [2,3] вирази для поверхневого електричного струму і поверхневого магнітного струму мають вигляд

$$j_s^{\text{e}} = [\vec{n}_o \vec{H}] \quad , \quad (2.51)$$

$$j_s^{\text{m}} = -[\vec{n}_o \vec{E}] \quad , \quad (2.52)$$

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

Аналогічно вводяться поверхневі заряди:

$$\rho_s^{\text{e}} = \varepsilon(\vec{n}_o \vec{E}) \quad (2.53)$$

та

$$\rho_s^{\text{m}} = \mu(\vec{n}_o \vec{H}) \quad . \quad (2.54)$$

Потрібно підкреслити ще раз, що ці змінні вводяться формально, для спрощення аналізу, оскільки в природі немає ні магнітних струмів, ні магнітних зарядів.

Таким чином створюються умови для запису інших складових поля в кожній простій області. Далі необхідно відповідно до граничних умов (2.2) - (2.9) прирівняти складові на спільних кордонах сусідніх областей. При цьому прирівнюються як складові поля, обрані в якості джерел, так і складові поля, отримані в результаті рішення. Таким чином, виходить система рівнянь для всіх складових поля. Вирішуючи її, отримують поле у всій області або на потрібній ділянці.

3 АНАЛІТИЧНИЙ ОПИС БЛИЖНЬОПОЛЬОВОГО ХВИЛЬОВОГО СЕНСОРУ

Розрахункові співвідношення отримаємо з використанням результатів роботи [7]. Для спрощення розрахунків скористаємося наближенням заданого поля. Це наближення виправдало себе при розрахунках малих коаксіальних апертур.

3.1 Геометрична схема сенсора

На рис.3.1 представлена геометрична схема задачі розрахунку відгуку ємнісного сенсора на зміну діелектричної проникності досліджуваного зразка.

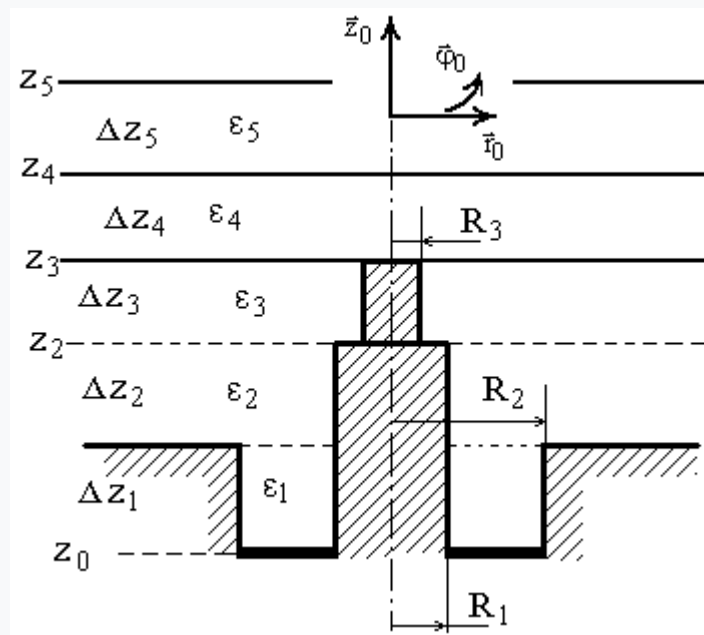


Рисунок 3.1 – Геометрична схема ємнісного сенсора

Датчик являє собою коаксіальну лінію, що виходить через отвір в екрані. Центральний провід коаксиала виступає над екраном. Кінець його зроблений більш тонким. Своїм закінченням він контактує або підноситься до

досліджуваного об'єкта. Щоб уникнути неоднозначності датчики такого типу працюють на нижчих типах хвиль. В даному випадку нижчим типом хвилі, є TEM хвиля. Магнітне поле при цьому буде мати тільки азимутальний складову H_φ . Електричне поле в нескінченному коаксіалі має так само тільки одну, радіальну складову E_r , але там, де коаксіал змінює своє перетин з'являється осьова складова E_z . Тому найбільш зручна система координат, в якій будемо шукати рішення, є циліндрична система координат, орт якої \vec{r}_0 , $\vec{\varphi}_0$, і \vec{z}_0 спрямовані так, як показано на рис.3.1.

3.2 Подання полів і джерел

При такому розташуванні полів найзручніше висловити поле H_φ через радіальну складову електричного поля E_r на кордонах всіх областей, показаних на рис.3.1. На рис.3.2 показані джерела для верхньої і нижньої поверхні однієї елементарної області.

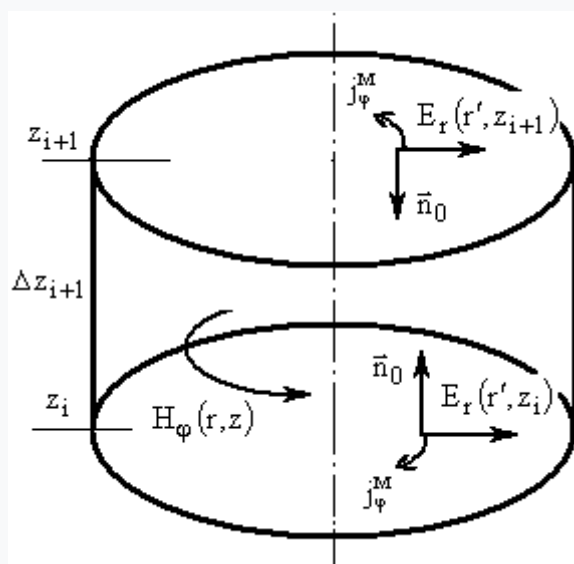


Рисунок 3.2 – Розташування полів в елементарній циліндричній області

Відповідно до (2.52), джерело поля \vec{j}_Φ^M на нижній площині дорівнює $-E_r$, на верхній відповідно $+E_r$.

Використовуючи таку систему координат, представимо поле H_Φ відповідно до позначками, які використовуються в роботі [7]. Магнітне поле в елементарній області матиме вигляд:

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

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

Функція $\Gamma_{22}(\vec{r}, \vec{r}')$ пов'язує кожен складову вектора \vec{j}^M з кожною складовою вектора \vec{H} , тому вона містить 9 складових і являє собою тензор. Щоб її описати в [5] використана наступна послідовність перетворень. Спочатку

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

де $G_t^M(\vec{r}, \vec{r}')$ - поперечні функції, що задовольняють рівнянням:

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

де ϵ - одиничний тензор.

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

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

де λ_{mn}^M – норми власних функцій;

k_{mn}^M – власні числа;

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

Тут потрібно нагадати, що χ - функція радіуса (без стрілки, яка позначає вектор), а G функція всіх трьох координат простору.

3.3 Вирази для складових тензорної функції Гріна

Згідно [5,6] всі функції, складові (3.4) матимуть такий вигляд. Функція χ в циліндричній області з нескінченним зовнішнім радіусом (ділянки Δz_2 , Δz_3 на рис.3.1) дорівнює

$$\chi_{mn}(\vec{r}, R_i) = [N_m(\kappa r)J_m(\kappa R_i) - J_m(\kappa r)N_m(\kappa R_i)] \begin{cases} \cos m\varphi \\ \sin m\varphi \end{cases} , \quad (3.5)$$

де R_i – радіус внутрішнього циліндра.

Власне число k_{mn}^M при нескінченному зовнішньому радіусі перетворюється в безперервну змінну κ з діапазоном зміни від 0 до ∞ , тому другий індекс для χ опускаємо. У нашому випадку зміна поля по куту φ відсутні, тобто $m = 0$, тому інтегрування по φ в (3.1) призведе до появи співмножника $2\pi r'$, а нульове значення $\chi_0(\vec{r}, R_i)$ вона матиме тільки для косинуса, і її похідна по радіусу дорівнює:

$$\frac{\partial}{\partial r} \chi_0(r, R_i) = -\kappa [N_1(\kappa r) J_0(\kappa R_i) - J_1(\kappa r) N_0(\kappa R_i)] , \quad (3.6)$$

де \vec{r} – вектор поперечних координат.

Норма даної функції визначається як

$$\lambda_0^M = \frac{2\pi}{\kappa} [J_0^2(\kappa R_i) + N_0^2(\kappa R_i)] . \quad (3.7)$$

Поперечні хвильові числа γ_i визначаються в цьому випадку як

$$\gamma_i = \sqrt{\kappa^2 - \tilde{\epsilon}_i k_0^2} , \quad (3.8)$$

де $\tilde{\epsilon}_i$ – комплексна діелектрична проникність шару;

k_0 – хвильове число у вільному просторі.

Тоді функція g_{mn} буде представляти із себе

$$g_{mn}(z, z') = \frac{1}{\gamma_i \operatorname{sh} \gamma_i \Delta z_{i+1}} \begin{cases} \operatorname{ch} \gamma_i (z - z_i) \operatorname{ch} \gamma_i (z_{i+1} - z'), & z < z' \\ \operatorname{ch} \gamma_i (z' - z_i) \operatorname{ch} \gamma_i (z_{i+1} - z), & z > z' \end{cases} . \quad (3.9)$$

Для опису поля в областях Δz_4 і Δz_5 (рис.3.1) можна використовувати будь-яку систему координат, наприклад, декартові, але, щоб складові поля стикувалися з складовими на нижніх ділянках, необхідно так само вибрати циліндричну систему. В цьому випадку

$$\frac{\partial}{\partial r} \chi_c(r) = -\kappa J_1(\kappa r) . \quad (3.10)$$

та

$$\lambda_c^M = \frac{2\pi}{\kappa} . \quad (3.11)$$

Функції γ_i і g_{mn} виражаються так само, як і в попередньому випадку.

