

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ «ЖИТОМИРСЬКА ПОЛІТЕХНІКА»
ФАКУЛЬТЕТ ІНФОРМАЦІЙНО-КОМП'ЮТЕРНИХ ТЕХНОЛОГІЙ
КАФЕДРА БІОМЕДИЧНОЇ ІНЖЕНЕРІЇ ТА ТЕЛЕКОМУНІКАЦІЙ

УДК 621.391

«Допущено до захисту»

Завідувач кафедри
біомедичної інженерії та
телекомунікацій

к.т.н., доц. Нікітчук Т.М.


« 15 » 12 2020 р.

КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА

на тему «Дослідження та розробка мікросмужкового вібратора Wi-Fi
діапазону 2,4 ГГц»

за спеціальністю 172 «Телекомунікації та радіотехніка»
освітній ступінь «магістр»

Виконавець роботи

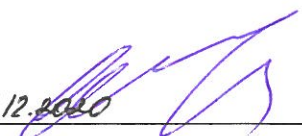
студент 2 курсу, гр.ТРм-19-1

15.12.2020 
(дата, підпис)

Устимчук О.С.

Керівник роботи

к.т.н., доц.

15.12.2020 
(дата, підпис)

Ципоренко В.Г.

Житомир

2020

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ «ЖИТОМИРСЬКА ПОЛІТЕХНІКА»
ФАКУЛЬТЕТ ІНФОРМАЦІЙНО-КОМП'ЮТЕРНИХ ТЕХНОЛОГІЙ
КАФЕДРА БІОМЕДИЧНОЇ ІНЖЕНЕРІЇ ТА ТЕЛЕКОМУНІКАЦІЙ

**Пояснювальна записка
до кваліфікаційної магістерської роботи**

на тему «Дослідження та розробка мікросмужкового вібратора Wi-Fi діапа-
зону 2,4 ГГц»

Виконав: студент 2 курсу, групи ТРМ-19-
1

спеціальності

172 «Телекомунікації та радіотехніка»

Устимчук О. С.

Керівник Ципоренко В.Г.

Рецензент Дубина О.Ф.

Житомир

2020

«Затверджено»

Завідувач кафедри біомедичної
інженерії та телекомунікацій

 Т.М. Нікітчук

«10» жовтня 2020 р.

Завдання

на кваліфікаційну магістерську роботу

Устимчук Александра Сергійовича

(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи «Дослідження та розробка мікросмужкового вібратора Wi-Fi
діапазону 2,4 ГГц»

затверджено наказом по університету від «16» жовтня 2020 р. № 366 /с

2. Мета дослідження оптимізація та оцінка можливості
побудови антени Wi-Fi роутера в мікросмужковому виконанні

3. Вихідні дані (характеристики об'єкта, умов дослідження та ін.

Діапазон 2,4 ГГц, об'єкт застосування Wi-Fi,
роутер.

4. Основні задачі дослідження виконати розробку та
дослідження мікросмужкового вібратора

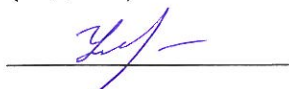
5. Термін подання роботи до захисту 20 листопада 2020

6. Дата видачі завдання «10» жовтня 2020 р.

Науковий керівник

 Ципоренко В.Т.
(підпис) (прізвище, ініціали)

Завдання прийняв

 Устимчук О.С.
(підпис) (прізвище, ініціали)

до виконання

АНОТАЦІЯ

В даній магістерській роботі виконано дослідження характеристик мікросмужкового вібратораwifi роутера. Вібратор розміщується в багатошаровому середовищі. Розглянуто два варіанти конструкції вібратор розміщено на діелектричній основі і покритий зверху діелектриком та в другому варіанті – під основою розміщено екран.

Розроблено математичну модель розрахунку параметрів мікросмужкового вібратора в залежності від зміни характеристик основи та покриття.

Проведено теоретичні та експериментальні дослідження параметрів мікросмужкового вібратора.

ANNOTATION

In this master's thesis, a study of the characteristics of a microstrip vibrator wifi router. The vibrator is placed in a multilayer environment. Two variants of the design of the vibrator are placed on a dielectric base and covered with a dielectric on top, and in the second variant, a screen is placed under the base.