Найбільш складно ці функції виражаються в обмеженому циліндрі (ділянка Δz_1 на рис.3.1). При $n = 0$ для радіальної функції має місце [6]:

$$\frac{\partial}{\partial r} \chi_{00}(r, R_1) = \frac{1}{r} , \quad (3.12)$$

її норма дорівнює

$$\lambda_{00}^M = \ln \frac{R_1}{R_2} . \quad (3.14)$$

При $n \neq 0$ для радіальної функції χ_{0n} справедливо [5]:

$$\frac{\partial}{\partial r} \chi_{0n}(r, R_1) = k_{0n} [N_1(k_{0n}r)J_0(k_{0n}R_1) - J_1(k_{0n}r)N_0(k_{0n}R_1)] , \quad (3.15)$$

де k_{0n} визначаються як коріння рівняння:

$$N_0(k_{0n}R_2)J_0(k_{0n}R_1) - J_0(k_{0n}R_2)N_0(k_{0n}R_1) = 0 . \quad (3.16)$$

Норма в цьому випадку дорівнює

$$\begin{aligned} \lambda_{0n}^M = & \frac{R_2^2}{2} [N_0(k_{0n}R_1)J_1(k_{0n}R_2) - J_0(k_{0n}R_1)N_1(k_{0n}R_2)]^2 - \\ & - \frac{R_1^2}{2} [N_0(k_{0n}R_1)J_1(k_{0n}R_1) - J_0(k_{0n}R_1)N_1(k_{0n}R_1)]^2 . \end{aligned} \quad (3.17)$$

Поздовжні хвильові числа визначаються як:

$$\gamma_{i0n} = \sqrt{k_{0n}^2 - \tilde{\xi}_i k_0^2} . \quad (3.18)$$

Не змінюється тільки вид функції g_{mn} , але потрібно пам'ятати, що в неї підставляється інші γ_{i0n} .

Якщо в площині $z = 0$ (рис.3.1) поле будемо вважати заданим, то на підставі (3.1), з послідовною підстановкою всіх необхідних в кожному випадку з представлених вище виразів (3.2) – (3.18), можна скласти систему рівнянь для полів \vec{E} і \vec{H} на кордонах ділянок (рис.3.1).

3.4 Система рівнянь на кордонах

Систему рівнянь почнемо складати з віддалених ділянок [8]. Для полів на кордоні z_4 отримаємо наступні співвідношення. Для поля зверху кордону:

$$H_{\varphi}(z_4 + 0, r) = -i\omega\varepsilon_a^V \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} J_1(kr) J_1(kr') \frac{kr'}{\gamma_5} \times \\ \times [E_r(r', z_4) \operatorname{cth}(\gamma_5 \Delta z_5) - E_r(r', z_5) \operatorname{cosech}(\gamma_5 \Delta z_5)] dr' dk . \quad (3.19)$$

Практичний інтерес можуть представляти два випадки. Перший – зразок закорочено металом. Технічно металева пластина може виконувати роль притиску або підставки. В цьому випадку $E_r(r', z_5) = 0$. Другий випадок, при якому шар Δz_5 нескінченний. При $\Delta z_5 \rightarrow \infty$ функція $\operatorname{cosech}(\gamma_5 \Delta z_5)$ при будь-яких γ_5 прагне до нуля, а функція $\operatorname{cth}(\gamma_5 \Delta z_5) \rightarrow 1$. Відкритий зразок теж включається в цей випадок, тільки досліджуваний діелектрик є шаром Δz_4 , а шар Δz_5 – повітря.

Таким чином, при будь-якої конструкції поле $E_r(r', z_5)$ в вираженні (3.19) буде відсутній. Далі запишемо поле знизу кордону z_4 :

$$H_\varphi(z_4 - 0, r) = -i\omega\varepsilon_a^{IV} \int_0^\infty \int_0^\infty J_1(\kappa r) J_1(\kappa r') \frac{\kappa r'}{\gamma_4} \times \\ \times [E_r(r', z_3) \operatorname{cosech}(\gamma_4 \Delta z_4) - E_r(r', z_4) \operatorname{cth}(\gamma_4 \Delta z_4)] dr' d\kappa . \quad (3.20)$$

Прирівнюючи (3.19) і (3.20) і, з огляду на, що інтеграли дорівнюватимуть, коли рівні підінтегральної функції, отримаємо:

$$\frac{\varepsilon_a^{IV}}{\gamma_4} [E_r(r', z_3) \operatorname{cosech}(\gamma_4 \Delta z_4) - E_r(r', z_4) \operatorname{cth}(\gamma_4 \Delta z_4)] = \frac{\varepsilon_a^V}{\gamma_5} E_r(r', z_4) \operatorname{cth}(\gamma_5 \Delta z_5). \quad (3.21)$$

Звідки

$$E_r(r', z_4) = E_r(r', z_3) \frac{\frac{\varepsilon_a^{IV}}{\gamma_4} \operatorname{cosech}(\gamma_4 \Delta z_4)}{\frac{\varepsilon_a^{IV}}{\gamma_4} \operatorname{cth}(\gamma_4 \Delta z_4) + \frac{\varepsilon_a^V}{\gamma_5} \operatorname{cth}(\gamma_5 \Delta z_5)} . \quad (3.22)$$

Співмножник у правій частині при $E_r(r', z_3)$ позначимо як K_3 . Далі виразимо магнітне поле над і під кордоном z_3 . Вираз для поля над z_3 аналогічно (3.19):

$$H_\varphi(z_3 + 0, r) = -i\omega\varepsilon_a^{IV} \int_0^\infty \int_0^\infty J_1(\kappa r) J_1(\kappa r') \frac{\kappa r'}{\gamma_4} \times \\ \times [E_r(r', z_3) \operatorname{cth}(\gamma_4 \Delta z_4) - E_r(r', z_4) \operatorname{cosech}(\gamma_4 \Delta z_4)] dr' d\kappa . \quad (3.23)$$

В цей вираз можна підставити $E_r(r', z_4)$ з (3.22), і оскільки на верхньому зрізі циліндра R_3 тангенціальна складова $E_r = 0$, то інтегрування можна провести в межах від R_3 до ∞ . Так само можна поміняти порядок інтегрування. В результаті отримаємо:

$$H_\varphi(z_3 + 0, r) = -i\omega\varepsilon_a^{IV} \int_{0R_3}^{\infty} \int_{0R_3}^{\infty} J_1(\kappa r) J_1(\kappa r') \frac{\kappa r'}{\gamma_4} E_r(r', z_3) \times \\ \times [\text{cth}(\gamma_4 \Delta z_4) - K_3 \text{cosech}(\gamma_4 \Delta z_4)] dr' d\kappa . \quad (3.24)$$

Поле під z_3 виразиться як:

$$H_\varphi(z_3 - 0, r) = -i\omega\varepsilon_a^{III} \int_{0R_3}^{\infty} \int_{0R_3}^{\infty} \frac{\partial}{\partial r} \chi_0(r, R_3) \frac{\partial}{\partial r'} \chi_0(r', R_3) \frac{r'}{\kappa \gamma_3 [J_0^2(\kappa R_3) + N_0^2(\kappa R_3)]} \times \\ \times [E_r(r', z_2) \text{cosech}(\gamma_3 \Delta z_3) - E_r(r', z_3) \text{cth}(\gamma_3 \Delta z_3)] dr' d\kappa . \quad (3.25)$$

Прирівнюючи вирази (3.24) і (3.25), можна виключити інтеграли по r' і κ , тоді

$$E_r(r', z_3) = \frac{E_r(r', z_2) \text{cosech}(\gamma_3 \Delta z_3)}{\text{cth}(\gamma_3 \Delta z_3) + \frac{\varepsilon_a^{IV} J_1(\kappa r) J_1(\kappa r') \kappa^2 \gamma_3 [J_0^2(\kappa R_3) + N_0^2(\kappa R_3)]}{\gamma_4 \varepsilon_a^{III} \frac{\partial}{\partial r} \chi_0(r, R_3) \frac{\partial}{\partial r'} \chi_0(r', R_3)}} \times \\ \times [\text{cth}(\gamma_4 \Delta z_4) - K_3 \text{cosech}(\gamma_4 \Delta z_4)] . \quad (3.26)$$

Цей коефіцієнт позначимо K_2 . Далі аналогічні перетворення для полів на кордоні z_2 дадуть:

$$H_\varphi(z_2 + 0, r) = -i\omega\varepsilon_a^{\text{III}} \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{\partial}{\partial r} \chi_0(r, R_3) \frac{\partial}{\partial r'} \chi_0(r', R_3) \frac{r' E_r(r', z_2)}{\kappa\gamma_3 [J_0^2(\kappa R_3) + N_0^2(\kappa R_3)]} \times \\ \times [\text{cth}(\gamma_3 \Delta z_3) - K_2 \text{cosech}(\gamma_3 \Delta z_3)] dr' dk, \quad (3.27)$$

$$H_\varphi(z_2 - 0, r) = -i\omega\varepsilon_a^{\text{II}} \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{\partial}{\partial r} \chi_0(r, R_1) \frac{\partial}{\partial r'} \chi_0(r', R_1) \frac{r'}{\kappa\gamma_2 [J_0^2(\kappa R_1) + N_0^2(\kappa R_1)]} \times \\ \times [E_r(r', z_1) \text{cosech}(\gamma_2 \Delta z_2) - E_r(r', z_2) \text{cth}(\gamma_2 \Delta z_2)] dr' dk, \quad (3.28)$$

що призведе до появи коефіцієнта K_1 , який пов'язує

$$E_r(r', z_2) = \frac{E_r(r', z_1) \text{cosech}(\gamma_2 \Delta z_2)}{\text{cth}(\gamma_2 \Delta z_2) + \frac{\varepsilon_a^{\text{III}} \frac{\partial}{\partial r} \chi_0(r, R_3) \frac{\partial}{\partial r'} \chi_0(r', R_3) \gamma_2 [J_0^2(\kappa R_1) + N_0^2(\kappa R_1)]}{\varepsilon_a^{\text{II}} \frac{\partial}{\partial r} \chi_0(r, R_1) \frac{\partial}{\partial r'} \chi_0(r', R_1) \gamma_3 [J_0^2(\kappa R_3) + N_0^2(\kappa R_3)]}} \times \\ \times [\text{cth}(\gamma_3 \Delta z_3) - K_2 \text{cosech}(\gamma_3 \Delta z_3)]. \quad (3.29)$$

Поле на ділянці Δz_1 обмежено двома циліндричними поверхнями з радіусами R_1 і R_2 . На цій ділянці функція Гріна в поперечному напрямку визначається виразами (3.25), (3.27). Поздовжні хвильові числа являють собою набір дискретних значень, що визначається виразом (3.18), і інтегрування по хвильовим числам є сумою, виражену нескінченним рядом. Тоді вираз для

$H_\varphi(z_1 + 0, r)$ буде, як і раніше, містити подвійне інтегрування, а вираз для $H_\varphi(z_1 - 0, r)$ – інтегрування по радіусу і підсумовування по хвильовим числам.