A mathematical model for calculating the parameters of the microstrip vibrator depending on the change in the characteristics of the substrate and the coating has been developed.

Theoretical and experimental researches of parameters of a microstrip vibrator are carried out.

РЕФЕРАТ

Дипломна магістерська робота містить 78 сторінок, 37 рисунків, 24 джерела посилання.

Ключові слова: wifi роутер, вхідний опір антени, діаграма спрямованості, функція Гріна, мікросмужкова антена.

Об'єктом дослідження виступає мікросмужкова антена wifi роутера.

Предметом дослідження є оптимізація структури антени wifi роутерав мікросмужковому виконанні.

Мета дослідження – оптимізація та оцінка можливості побудови антени wifi роутера в мікросмужковому виконанні.

Теоретичне та практичне значення одержаних результатів:

1. Розроблено математичний апарат моделювання параметрів мікросмужкової антени.
2. Розроблено алгоритм проведення моделювання та програна модель на основі цього алгоритму.
3. Досліджено вплив матеріалу основи та покриття на параметри мікросмужкової антени.

ПЕРЕЛІК ВИКОРИСТАНИХ СКОРОЧЕНЬ

ДН – діаграма направленості

НВЧ – надвисокі частоти

РЕА – радіоелектронна апаратура

МСА – мікросмужкові антени

КСХ- коефіцієнт стоячої хвилі

ЕМП – електромагнітне поле

ЕОМ – електронно-обчислювальна машина

СЛАР - системи лінійних алгебраїчних рівнянь

КП – коефіцієнт підсилення

ЗМІСТ

ВСТУП.....	8
РОЗДІЛ 1. Огляд та аналіз відомих методів та засобів дослідження	
мікросмужкових антен	9
1.1 Огляд публікацій, в яких започатковано вирішення проблеми розробки мікросмужкових антен.....	9
1.2 Огляд методів розрахунку параметрів МСА.....	13
1.3 Розрахунок поля в середовищах, що мають декілька шарів	17
1.3.1 Моделювання шаруватого середовища	21
РОЗДІЛ 2. Розробка антени Wi-Fi роутера	29
2.1 Розробка математичної моделі мікросмужкового вібратора.....	29
2.1.1 Інтегральне рівняння для повного струму вібратора.....	29
2.1.2 Вхідний імпеданс і діаграма направленості вібратора	33
2.2 Розробка чисельного методу визначення розподілу струму в мікросмужковому вібраторі	36
2.2.1 Вибір методу апроксимації струму у вібраторі.....	36
2.2.2 Розробка алгоритму чисельного рішення інтегрального рівняння.....	42
РОЗДІЛ 3. Дослідження антени Wi-Fi роутера	45
3.1 Дослідження розподілу струму в мікросмужковому вібраторі.....	45
3.2 Вибір мови програмування	50
3.3 Результати дослідження властивостей вібратора	52
3.4 Дослідження вхідного імпедансу антени	56
3.5 Дослідження діаграми направленості антени	57
3.6 Дослідження впливу екрану	67
ВИСНОВКИ.....	76
ПЕРЕЛІК ВИКОРИСТАНИХ ЛІТЕРАТУРНИХ ДЖЕРЕЛ	77

ВСТУП

Стан поширення радіоелектронних засобів в побут та промисловість вимагає розширення видів обладнання, діапазону робочих частот та принципів функціонування. Цей стан речей здійснюється за рахунок зменшення маси, габаритів та вартості радіоелектронних систем.

Перспективними є бездротові технології доступу до локальних та глобальних мереж. Перспективність цієї галузі обумовлена запровадженням систем автоматизації виробництва на основі мікропроцесорної техніки, обладнання із числовим програмним забезпеченням, тощо.

Однак при цьому виникають додаткові вимоги до обладнання, серед яких слід відмітити малі габарити, масу та зручність і легкість налаштування.

Перехід обладнання до роботи в діапазон надвисоких частот дозволяє використовувати як фідерний тракт мікросмужкові лінії та антени на основі цих ліній.

Використання цієї технології виготовлення антен дозволить зменшити габарити обладнання та підвищити технологічність їх виготовлення та налаштування.