$$H_\varphi(z_1 + 0, r) = -i\omega\varepsilon_a^{\text{II}} \int_0^\infty \int_{R_1}^\infty \frac{\partial}{\partial r} \chi_0(r, R_1) \frac{\partial}{\partial r'} \chi_0(r', R_1) \frac{r' E_r(r', z_1)}{\kappa\gamma_2 [J_0^2(\kappa R_1) + N_0^2(\kappa R_1)]} \times \\ \times [\text{cth}(\gamma_2 \Delta z_2) - K_1 \text{cosech}(\gamma_2 \Delta z_2)] dr' d\kappa, \quad (3.30)$$

$$H_\varphi(z_1 - 0, r) = -i\omega\varepsilon_a^{\text{I}} \int_{R_1}^{R_2} \sum_{n=0}^\infty \frac{1}{\lambda_{0n}^M k_{0n}^2} \frac{\partial}{\partial r} \chi_{0n}(r, R_1) \frac{\partial}{\partial r'} \chi_{0n}(r', R_1) \frac{r'}{\gamma_{10n}} \times \\ \times [E_r(r', z_0) \text{cosech}(\gamma_{10n} \Delta z_1) - E_r(r', z_1) \text{cth}(\gamma_{10n} \Delta z_1)] dr'. \quad (3.31)$$

У виразі (3.30) так само можна обмежити верхню межу інтегрування по r' значенням R_2 , оскільки при $r' > R_2$ тангенціальна складова $E_r(r', z_1) = 0$. Після прирівнювання $H_\varphi(z_1 + 0, r)$ і $H_\varphi(z_1 - 0, r)$ можна виключити тільки інтеграл по r' , тому

$$E_r(r', z_1) \varepsilon_a^{\text{II}} \int_0^\infty \frac{\partial}{\partial r} \chi_0(r, R_1) \frac{\partial}{\partial r'} \chi_0(r', R_1)}{\kappa\gamma_2 [J_0^2(\kappa R_1) + N_0^2(\kappa R_1)]} [\text{cth}(\gamma_2 \Delta z_2) - K_1 \text{cosech}(\gamma_2 \Delta z_2)] d\kappa = \\ = E_r(r', z_0) \varepsilon_a^{\text{I}} \sum_{n=0}^\infty \frac{1}{\lambda_{0n}^M k_{0n}^2} \frac{\partial}{\partial r} \chi_{0n}(r, R_1) \frac{\partial}{\partial r'} \chi_{0n}(r', R_1) \frac{\text{cosech}(\gamma_{10n} \Delta z_1)}{\gamma_{10n}} - \\ - E_r(r', z_1) \varepsilon_a^{\text{I}} \sum_{n=0}^\infty \frac{1}{\lambda_{0n}^M k_{0n}^2} \frac{\partial}{\partial r} \chi_{0n}(r, R_1) \frac{\partial}{\partial r'} \chi_{0n}(r', R_1) \frac{\text{cth}(\gamma_{10n} \Delta z_1)}{\gamma_{10n}}. \quad (3.32)$$

Позначивши інтеграл в лівій частині цього виразу як S_{21} , а суми в правій частині відповідно перша – S_{10} , а друга – S_{11} , для поля $E_r(r', z_1)$ отримаємо:

$$E_r(r', z_1) = E_r(r', z_0) \frac{\varepsilon_a^I S_{10}}{\varepsilon_a^I S_{11} + \varepsilon_a^II S_{21}} . \quad (3.33)$$

Коефіцієнт зв'язку цих полів позначимо K_0 , тоді далі можна виразити поле $H_\varphi(z_0 + 0, r)$ через поле $E_r(r', z_0)$ як

$$H_\varphi(z_0 + 0, r) = -i\omega\varepsilon_a^I \int_{R_1}^{R_2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\lambda_{0n}^M k_{0n}^2} \frac{\partial}{\partial r} \chi_{0n}(r, R_1) \frac{\partial}{\partial r'} \chi_{0n}(r', R_1) \frac{r'}{\gamma_{10n}} \times \\ \times E_r(r', z_0) [\operatorname{cth}(\gamma_{10n} \Delta z_1) - K_0 \operatorname{cosech}(\gamma_{10n} \Delta z_1)] dr' . \quad (3.34)$$

Тепер ми маємо всі необхідні дані, для того, щоб визначити параметри елемента, яким можна замінити зонд з досліджуваним діелектриком. Для цього скористаємося методикою, яка викладена в [7].

3.5 Наближення заданого поля

Метод заданого поля передбачає довільний вибір функції його розподілу в деякій області. Правильність цього вибору, при інших рівних умовах визначає якість виконання завдання. Розподіл радіальної складової електричного поля в перерізі z_0 можна задати таким же, як і розподіл поля в нескінченній коаксіальній лінії при порушенні TEM-хвилі:

$$E_r(r, z_0) = U_0 / r . \quad (3.35)$$

При цьому напруга U_0 , залежна від різниці потенціалів на внутрішньому і зовнішньому провіднику коаксиалу U_k . Взаємозв'язок між ними визначається наступним чином

$$U_k = \int_{R_1}^{R_2} E_r(r, z_0) dr = \int_{R_1}^{R_2} \frac{U_0}{r} dr = U_0 \ln \frac{R_2}{R_1}. \quad (3.36)$$

3.6 Вирази для параметрів зосереджених елементів

Вимірювальна ланцюг, що перетворює вплив досліджуваного зразка в електричні параметри, реагує на інтегральні характеристики датчика. Тому необхідно здійснити перехід від розподілів полів до еквівалентного навантаження, яке характеризує датчик. Для цього скористаємося енергетичними характеристиками поля в апертурі [9].

Потужність, яку випромінює в апертуру, визначається інтегралом від вектора Пойнтінга по її поверхні. У нашому випадку $\Pi(r, z_0) = H_\varphi(z_0 + 0, r) E_r(r, z_0)$. З іншого боку, потужність в ланцюгах з зосередженими параметрами можна встановити з відомої відносини квадрата

напруги до опору $P = \frac{U_k^2}{2X_c}$, де X_c – повний комплексний опір зосередженого

навантаження. Прирівнявши між собою ці потужності, можна знайти вираз для визначення еквівалентного опору, який викликає в коаксіальній лінії той же ефект, що і вимірювальна апертура з приєднаним досліджуваним зразком:

$$\int_{R_1}^{R_2} \int_0^{2\pi} H_\varphi(z_0, r) E_r(r, z_0) r d\varphi dr = \frac{U_k^2}{2X_c}. \quad (3.37)$$

Підставляючи послідовно з (3.36) в (3.35) і далі (3.35) в (3.34), збираючи ці вирази в (3.37) і визначаючи відразу еквівалентну ємність, отримаємо:

$$\tilde{C}_c = \frac{-4\pi\epsilon_a^I}{\ln^2 \frac{R_2}{R_1}} \int_{R_1}^{R_2} \int_{R_1}^{R_2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\frac{\partial}{\partial r} \chi_{0n}(r, R_1) \frac{\partial}{\partial r'} \chi_{0n}(r', R_1)}{\lambda_{0n}^M k_{0n}^2 \gamma_{10n}} \times$$

$$\times [\text{cth}(\gamma_{10n} \Delta z_1) - K_0 \text{cosech}(\gamma_{10n} \Delta z_1)] dr' dr . \quad (3.38)$$

Всі геометричні розміри і параметри всіх шарів враховані в цьому виразі залежністю K_0 . Вона досить складна, тому для обчислень необхідно користуватися чисельним методом.

Для практичного виділення корисної інформації необхідно пристрій, що реагує на найменші зміни ємності. Для цього підійде коаксіальний резонатор, зображений на рис.1.2. Його можна уявити так само зосередженим еквівалентним елементом, а розрахунок параметрів зробити таким же способом, як і раніше, послідовно перераховуючи поля на площинах, в яких змінюється перетин. У якості резонатора виберемо чвертьхвильовий коаксіальний резонатор рис.3.3.

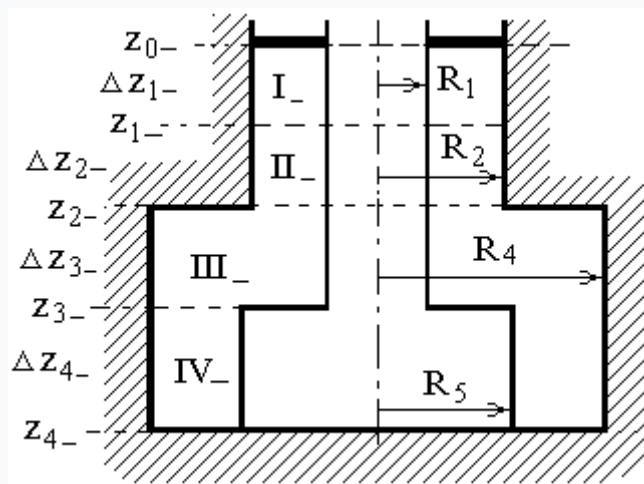


Рисунок 3.3 – Четверть хвильовий коаксіальний резонатор

Тут індексація по z має знак мінус, щоб показати, що ці рівні лежать нижче перетину, в якому поле вважається заданим. Розтин z_{1-} показано для того, щоб мати можливість розрахувати резонатор, у якого є діелектрична вставка для того, щоб закрити порожнину і утримувати положення центрального провідника.

Перетин z_{0-} це перетин, в якому поле вважається заданим. Воно збігається з перетином z_0 (рис.3.1).