Слід відмітити, що математичний апарат, що дозволяє розраховувати параметри цих антен досить складний і в більшості випадків відсутнє точне рішення. Тому актуальною є задача розробки наближених методів розрахунку параметрів мікросмужкових антен.

Саме вирішенням цієї задачі присвячено магістерську роботу.

РОЗДІЛ 1

ОГЛЯД ТА АНАЛІЗ ВІДОМИХ МЕТОДІВ ТА ЗАСОБІВ ДОСЛІДЖЕННЯ МІКРОСМУЖКОВИХ АНТЕН

1.1 Огляд публікацій, в яких започатковано вирішення проблеми розробки мікросмужкових антен

Однією із основних вимог, які пред'являються до сучасної радіоелектронної апаратури (РЕА) є малі габарити та маса, тобто підвищення її мініміатюризації.

Цю мету можливо досягти за рахунок використання мікросмужкової технології та багатошарової будови. Використання зазначеної вище структури дозволить використати технологію виготовлення інтегральних мікросхем надвисоких частот для виготовлення антени.

Мікросмужкові антени (МСА) відрізняються від інших антен найменшими габаритами та масою і тому широко застосовуються в якості елементів фазованих антенних решіток, або окремих інтегральних антен. Технологічність виготовлення обумовлена можливістю використання технології виготовлення друкованих плат. За рахунок чого досягається мала вартість та повторюваність. Крім того, існують системи автоматизованого проектування конструкції антени та підготовки технологічної документації до запровадження у виробництво.

Будова МСА, що виготовляється зазначеним вище способом являє собою діелектричну основу на одній стороні якої розміщено суцільний шар міді, що використовується як екран, а на іншій – друкований рисунок, який утворює антену або антенну решітку.

Проведемо огляд літературних джерел, в яких проведено відомості про розробки в галузі МСА. Так, в [1] проведено математичне моделювання МСА, яка має круглу форму та працює в резонаторному режимі. моделювання проведено в спрощеному вигляді.

В [2] приведено огляд дипольної МСА. Особливістю цієї антени є використання в плечах вібраторів різної довжини. Це дозволило створити двохдіапазонну МСА.

Дослідниками була проведена робота щодо вивчення впливу форми випромінювачів на характеристики антен. Так в [3] була запропонована форма у вигляді «Г».

Також були проведені дослідження використання семиелементної антенної решітки, кожен елемент якої мав Т-подібну форму.

Дослідження багатоеlementних антенних решіток на основі МСА було продовжено в [5]. За основу було взято елементарний вібратор. Основною метою дослідження було збільшення частотного діапазону антени.

Розробці математичного апарату визначення параметрів антенних решіток МСА присвячено[6].

Слід відмітити, що математичний апарат, що описує розподіл поля в МСА, дуже складний і точного розв'язку отриманих рівнянь в більшості випадків не існує або точний розв'язок вимагає великих затрат часу. Тому велике зацікавлення викликають наближені методи розрахунку, які реалізовано програмними засобами. Пакет прикладного програмного забезпечення, який описано в [7], надає можливість моделювати антену або антенну решітку, кожен елемент якої має просту форму у вигляді квадрата, прямокутника, круга, різної форми спіралей.

Таким чином, велику зацікавленість в МСА підтверджують велика кількість статей та книг, що публікуються. Ці статті містять наступні напрямки:

- Дослідження впливу форми елементів антени або антенної решітки на параметри поля, що випромінюється;
- Використання різних типів антено-фідерної системи для живлення МСА;
- Дослідження особливостей роботи МСА в резонаторному режимі;
- Дослідження можливості отримання за рахунок використання МСА у

антенних решітках заданих параметрів випромінювання.

Основним питанням, що намагалися вирішити в приведених вище публікаціях є питання отримання виразів та формул, що дозволили б провести інженерні та наукові розрахунки МСА різної конфігурації. Точне визначення поля та параметрів антени внаслідок складності виразів та рівнянь є нетривіальною задачею. Тому намітилися наступні шляхи її вирішення:

- Використовуються різноманітні спрощення;
- Використання пакетів прикладних програм для отримання параметрів шляхом моделювання роботи антени.