В даному випадку першим треба записати поля над і під перетином z_{3-} . Для цих полів отримаємо:

$$H_{\varphi}(z_{3-} - 0, r) = i\omega\varepsilon_a^{IV} \int_{R_5}^{R_4} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\frac{\partial}{\partial r} \chi_{0n}(r, R_5) \frac{\partial}{\partial r'} \chi_{0n}(r', R_5)}{\lambda_{0n}^M k_{0n}^2 \gamma_{4-0n}} \times \\ r' E_r(r', z_{3-}) \operatorname{cth}(\gamma_{4-0n} \Delta z_{4-}) dr' . \quad (3.39)$$

$$H_{\varphi}(z_{3-} + 0, r) = -i\omega\varepsilon_a^{III} \int_{R_1}^{R_4} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\frac{\partial}{\partial r} \chi_{0n}(r, R_1) \frac{\partial}{\partial r'} \chi_{0n}(r', R_1)}{\lambda_{0n}^M k_{0n}^2} \frac{r'}{\gamma_{3-0n}} \times \\ \times [E_r(r', z_{3-}) \operatorname{cth}(\gamma_{3-0n} \Delta z_{3-}) - E_r(r', z_{2-}) \operatorname{cosech}(\gamma_{3-0n} \Delta z_{3-})] dr' . \quad (3.40)$$

В цьому випадку ми висловлюємо $E_r(r', z_{3-})$ через $E_r(r', z_{2-})$.

$$E_r(r', z_{3-}) = E_r(r', z_{2-}) K_{2-} . \quad (3.41)$$

Далі запишемо поля над і під перетином z_{2-} . Для цих полів отримаємо:

$$H_{\varphi}(z_{2-} - 0, r) = -i\omega\varepsilon_a^{\text{III}-} \int_{R_1}^{R_4} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\frac{\partial}{\partial r} \chi_{0n}(r, R_1) \frac{\partial}{\partial r'} \chi_{0n}(r', R_1) r'}{\lambda_{0n}^M k_{0n}^2 \gamma_{3-0n}} \times \\ E_r(r', z_{2-}) \left[K_{2-} \operatorname{cosech}(\gamma_{3-0n} \Delta z_{3-}) - \operatorname{cth}(\gamma_{3-0n} \Delta z_{3-}) \right] dr' . \quad (3.42)$$

$$H_{\varphi}(z_{2-} + 0, r) = -i\omega\varepsilon_a^{\text{II}} \int_{R_1}^{R_2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\frac{\partial}{\partial r} \chi_{0n}(r, R_1) \frac{\partial}{\partial r'} \chi_{0n}(r', R_1) r'}{\lambda_{0n}^M k_{0n}^2 \gamma_{2-0n}} \times \\ \times \left[E_r(r', z_{2-}) \operatorname{cth}(\gamma_{2-0n} \Delta z_{2-}) - E_r(r', z_{1-}) \operatorname{cosech}(\gamma_{2-0n} \Delta z_{2-}) \right] dr' . \quad (3.43)$$

Висловлюємо $E_r(r', z_{2-})$ через $E_r(r', z_{1-})$.

$$E_r(r', z_{2-}) = E_r(r', z_{1-}) K_{1-} . \quad (3.44)$$

Останній перетин буде z_{1-} . Для нього

$$H_{\varphi}(z_{1-} - 0, r) = -i\omega\varepsilon_a^{\text{II}-} \int_{R_1}^{R_2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\frac{\partial}{\partial r} \chi_{0n}(r, R_1) \frac{\partial}{\partial r'} \chi_{0n}(r', R_1) r'}{\lambda_{0n}^M k_{0n}^2 \gamma_{2-0n}} \times \\ E_r(r', z_{1-}) \left[K_{1-} \operatorname{cosech}(\gamma_{2-0n} \Delta z_{2-}) - \operatorname{cth}(\gamma_{2-0n} \Delta z_{2-}) \right] dr' . \quad (3.45)$$

$$H_{\varphi}(z_{1-} + 0, r) = -i\omega\varepsilon_a^{\text{I}-} \int_{R_1}^{R_2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\frac{\partial}{\partial r} \chi_{0n}(r, R_1) \frac{\partial}{\partial r'} \chi_{0n}(r', R_1) r'}{\lambda_{0n}^M k_{0n}^2 \gamma_{1-0n}} \times \\ \times \left[E_r(r', z_{1-}) \operatorname{cth}(\gamma_{1-0n} \Delta z_{1-}) - E_r(r', z_{0-}) \operatorname{cosech}(\gamma_{1-0n} \Delta z_{1-}) \right] dr' . \quad (3.46)$$

Оскільки тут не змінюється перетин, то для K_{0-} отримаємо:

$$K_{0-} = \frac{\operatorname{cosech}(\gamma_{1_0n} \Delta z_{1_-})}{\operatorname{cth}(\gamma_{1_0n} \Delta z_{1_-}) + \frac{\varepsilon_a^{\text{II-}} \gamma_{1_0n}}{\varepsilon_a^{\text{I-}} \gamma_{2_0n}} [\operatorname{cth}(\gamma_{2_0n} \Delta z_{2_-}) + K_{1-} \operatorname{cosech}(\gamma_{2_0n} \Delta z_{2_-})]} . \quad (3.47)$$

Розподіл H_φ в перерізі заданого поля дорівнює:

$$H_\varphi(z_{0-} - 0, r) = -i\omega \varepsilon_a^{\text{I-}} \int_{R_1}^{R_2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\frac{\partial}{\partial r} \chi_{0n}(r, R_1) \frac{\partial}{\partial r'} \chi_{0n}(r', R_1) r'}{\lambda_{0n}^M k_{0n}^2 \gamma_{1_0n}} \times \\ E_r(r', z_{0_-}) [K_{0-} \operatorname{cosech}(\gamma_{1_0n} \Delta z_{1_-}) - \operatorname{cth}(\gamma_{1_0n} \Delta z_{1_-})] dr' . \quad (3.48)$$

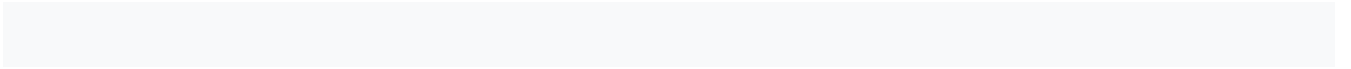
Ставлячи, як і раніше $E_r(r', z_0)$, відповідно до (3.35) отримаємо вираз для визначення опору еквівалентного зосередженого елемента. Цей еквівалентний опір буде індуктивним:

$$\int_{R_1}^{R_2} \int_0^{2\pi} H_\varphi(z_0, r) E_r(r, z_0) r d\varphi dr = \frac{U_k^2}{2X_L} . \quad (3.49)$$

Звідки для L_c маємо:

$$L_c = \frac{\ln^2 \frac{R_2}{R_1}}{i2\pi\omega \int_{R_1}^{R_2} H_\varphi(z_0, r) E_r(r, z_0) r dr} . \quad (3.50)$$

В даному розділі ми отримали всі необхідні формули для чисельного моделювання та аналізу датчика.



4 ОПИС ЧИСЕЛЬНОГО АЛГОРИТМУ І АНАЛІЗ РЕЗУЛЬТАТІВ

Наближення заданого поля вимагає щоб в обсязі резонатора була область, в якій розподіл полів було б відомо з достатнім ступенем точності. В резонатора вимірнику діелектричної проникності (рис.1.2) таким перетином є поле в перерізі вихідний апертури. При цьому найбільш правильно буде це перетин вибрати на деякому поглибленні щодо зовнішньої поверхні резонатора. Тоді вищі просторові гармоніки буде відчувати загасання в тонкому коаксіалі.

4.1 Обчислення еквівалентної індуктивності

Аналітичні розрахунки суттєво більш інформативні, ніж чисельні [10]. Алгоритм обчислення розділений на дві частини. У першій визначається залежність ємності вимірювальної апертури, яка навантажена вимірюваним зразком. У другій - індуктивність внутрішньої порожнини резонатора.

Для зручності розрахунки починають з другої частини, так як відразу можна обчислити середнє значення індуктивності, яке незначно змінюється від частоти. Обчислення проводяться на підставі геометричної схеми (рис.3.3) і виразів (3.39) – (3.50). Основна частина алгоритму в середовищі Mathcad-11 наведена в Додатку А.

При розрахунках прийнято, що $R_1=0,45\text{мм}$, $R_2=0,8\text{мм}$, $R_4= 10\text{мм}$, $R_5=4\text{мм}$, $\Delta z_{4_} = 41,4\text{мм}$, $\Delta z_{3_} = 4\text{мм}$, $\Delta z_{2_} = 0$ і $\Delta z_{1_} = 0,2\text{мм}$.

При розрахунках точність наближення заданого поля перевірялась згідно виразу (3.50), в якому функція $H_\varphi(z_0, r)$ замінювалося функцією зворотної до відстану з коефіцієнтом, який в одній точці забезпечував збіг з розрахованою $H_\varphi(z_0, r)$. Ці розрахунки проводилися попередньо і не відображені в програмі.

4.2 Обчислення еквівалентної ємності

Обчислення проводяться на підставі геометричної схеми (рис.3.1) і виразів (3.19) - (3.38). Основна частина алгоритму в середовищі Mathcad-11 наведена в Додатку Б.

При розрахунках також прийнято, що $R1=0,45$ мм, $R2=0,8$ мм, $R4=10$ мм, $R5 = 4$ мм, $\Delta z_{4_} = 41,4$ мм, $\Delta z_{3_} = 4$ мм, $\Delta z_{2_} = 0$ і $\Delta z_{1_} = 0,2$ мм.

Як і в попередньому розділі при розрахунках перевірялася точність наближення заданого поля.

Повна послідовність обчислень параметрів зосереджених елементів в наближенні заданого поля включає обидві програми.

4.3 Оцінка залежності резонансної частоти

Визначення параметрів діелектрика роблять за допомогою розв'язання оберненої задачі попереднього розділу. З урахуванням того, що залежність індуктивності від частоти невелика, то достатньо визначити зміна ємності вимірювальної апертури. Потім на основі наближених формул обчислити зміну резонансної частоти і діелектричної проникності.

Обчислення по повній послідовності в середовищі Mathcad-11 вимагають тривалої роботи над програмою, оскільки можливості середовища обмежені. Таку роботу доцільно проводити при розрахунках конкретної конструкції. Оскільки в даній роботі потрібно тільки оцінити перспективність такого типу резонансного зонда, то можна скористатися тим, що залежність індуктивності від частоти істотно менше, ніж ємності. Спрощена схема обчислень, яка враховує тільки залежність ємності вимірювальної апертури..

4.4 Чисельний розрахунок магнітного поля

У попередніх роботах, які проводилися на кафедрі було показано, що істотні відмінності обчислених значень зосереджених елементів виникають при значних відхиленнях розподілу поля від функції $\frac{1}{r}$. На рис.4.1 і рис.4.2 представлені розподілу полів у площині заданого поля для індуктивної і ємнісної частини резонатора в порівнянні з функцією $Hg(r) = \frac{\text{Im}(H(R1))R1}{r}$.

На підставі геометричної схеми (рис.3.3) при розрахунках зосередженої індуктивності прийнято, що $R1 = 0,45$ мм, $R2 = 0,8$ мм, $R4 = 10$ мм, $R5 = 4$ мм $\Delta z_{4_} = 41,4$ мм, $\Delta z_{3_} = 4$ мм, $\Delta z_{2_} = 0$ і $\Delta z_{1_} = 0,2$ мм.