Вирішення описаних вище проблем на прикладному рівні дозволив поставити більш складні задачі, а саме використання шаруватої структури МСА. Існує декілька підходів для побудови шаруватої структури МСА:

- На однорідній основі розміщено металеві провідники, що формують випромінювачі антени. При цьому випромінювачі мають багатошарове покриття.
- В другому підході – шаруватою структурою виступає основа, на якій розміщено випромінювачі, тоді як покриття – одношарове.

Перший підхід реалізовано в [8], де приведено антену із складним за складом покриттям.

Така структура антени використовується в моделюванні взаємодії тіла людини із антеною пристрою, що здійснює лікувальний або діагностичний вплив на пацієнта. Також така структура отримується в результаті практичного захисту металевих елементів антени від впливу факторів навколишнього середовища, таких як вологість, температура, тощо.

Дослідження показали, що така шарувата структура в будові антени в порівнянні із однорідною структурою призводить до деформування ДН, КНД та появи поверхневих складових поля, що поширюється в антені та, відповідно, випромінюється.

Розрахунок параметрів поля базується на спектральному підході та спрощені виразів, що описують протікання струму на поверхні елементів

антенної системи. Спектральний підхід реалізовано шляхом перетворення Фурє струму та розрахунок функції Гріна для опису поля, що випромінюється антеною.

Аналіз публікацій фіксує факт перенесення хвилею, що поширюється на поверхні антени, або її шарів, більшої енергії. Це призводить до зменшення КП антени вцілому.

Зміна характеристик шарів, що покривають випромінювачі призводить до зміни коефіцієнта стоячої хвилі(КСХ). Ця зміна призводить до неузгодженості антени із фідерним трактом та внаслідок цього погіршення параметрів антенно-фідерного тракту(АФТ).

З точки зору конструкції антени, використання шаруватого середовища, що покриває випромінювачі, дозволяє змінювати розміри в більшу чи меншу сторону. Але результати досліджень показують, що розміри антени із покриттям завжди менші за розміри антени без покриття [9].

Аналіз результатів, наведених в публікаціях[8,9], показує, що шарувате покриття слугує своєрідною лінзою, що фокусує промені на випромінювачах. Цей ефект можливо пояснити тим, що збільшення проникності призводить до збільшення потужності хвиль, що відбивається від межі між шаром шаруватої структури, це в свою чергу призводить до збільшення ефективної площі поверхні антени, що випромінює і відповідно до зменшення головного пелюстка ДН.

Інший підхід реалізовано в [6, 10]. Математичне моделювання було проведено в [11].

Спектральний підхід із застосуванням функції Гріна, реалізовано в [10]. В цій роботі приведено розрахунок параметрів антени, який оснований на розклад поля, що поширюється в МСА на моди(E_n , H_n , LE , LM), які виникають та поширюються на межі переходу між шарами із різними параметрами. Поставлено задачу вцілому та сформульовано загальні підходи до розрахунку параметрів антен даного типу.

Розвитком ідей, запропонованих в [10] є роботи [6] і [11]. В цих робо-

тах також застосовується функція Гріна, однак розроблені методики розрахунків, що дозволяють моделювати розподіл та випромінювання поля за допомогою програмного моделювання на ПК.

Також в цих роботах приведено приклади розрахунків параметрів для антен із простими формами випромінювачів.

Існують також публікації в яких використано математичний апарат та алгоритми вирішення задач, що запропоновано [6, 10, 11] для розрахунків конкретних конфігурацій МСА. Дослідження параметрів вібратора, який розміщено на основі, яка складається із двох шарів діелектрика приведено в [12].

Робота [13] містить дослідження параметрів антени, яка має випромінювач у формі спіралі. Проведено результати моделювання діаграмми направленості, досліджено роботу антени із над короткими імпульсами та розглянуто питання вибору оптимальних розмірів антени.

Висновки: розділ містить аналіз відомих публікацій, в яких досліджуються питання розрахунку та моделювання МСА із різними формами випромінювачів та різними параметрами основи та покриття. Показано, що використання багат шарових структур дозволяє отримувати антени та решітки на основі цих антен із покращеними характеристиками. Однак із проблем, що не вирішено слід відмітити складність розрахунків та недостатність дослідження впливу багат шарових структур на параметри випромінювачів та антен в цілому.

1.2 Огляд методів розрахунку параметрів МСА

Багат шаровий діелектрик, що розміщено над випромінювачами антени містить додаткові моди електромагнітного поля, що призводить до зміни параметрів антен, що досліджуються. Врахування впливу вих. Складових електромагнітного поля на параметри антени є складною задачею, як з точки зору постановки та формулювання задачі, так і з точки зору вирішення. Тому

підвищується інтерес до застосування наближених методів розрахунку, які дозволяють отримувати параметри поля та антени із точністю, що достатня для вирішення практичних задач, таких як проектування антени та її конструкції у відповідності до заданих вимог.

Відомі наближені методи розрахунку мікросмужкових антен.

В [14, 15] запропоновано розглядати атену прямокутної форми у вигляді щілин, які розміщуються на певній відстані одна від одної. Тобто відбувається заміна на магнітні вібратори. Для зв'язку між магнітними вібраторами використовується провідник, який має наступні характеристики:

- Постійна поширення β ;
- Характеристичний опір Z_c .

Характеристичний опір в запропонованій моделі залежить лише від геометричних розмірів. Запропоновано допущення, що в провіднику може поширюватися хвиля Т-типу.

Вважається, що магнітні вібратори випромінюють незалежно один від одного. Для більш точного розрахунку вводять зв'язок між ними по зовнішньому середовищі.

Для врахування впливу шаруватої структури вводять поняття ефективної діелектричної проникності основи, яка залежить від діелектричних проникностей шарів, що складають конструкцію антени.

Методика використовується для наближеного розрахунку довжини випромінювачів та побудови діаграми направленості.

Ідея була розвинута іншими авторами до розрахункової моделі антени у вигляді прямокутного резонатора з магнітними стінками [16, 17].

Олінер запропонував метод розрахунку МСА у вигляді прямокутного резонатора із магнітними стінками. Геометричні розміри та параметри середовища заповнення цієї структури підбиралися таким чином, щоб забезпечувалась рівність опорів та постійних поширення в МСА та резонаторі.

В моделі замінюється МСА на хвилевід із відкритим кінцем [18, 19]. Складові електромагнітного поля в дальній зоні визначаються через векторні

потенціал, що залежать від розподілу струму в хвилеводі.

Однак слід відмітити, що отримані результати розрахунків МСА та результати, зняті при проведенні експериментів мали великі різниці. Тому було запропоновано методики розрахунків на основі виразів, що отримано із результатів експериментів [20].

Існують роботи в яких автори розділяють область діелектричної основи із провідниками, що випромінюють, на декілька ділянок. Ці ділянки мають постійні параметри. Розраховують потенціал кожної такої ділянки. Вплив ділянкою між собою вирішується через розв'язок граничних умов. Результуюче поле, що випромінюється визначається суперпозицією полів, що випромінюються кожною із цих ділянок[35]. .

Приведені наближені методики розрахунку мають досить малу точність оскільки не враховують наявності поверхневих хвиль, що виникають в наслідок наявності шарів із різними параметрами. Ці хвилі можуть суттєво ослаблювати поле, що випромінюється, оскільки відбирають енергію у основної хвилі.

Тому проводиться пошук більш точних методик розрахунку параметрів МСА, які б могли враховувати вплив шаруватої структури більш коректно. Так запропоновано використовувати рівняння Поклінгтона для знаходження розподілу струму в МСА. В постановці задачі визначено, що поле збуджується диполем Герца, який розміщується на діелектричній основі[21]. Для опису поля використовується функція Гріна. Знаходження результуючого поля знаходиться як сумарне поле, яке отримується від кожної складової, що збуджена в антені. Це сумування здійснюється шляхом інтегрування функції Гріна. Однак в полюсах функції Гріна, що відповідають складовим полям, які виникають на межі розділу шарів із різними параметрами інтегрування носить наближений характер.

За допомогою цієї моделі отримували значення опору випромінювання. Але визначити ДН коректно не можливо.

Інший підхід в моделюванні поля мікросмужкової антени запропонова-

но в [22]. Розв'язок задачі оснований на використанні векторного потенціалу, який описує поведінку поля вібратора, що розміщено на діелектричній основі. Для врахування впливу шаруватої структури використовуються граничні умови, які повинні задовольняти рівнянню Гельмгольца. Із граничних умов можливо визначити складові векторного потенціалу поля у всіх шарах середовища поширення.