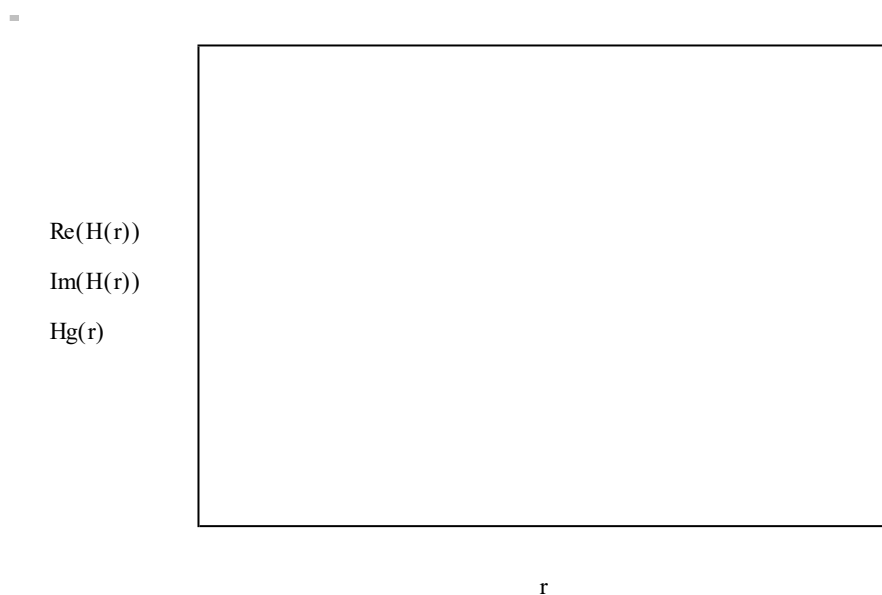


Рисунок 4.1 – Розподіл $H_{\varphi}(r)$ в площині заданого поля з боку зосередженої індуктивності

На підставі геометричної схеми (рис.3.1) для розрахунку поля з боку зосередженої ємності при розрахунках прийнято, що $R1 = 0,45$ мм, $R2 = 0,8$ мм, $R3 = 0,1$ мм, $\Delta z_1 = 0$, $\Delta z_2 = 0,2$ мм, $\Delta z_3 = 0,2$ мм, $\Delta z_4 = 0,2$ мм, $\Delta z_5 = 0$.

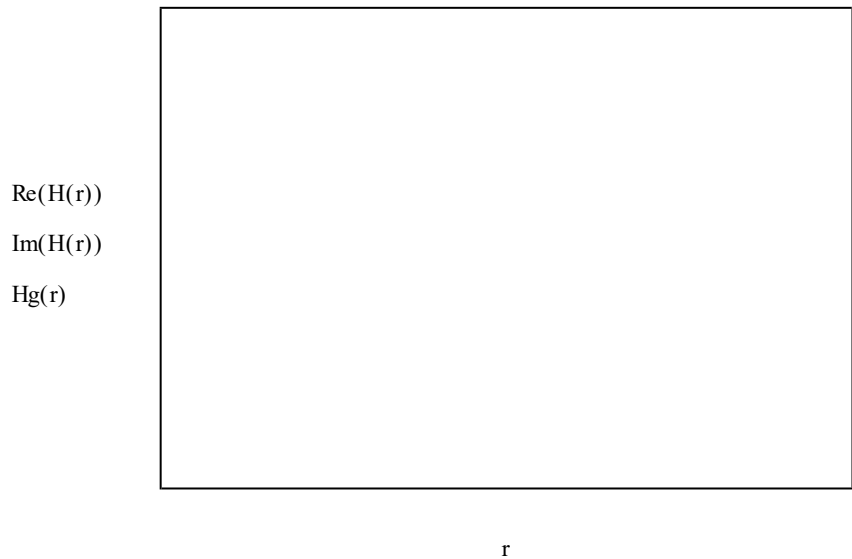


Рисунок 4.2 – Розподіл $H_{\varphi}(r)$ в площині заданого поля з боку зосередженої ємності

Отримані результати дозволяють вважати, що даної точності досить, для подальших обчислень.

Далі розглянемо залежність L_c від частоти.

На рис.4.3 представлені розрахункові значення індуктивності в діапазоні частот. Тут позначено: L_{c005} для $\Delta z_{2_} = 0$ і $\Delta z_{1_} = 0,05$ мм; L_{c01} для $\Delta z_{2_} = 0$ і $\Delta z_{1_} = 0,1$ мм; L_{c02} для $\Delta z_{2_} = 0$ і $\Delta z_{1_} = 0,2$ мм. Таке позначення викликано поділом процедури розрахунків на два етапи, на першому розраховуються значення функцій в точках і створюється таблиця, на другому проводиться інтерполяція і будуються графіки. Необхідність двоетапного розрахунку викликана тривалим часом обчислень.

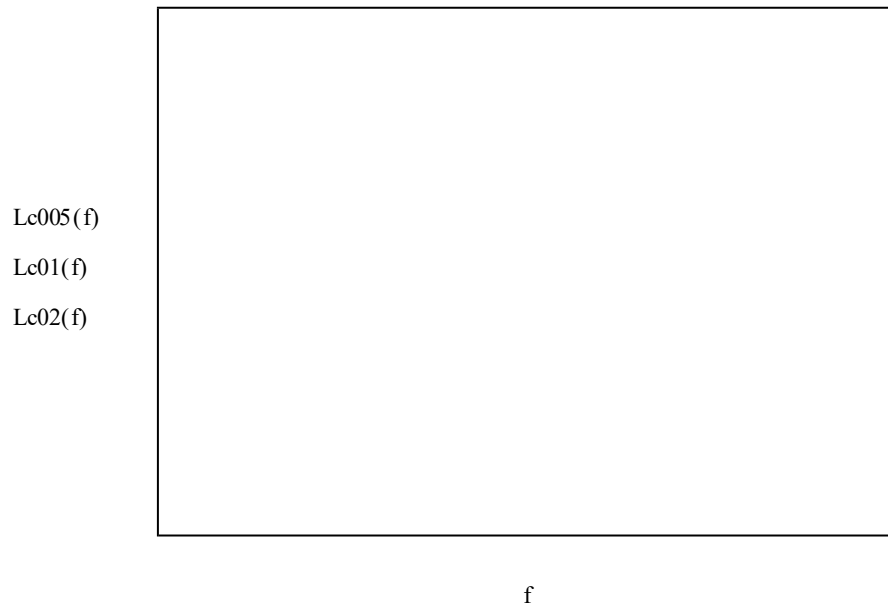


Рисунок 4.3 – Зміна L_c в діапазоні частот.

Як показує цей графік, залежність індуктивності від частоти проявляється тільки в області високих частот. При цьому підбираючи співвідношення розмірів областей (рис.3.3) можна створити резонатор, у якого на заданій ділянці залежність відсутня, наприклад тут в області $f = 1,64$ ГГц. Тому далі будемо розраховувати тільки \tilde{C}_c , а зміна резонансної частоти і добротності визначимо на основі наближених формул.

На рис.4.4 і рис.4.5 представлені залежності дійсної та уявної частин ємності вимірювальної апертури від зміни діелектричної проникності для трьох розмірів радіуса R_3 . Тут позначено: $Cc005$ для $R_3 = 0,05$ мм ; $Cc01$ для $R_3 = 0,1$ мм ; $Cc02$ для $R_3 = 0,2$ мм. Діелектрик з товщиною 0,2 мм приєднаний до кінця штиря рис.3.1. Індексом ϵ' і ϵ'' позначені дійсна і уявна частини ємності. Зміна діелектричної проникності в межах 1-20, тангенс втрат тут 0,001. Для порівняння кружками показані залежності для звичайної апертури [7], для якої діелектрик поміщений на відстані 0,4 мм. |

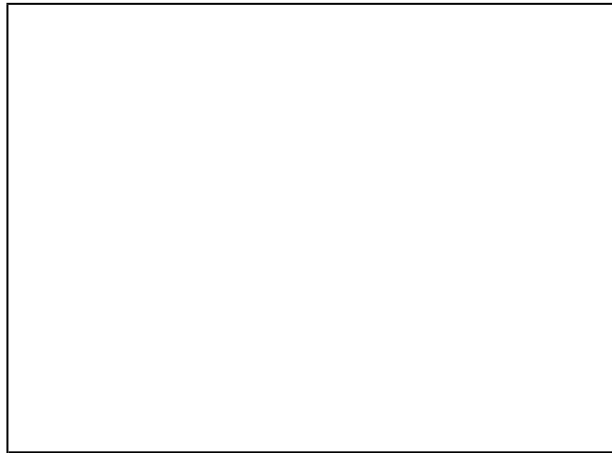
-

Ccr005(x)

Ccr01(x)

Ccr02(x)

Re(C(x))



x

Рисунок 4.4 – Зміна реальної частини ємності апертури при малих втратах

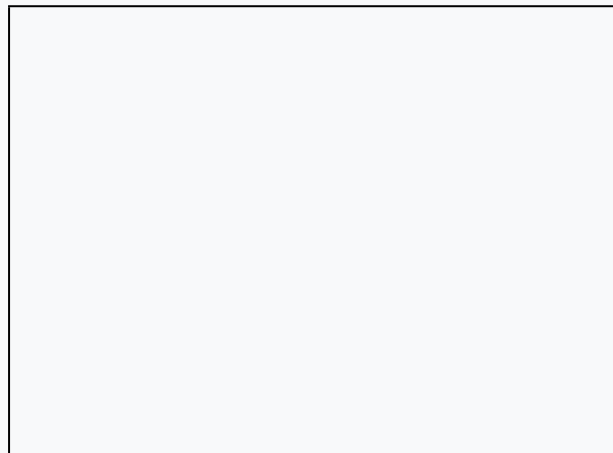
-

Cci005(x)

Cci01(x)

Cci02(x)

Im(C(x))



x

Рисунок 4.5 – Зміна уявної частини ємності апертури при малих втратах

Різниця поведінки обумовлено геометрією зонда, при великих ϵ він перетворюється в плоский конденсатор. Втрати, зумовлені тим, що центральний провідник представляє собою штиркову антену.

Для великих втрат $\text{tg}\delta = 0,1$ ці графіки представлені на рис.4.6 і рис.4.7.

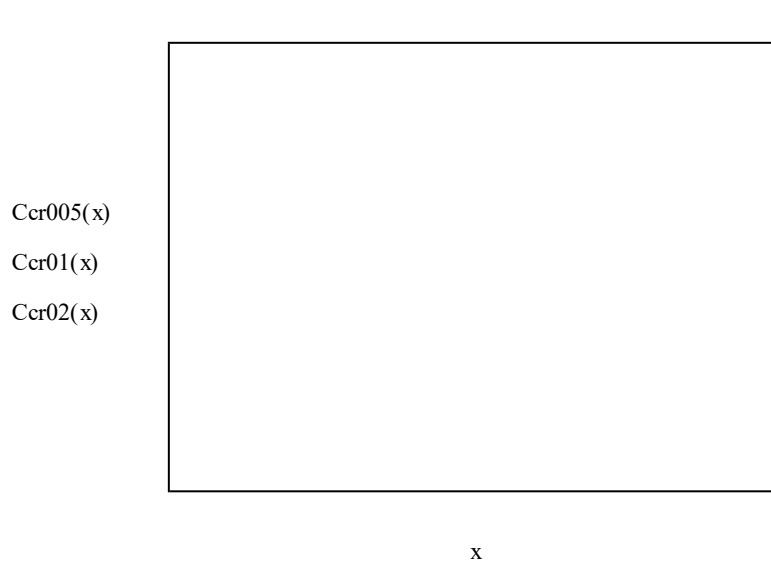


Рисунок 4.6 – Зміна реальної частини ємності апертури при $\text{tg}\delta = 0,1$

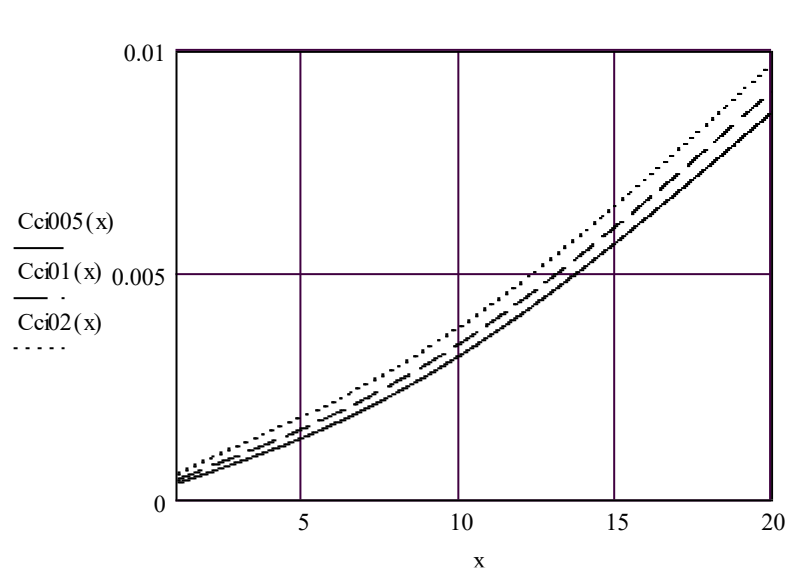


Рисунок 4.7 – Зміна уявної частини ємності апертури при $\text{tg}\delta = 0,1$

Залежності дійсної та уявної частини ємності вимірювальної апертури від втрат в діелектрику при $\epsilon = 10$ і при тих же значеннях радіуса R_3 , показані на рис.4.8 і рис.4.9.

Ccr005(tgδ)

Ccr01(tgδ)

Ccr02(tgδ)



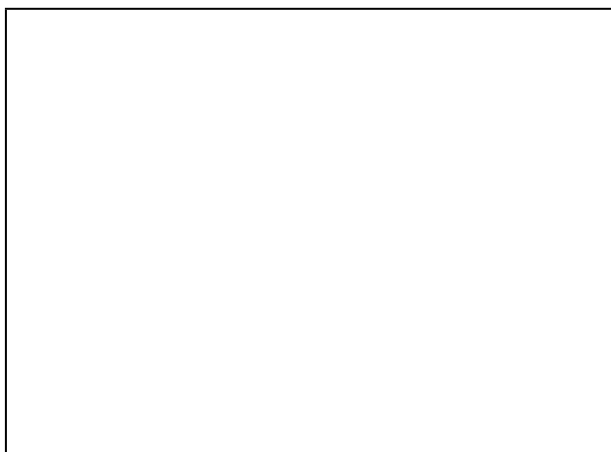
tgδ

Рисунок 4.8 – Зміна реальної частини ємності апертури при $\epsilon = 10$

Cci005(tgδ)

Cci01(tgδ)

Cci02(tgδ)



tgδ

Рисунок 4.9 – Зміна уявної частини ємності апертури при $\epsilon = 10$

Таким чином, проведені розрахунки показують, що залежність ємності вимірювальної апертури в цьому випадку буде менше, ніж при її щільному приляганні [7]. Це пояснюється меншою зв'язком поля зі зразком. Сильніші втрати обумовлені тим, що штир в апертурі є випромінюючою антеною. Концентрація силових ліній на торці зонда і його малий радіус приведуть до більшого внеску прилеглої області зразка в загальну зміну ємності, тому даний

зонд можна використовувати для вимірювань параметрів неоднорідних плоских зразків.

5. ОХОРОНА ПРАЦІ

Навчальна лабораторія, в якій проводиться розробка методики вимірювань, принципів побудови пристроїв для її реалізації та необхідних для цього програмних продуктів, має розміри $15 \times 8 \times 3,5$ м і знаходиться на 4-му поверсі шостиповерхової будівлі. У приміщенні одночасно можуть працювати десять працівників.

В даному приміщенні встановлено наступне обладнання:

- 10 персональних комп'ютерів;
- периферійне устаткування: принтер (матричний).

Дане обладнання призначене для роботи програмістів і операторів ЕОМ по створенню різного програмного забезпечення, проектно-конструкторських робіт у вигляді документів: листинги програм, роздруківка розрахунків, схеми, креслення та ін.

Основні характеристики електромережі:

- напруга мережі - 380/220 В;
- частота мережі - 50 Гц;
- тип мережі - 4-х дротова 3-х фазна;
- режим нейтралі – глухо заземлено.

5.1. Аналіз системи "Людина-машина середовище" (Л-М-С).

Простір, обмежений даним приміщенням, будемо вважати системою "Людина-машина-середовище" (Л-М-С), в якій елементом "Людина" є працюючі в приміщенні люди, елементів "Машина" - розміщене тут обладнання, елементом "Среда" - середовище всередині приміщення [11,12].

Система ЛМС представлена на рисунку 5.1.

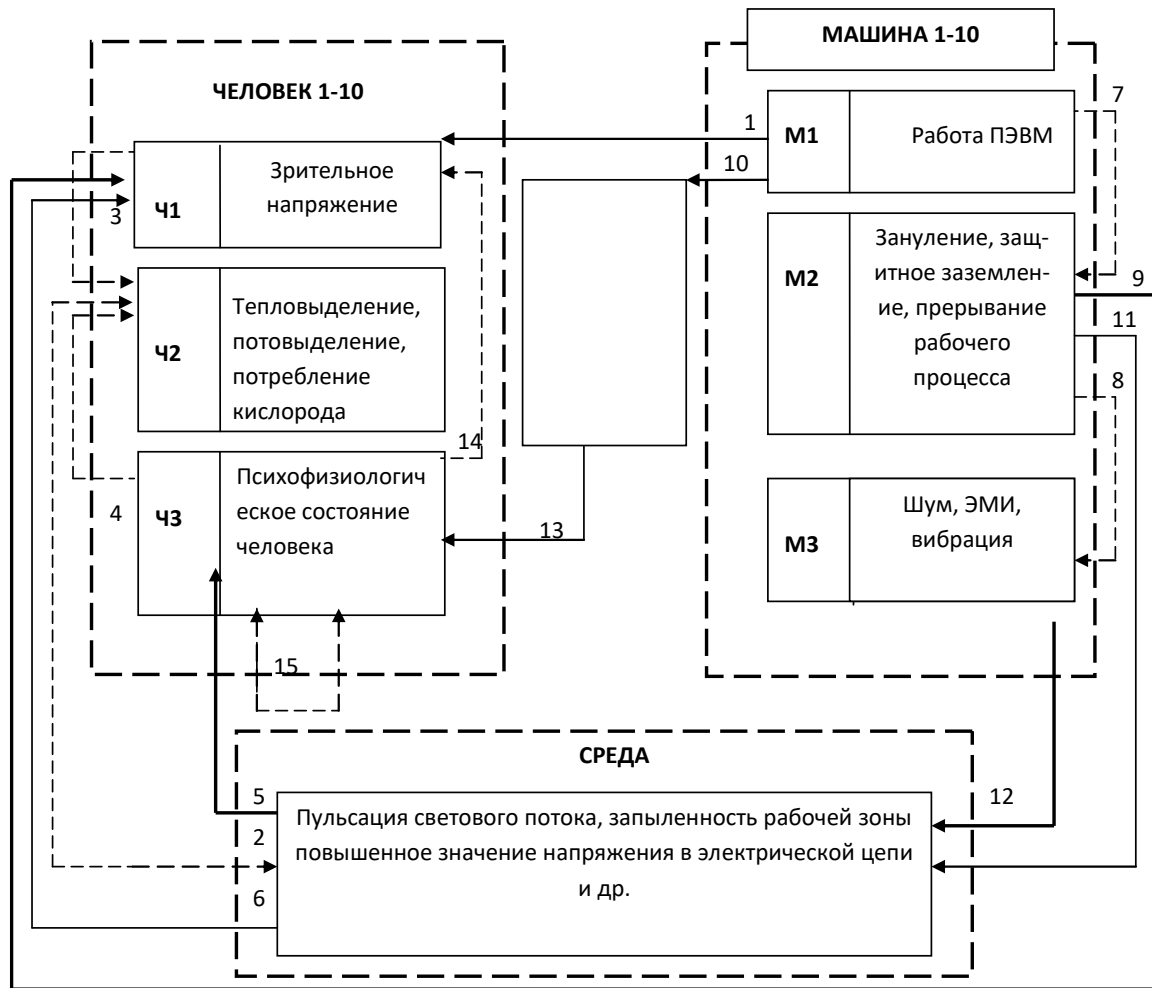


Рисунок 5.1 – Система ЛМС

Для проведения аналізу безпеки людини виділимо підсистеми "Людина", "машина", "середовище" і умовно розділимо кожен елемент на наступні функціональні частини:

- Ч1 - людина, що здійснює цілеспрямовані дії;
- Ч2 - людина, безпосередньо впливає на природне середовище;
- Ч3 - людина, з точки зору фізіологічного стану;
- М1 - машина з точки зору виконання основної технологічної функції;
- М2 - машина як засіб аварійного захисту;
- М3 - машина як засіб безпосереднього впливу на середовище;
- З - виробниче середовище в лабораторії;

Предмет праці - розробляється програмний продукт.