Магнітна складова електромагнітного поля, яка направлена перпендикулярно до площини основи використовується для визначення через використання граничних умов струму та визначає резонансні характеристики МСА[23].

Аналіз методів розрахунку, показує, що використання функції Гріна дозволяє врахувати складові електромагнітного поля, що виникають на границях шарів багат шарової структури. Це дає змогу отримувати більш точні результати моделювання та розрахунків, однак модель із використанням функції Гріна досить складна. Складність полягає саме у врахуванні цих додаткових складових поля у вигляді плюсів підінтегрального виразу. Фізично модель із використанням функції Гріна відповідає розгляду проходження окремих складових поля E та H через границю шарів перпендикулярно до них. Однак ця модель не дозволяє досліджувати вплив на діаграму направленості поверхневих хвиль, що виникають на межі шарів.

Для вирішення цієї проблеми використовується в наведеній вище методиці розклад поля не по складовим E та H а по LE та LM . При такому представленні функція Гріна не має полюсів і її можливо розв'язувати чисельними методами. Таким чином використання хвиль LE та LM при розкладі електромагнітного поля дозволяє отримувати діаграму направленості, що враховує вплив всіх складових, які виникають в багат шаровій структурі антени.

Висновки: В розділі приведено опис методів розрахунку антени у вигляді багат шарової структури. Кожен із цих методів має досить вагомий недолік, які обумовлені представленням структури антени та складових поля. Точний розв'язок поставленої задачі в теперішній час не можливий, тому ви-

користовуються спрощені методи розрахунків. Кожен із методів має свою сферу застосування, описує свій випадок та дозволяє отримати обмежений перелік показників. Всі методики розрахунку мають складний характер і тому потребують використання комп'ютерної техніки для проведення обчислень.

1.3 Розрахунок поля в середовищах, що мають декілька шарів

Розрахунок параметрів МСА із використанням шаруватої структури оснований на розрахунку поля вібраторів в плоскому середовищі.

Електромагнітне поле в шаруватій структурі, яке збуджується електричним струмом, що локалізовано в провідниках. Цей струм характеризується об'ємною густиною $j(M_0)$, $M_0 \in \mathcal{V}$. Для простоти розрахунків будемо вражати характер зміни електромагнітного поля в часі гармонійним, який описується виразом: $e^{i\omega t}$. Шарувате середовище складається із N плоских шарів, кожен із яких має наступні параметри:

- діелектрична проникність: $\epsilon_n = \epsilon_n(z) - i\sigma_n(z)/\omega$;
- магнітна проникність μ_0 ;
- провідність $\sigma_n(z) > 0$.

Де $n=1,2\dots N$ – номер шару.

Вважаємо шар однорідним, тобто діелектрична та магнітні проникності, а також провідність кожного шару в межах його області є константою. Використаємо класичний підхід, який полягає у записі рівнянь Максвела для складових поля та формулюванні граничних умов для меж розділення шарів. Вважаємо, що електромагнітне поле випромінюється в безкінечний простір[3].

Опис поля в антені здійснимо в векторній формі:

$$H = \frac{1}{\mu_0} \text{rot} A; E = -i\omega A - \text{grad} \Phi \quad (1.1)$$

Для визначення складових виразу(1.1) використаємо калібровку Лоренца

$$\operatorname{div} A + i\omega \varepsilon \mu_0 \Phi = 0 \quad (1.2)$$

для виразу (1.1) можливо отримати:

$$H = \frac{1}{\mu_0} \operatorname{rot} A; E = -i\omega A - \frac{i}{\omega \mu_0} \operatorname{grad} \left(\frac{1}{\varepsilon} \operatorname{div} A \right) \quad (1.3)$$

Вивчення (1.3) дозволяє зробити висновок, щодо можливості перетворення (1.3) до операторної форми:

$$A = \tilde{A}j,$$

де $\tilde{A}$ - інтегральний оператор, який має властивості тензору.