Система Л-М-С містить 21 елемент: 10 елементів «людина» (розробники), 10 елементів «машина» (ПЕОМ та принтери), 1 елемент «середовище». До складу однієї ПЕОМ входить матричний принтер.

Аналіз виявлених дій і вплив на предмети можливих при цьому основних шкідливих виробничих факторів (ОШВФ) представлено в таблиці 5.1.

Таблиця 5.1 – Результати аналізу системи ЛМС

Номер зв'язку на схемі	Напрямок зв'язку	Найменування зв'язку, вплив
1	2	3
1	М1 - Ч1	Вплив машини на фізичний стан людини (зорова напруга)
2	Ч2 - С	Вплив людини як біологічного об'єкта на середу (вологовиділення, повітря)
3	Ч2 - Ч2	Вплив дій на біологічний стан людини (тепловиділення)
4	Ч3 - Ч2	Вплив психофізичного стану на інтенсивність обміну речовин між організмом і середовищем (шум, вологовиділення)
5	С - Ч3	Вплив середовища на психофізичний стан організму людини (шум, мікроклімат, освітлення)
6	С - Ч1	Вплив середовища на якість роботи оператора (повітря, вологість зір, температура)
7		Інформація необхідна для створення аварійних керуючих впливів (температура обладнання, напруга в електромережі)
8	М2 - М3	Вплив аварійного захисту на основні технологічні функції (переривання робочого процесу)

9		Інформація про стан машини, про об'єкт праці, які обробляються людиною (рівень ЕМВ, шум,)
---	--	---

Продовження таблиці 5.1

1	2	3
10		Вплив машини на предмет праці (ЕМВ)
11		Вплив аварійного захисту на середу (шум, відблиски)
12		Вплив машини на середу (підвищений шум, підвищена температура, ЕМВ, вібрації, пульсація світла)
13	ПТ – ЧЗ	Вплив предмета праці на психофізіологічний стан людини (нервову напругу)
14	ЧЗ – Ч1	Вплив стану організму людини на якість його роботи (якість роботи)
15	ЧЗ – ЧЗ	Вплив людей один на одного (шум, вологовиділення, тепловиділення, нервове напруження)

Аналізуючи умови праці, виділимо небезпечні і шкідливі виробничі фактори згідно ГОСТ 12.0.003- 74 [13], робимо висновок, що в даній лабораторії джерелами психофізичних чинників є нераціональна організація робочого місця, напруженість і монотонність праці.

Для програмістів встановлюється 8-ми годинний робочий день з перервами 20 хвилин після 2 годин з моменту початку роботи і через 1,5 і 2,5 години по 20 хвилин відповідно після обідньої перерви.

Під час перерви необхідно залишити робоче місце, очі не повинні бачити монітор, слухові аналізатори не повинні сприймати шумове вплив.

Для зниження рівня електромагнітних випромінювань встановлений захисний екран.

Джерелами шумів є: робота пристроїв введення/виведення ПЕОМ (дисківоди, CD-ROM, вентилятор охолодження центрального процесора, які друкують пристрої), що працюють люди.

5.2 Виробнича санітарія і гігієна праці

Згідно ДСН 3.3.6.042-99 [15] роботи відносяться до категорії легких робіт 1 А (з енерговитратами організму до 120 ккал / год).

Зорова робота користувача ПЕОМ є роботою високої точності, оскільки найменший розмір об'єкта розрізнення 0.3-0.5 мм і розряд зорової роботи III. Згідно вимог ДВН В.2.5-28-2006 [16], величина коефіцієнта природного освітлення (КПО) повинна бути не менше 2%. Природне світло проникає в приміщення лабораторії через бічні світлові прорізи, орієнтовані на північ що відповідає вимогам ДНАОП 0.00-1.31-99. Вікна мають штори. Штучне освітлення виконано у вигляді переривчастих ліній світильників, розташованих паралельно лінії зору працівників [18].

Допустимі рівні звукового тиску відповідають вимогам ДСН 3.3.6.039-99 [17]. Еквівалентний рівень шуму на робочому місці програмістів не повинен перевищувати 50 дБА. Джерелами шуму є процесорні блоки і принтери. Еквівалентний рівень шуму в приміщенні лабораторії при роботі 10 ПЕОМ та 1 принтера складає 57 дБА, що вище норми на 7 дБА.

Для зниження шуму слід виконати акустичну обробку приміщення звукопоглинальним матеріалом для забезпечення необхідного значення рівня шуму [19]. Шумові характеристики ПЕОМ та принтера наведено в таблиці 5.2.

Таблиця 5.2 – Інтенсивність звукового тиску застосовуваних технічних засобів

Устаткування	Середньгеометричні частоти, Гц				
	250	500	1000	2000	4000

ПЭВМ, L_0	43	44	38	28	35
Принтер, L_1	53	53	51	46	50

Виконаємо розрахунок звукопоглинання:

Визначимо сумарний рівень звукового тиску:

$$L_{\Sigma}^i = 10 \lg \sum_{j=1}^n 10^{0.1L_j^i}, \text{ дБ} \quad (5.1)$$

де L_j^i – рівень звукового тиску j -го джерела в i -тій октавній смузі;

n – кількість джерел шуму.

Визначимо необхідну зниження рівня звукового тиску:

$$\Delta L_{mp}^i = L_{\Sigma}^i - L_{don}^i, \text{ дБ} \quad (5.2)$$

де L_{Σ}^i – сумарний рівень звукового тиску;

L_{don}^i – нормоване значення рівня звукового тиску в i -тій октавній смузі.

Визначимо еквівалентну площа огорожувальних поверхонь

$$A^i = \sum_{l=1}^m a_l^i S_L, \text{ м}^2 \quad (5.3)$$

де a_l^i – коефіцієнт звукопоглинання матеріалу L -тій огорожувальної поверхні в i -тій октавній смузі;

S_L - площа L -тій огорожувальної поверхні;

m - кількість поверхонь, що обгороджують.

Визначимо еквівалентну площа огорожувальних поверхонь з урахуванням облицювальний матеріал

$$\overline{A}^i = a_0^i S_0 + A^i, \text{ м}^2 \quad (5.4)$$

де a_0^i - коефіцієнт. звукопоглинання облицювальний матеріал;

S_0 - площа облицювальний матеріал.

Обчислення акустичного ефекту після застосування облицювального покриття:

$$\overline{\Delta L}^i = 10 \lg \frac{\overline{A}^i}{A^i}, \text{ дБ} \quad (5.5)$$

Значення $\overline{\Delta L}^i$ для всіх октавних частот має бути вище необхідного значення, розрахованого на кроці 2

$$\overline{\Delta L}^i \geq \Delta L_{mp}^i . \quad (5.6)$$

Приміщення лабораторії, що розглядається в даній дипломній роботі, має наступні розміри: довжина 15 м, ширина 8м, висота 3,5 м. Стіни і стеля оштукатурені і покриті олійною фарбою. Площа вікон 15 м (3 вікна 2,5м на 2м), Підлога паркетна по дерев'яній підставі. Як звукопоглощаючої облицювання використовуємо мінераловатну плиту. Облицюються стіни і стеля [19].

Таблиця 5.3 - Вихідні дані і результати розрахунку для інших октавних частот

1	Середньгеометричні частоти, Гц				
	2	3	4	5	6
Величина	250	500	1000	2000	4000
Сумарний рівень звукового тиску від джерел, L_{Σ}	56	57	53	47	51
Нормоване значення рівнів звукового тиску в смугах частот	54	49	45	42	40
1	2	3	4	5	6
Необхідну зниження шуму, ΔL , дБ	2	8	8	5	11
Коефіцієнт звукопоглинання (чисельник) і еквівалентна площа звукопоглинання (знаменник) до облицювання					
Вікна $S_{\text{окон}}=15\text{м}^2$	0,25	0,18	0,12	0,07	0,02
	3,75	2,7	1,8	1,05	0,3
Стеля і стіни $S_{\text{ст}}=386\text{м}^2$	0,01	0,02	0,02	0,03	0,04
	3,86	7,72	7,72	11,58	15,44
Пол $S_{\text{пол}}=120\text{м}^2$	0,1	0,1	0,08	0,06	0,04
	12	12	9,6	7,2	4,8
Еквівалентна площа звукопоглинання до облицювання $A_{\text{і}}$	19,61	22,42	19,12	19,83	20,54

Таким чином, забезпечено необхідний зниження рівня шуму в лабораторії для роботи розробників.

Організація робочого місця повинна задовольняти вимогам ГОСТ 12.2.032-78 і ДНАОП 0.00-1.31-99 для зручності виконання робіт і економії енергії людини.

У приміщенні ЕОМ комп'ютери розміщені в два ряди, при розміщенні виконувалися наступні вимоги:

- відстань від стін зі світловими прорізами не менше 1 м;
- відстань між бічними поверхнями ЕОМ не менше 1,2 м;
- відстань між тильною стороною одного відеотермінала до екрану іншого не менш 2,5 м;
- прохід між рядами робочих місць не менше 1 м.

Це також забезпечить доступ свіжого повітря [14].

Ескізне креслення розміщення робочих місць виконано на малюнку 5.2.

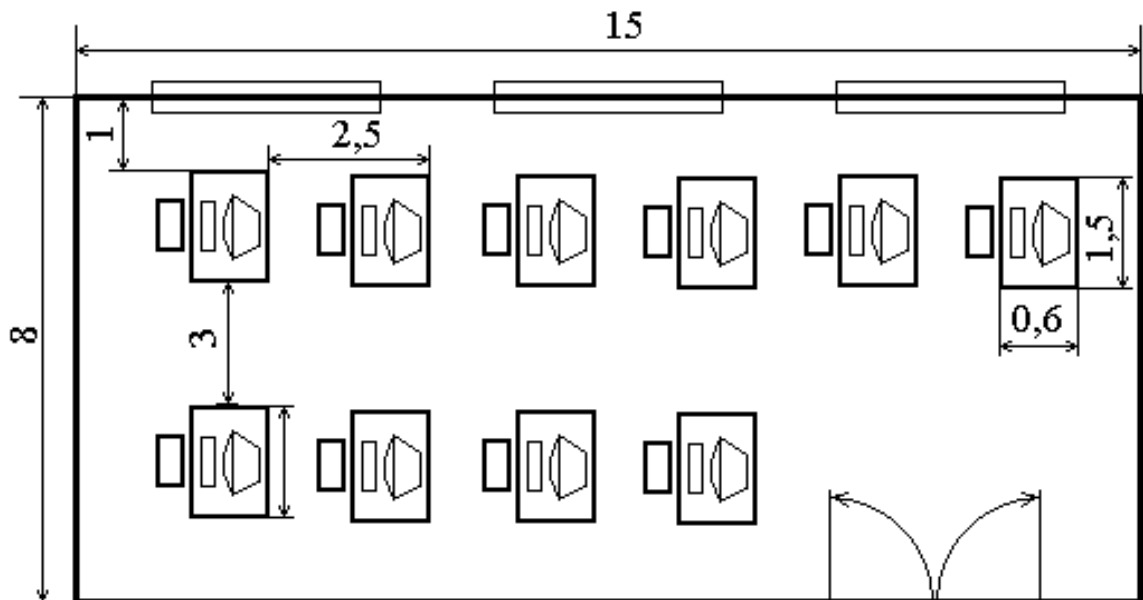


Рисунок 5.2 – Ескізний проект розміщення робочих місць в приміщенні

5.3 Пожежна профілактика

Клас пожежонебезпечна П - Па. Ступінь вогнестійкості будинку - 2 ступеня, категорія приміщення по вибухонебезпечному пожежної небезпеки: пожежонебезпечна «В», тому що мають тверді горючі речовини (дерев'яні меблі, папір і ін.), згідно з СНиП 2.09.02 - 85.

Причинами виникнення пожежі можуть бути: замикання в електропроводці, несправність електрообладнання та освітлювальних приладів, паління в невстановленому місці.

Відповідно до ГОСТ 12.1.004 - 91 пожежна безпека забезпечується системами запобігання пожежі і організаційно-технічними заходами.

Первинні засоби пожежогасіння для приміщень визначаються згідно з ГОСТ 12.1.004 - 91 і складають:

- вуглекислотні вогнегасники ВВК-2 - 2 шт (з розрахунку 1 вогнегасник на 50 м², але не менше двох в приміщенні);
- комбіновані теплові і димові сповіщувачі типу КИ-1, що реагують на появу диму і підвищення температури понад 40 °С;
- телефон встановлений в легкодоступному місці;
- азбестове тканное покривало.

Організаційно-технічні заходи щодо дії адміністрації і працівників у разі виникнення пожежі:

- застосування плакатів наочної агітації з пожежної безпеки;
- організація позаштатної пожежної дружини;
- на стіні біля входу знаходиться схема евакуації людей у разі виникнення пожежі;
- планові інструктажі з пожежної профілактики.

Згідно СНиП 2.09.02 - 85, для забезпечення оптимальних умов для евакуації передбачений один вихід з шириною дверей 1,8 м. Ширина коридорів в будівлі 3м. Додатковий евакуаційний вихід з приміщення не потрібен.

Схема евакуації людей при пожежі наведена на рисунку 5.3.

В результаті виконання розділу "Охорона праці" був проведений аналіз умов праці, докладно розглянута система "Людина - Машина - Середовище" в лабораторії комп'ютерних технологій, в якій виконувалася розробка даного програмного продукту [20].

Складена карта умов праці, при аналізі якої були виявлені ОШВФ при роботі з ЕОМ: шум, підвищений рівень електромагнітних випромінювань, напруженість праці. Було визначено домінуючий фактор -підвищений рівень шуму на робочому місці. З метою забезпечення нормованих значень рівнів шуму

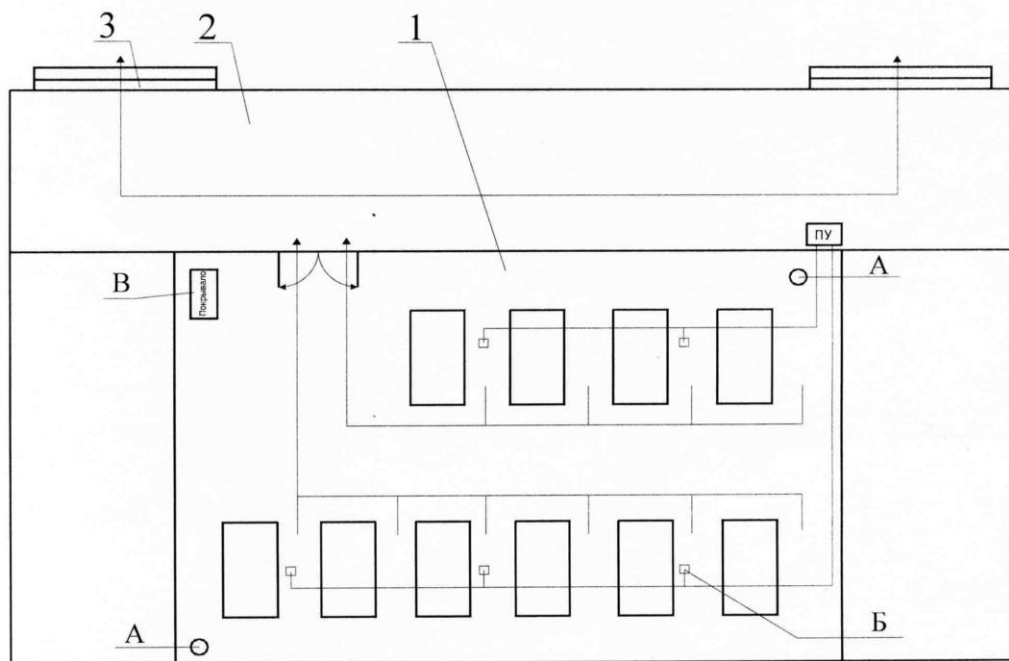


Рисунок 5.3 – Схема евакуації людей при пожежі

1- Приміщення; А - Вогнегасник ОУ - 5;

2 - Коридор; Б - Автоматичний теплової

3 - Вихід; сповіщувач типу КІ-1;

В - Азбестове покривало

виконана акустична обробка приміщення і зроблено розрахунок шумопоглинання, в результаті чого рівень шуму в лабораторії знизився в середньому на 12,5 дБ. Також розроблений комплекс заходів щодо зняття монотонності і перенапруги праці.

При проведенні пожежної профілактики, лабораторія була віднесена до II - II-а класу пожежонебезпеки, що наклало свої особливості на організаційно-технічні заходи з пожежної безпеки. У комплекс засобів пожежогасіння були включені: 2 вуглекислотних вогнегасники ОУ-5, 5 комбінованих теплових та димових сповіщувачів типу КІ-1, що реагують на появу диму і підвищення температури понад 40 °С, азбестове покривало. Для організації евакуації людей у разі виникнення пожежі розроблена схема, згідно з якою люди будуть залишати приміщення.

ВИСНОВКИ

Магістерська кваліфікаційна робота присвячується аналітичному дослідженню і чисельному моделюванню резонаторного вимірювача діелектричної проникності з підвищеною роздільною здатністю.

Об'єкт дослідження - резонаторний сенсор діелектричної проникливості з підвищеною роздільною здатністю для вимірювання параметрів малорозмірних напівпровідникових структур.

Метою магістерської кваліфікаційної роботи є оцінка ефективності вибраної конструкції апертурного сенсора і чисельне дослідження його властивостей. При розробці аналізувалася можливість використання ЕОМ для визначення параметрів сенсора на початкових стадіях проектування реальних виробів. В результаті були отримані вимоги для оптимізації функціональної схеми макету і варіантів його використання. Спільне використання ЕОМ, сучасних програмних засобів і апаратури для дослідження реальних характеристик дозволило створити ефективний комплекс для використання в навчальному процесі.

Проведено обґрунтування методики його використання для подальшого створення необхідних методичних розробок.

У розділі "Охорона праці" проведено аналіз системи "людина - машина - середовище", виявлено небезпечні фактори та методи їхньої локалізації.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. ДСТУ 3008 – 2015. Державний стандарт України. Документація, Звіти у сфері науки і техніки. Структура і правила оформлення [Текст] – Чинний від 01.01.96.
2. Вольман В.І. Технічна електродинаміка [Текст] : / В. І. Вольман, Ю. В. Піменов. – К., 1971. – 487 с. – Бібліогр.: с. 486–487.
3. Нікольський В.В. Електродинаміка і розповсюдження радіохвиль [Текст] : навчальний посібник. / В. В. Нікольський, Т. І. Нікольська. –1989.– 544 с. – Бібліогр.: с. 540–543.
4. Тихонов А.Н., Самарський А.А. Рівняння математичної фізики [Текст] : підручник / А.Н. Тихонов, А.А. Самарський. –1972. –736 с.
5. Панченко, Б. А. Тензорні функції Гріна рівнянь Максвелла для циліндричних областей [Текст] / Б. А. Панченко, // Радіотехніка. – 1970. – Вып. 15. – С. 82-91.
6. Tai C.T. Dyadic Green's functions for a coaxial line [Текст] / С. Т. Tai // IEEE Trans. of Antennas and Propagation. – 1983. – Vol. 48, N 2. – P. 355–358.
7. Приблизне заданого поля в задачах визначення характеристик резонаторних НВЧ- датчиків апертурного типу [Текст] / А.Ю.Панченко, Ю.Е. Гордієнко, Р.С. Фар // Радіотехніка. -1998.- Вып. 107 С. 93-103.
8. Кисунько Г.В. Електродинаміка полих систем [Текст] / Г.В. Кисунько. – Л.: Издание ВКАС, 1949.– 426 с. – Бібліогр.: с. 420–422.
9. Теоретичний аналіз резонаторного НВЧ вимірювального перетворювача тороїдального типу [Текст] / Ю.Е. Гордієнко, А.Ю. Панченко, А.А. Рябухін // Радиотехніка. -2000. -Вып. 113 С. 174-179.
10. Бирюлін Г.В. Теплофізичні розрахунки в пакеті COMSOL – FEMLAB. Методичний посібник [Текст] / Г.В. Бирюлін. –2006. – 75с. Бібліогр.: с. 74с.
11. Жидецький В.Ц., Джигирей В.С., Сторожук В.М. та ін. Практикум із охорони праці. Навчальний посібник/За ред. канд. техн. наук, доцента В.Д. Житецького-Львів, Афіша, 2000 - 352с.

12. Методичні вказівки до лабораторних робіт з дисципліни "Охорона праці в галузі" для студентів усіх спеціальностей інституту комп'ютерних і інформаційних технологій / Упоряд.: В.А. Айвазов, Б.В. Дзюндзюк, О.І. Хяннікейн. - Харків: ХТУРЕ. - 48с.
13. Охорона праці користувачів комп'ютерних відеодисплейних терміналів. -Київ, 1997.-400 с.