Інтегральний оператор із врахуванням даних наведених в[3] та [5]: можливо представити у вигляді

$$A(M) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint_{\mathcal{G}} j(M_0) \tilde{G}(M, M_0) d\mathcal{G}_{M_0} \quad (1.4)$$

де $M_0(x_0, y_0, z_0)$ - точка джерела, $M_0 \in \mathcal{G}$;

$M(x, y, z)$ - точка спостереження;

$\tilde{G}(M, M_0) = \tilde{G}(R_{MM_0})$ - тензорна функція, яка характеризується матрицею елементів $\{g_{ij}(M, M_0)\}$, $i, j=1, 2, 3$;

$$R_{MM_0} = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2}$$

Тензор Гріна $\tilde{G}$ в можливо представити в матричній формі:

$$G = \begin{pmatrix} g_{11} & 0 & 0 \\ 0 & g_{22} & 0 \\ g_{31} & g_{32} & g_{33} \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

Розподіл струму в вібраторі описується виразом:

$$j = p\delta(M - M_0)$$

де $p = Ide$ - момент вібратора;

$\delta(M - M_0)$ - трьохвимірна дельта-функція.

Вираз (1.4) можливо перетворити до вигляду:

$$A(M) = \frac{\mu_0}{4\pi} \tilde{G}(M, M_0) p(M_0) \quad (1.6)$$

Складові, що входять до (1.5) визначаються шляхом розв'язку задачі визначення поля вертикального та горизонтального вібратора в структурі, яка складається із багатьох шарів.

В [3] приведено розв'язок задачі для випадку однорідного середовища. В цьому випадку (1.6) можливо представити:

$$A(M) = p \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e^{-ik_0 R_{MM_0}}}{R_{MM_0}} = p \int_0^\infty e^{-\eta_0 t(z-z_0)} J_0(\lambda p) \frac{\lambda}{\eta_0} d\lambda, \quad (1.7)$$

$$\text{де } \eta_0 = \sqrt{\lambda^2 - k_0^2};$$

$$k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0};$$

$$\text{Re } \eta_0 > 0; \sigma \rightarrow 0;$$

$$t = \frac{z - z_0}{|z - z_0|};$$

$$R_{MM_0} = \sqrt{\rho^2 + (z - z_0)^2};$$

$$\rho = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2} \theta$$

Аналіз отриманого в (1.7) рівняння показує, що (1.7) є функцією Гріна в інтегральній формі.

За допомогою цього рівняння можливо описати поле, що створюється випромінювачем у формі точки. Це поле розкладається на спектральні складові, які характеризують поширення хвиль з хвильовим числом η_0 і які поширюються в напрямку z .

Показник експоненційної функції має додатнє значення у випадку

$(z - z_0) < 0$ та відємне - $(z - z_0) > 0$.

В цьому випадку із врахуванням $\text{Re} \eta_0 > 0$ вираз (1.7) має сходимість відносно ρ і z .

Розмістимо диполь, що випромінює, на межі двох діелектричних шарів, які мають характеристики $\mu_0, \varepsilon_i, i = 0, 1$ (рисунок 1.1).

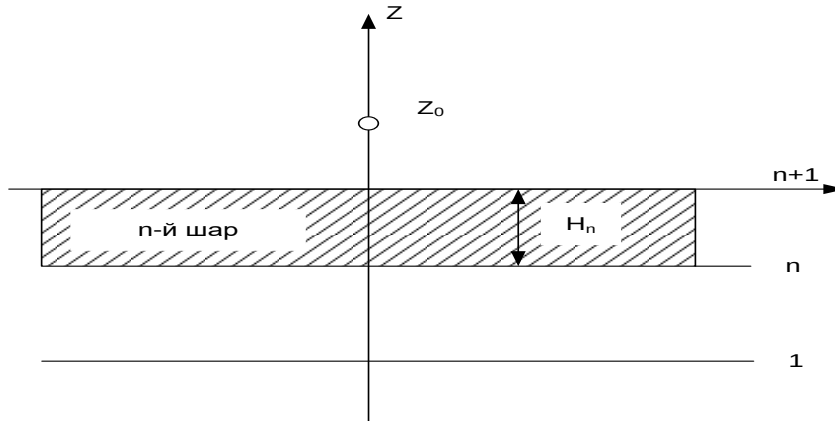


Рисунок 1.1 – Шарувата структура випромінювача

Випромінювач, який розміщено горизонтально в точці із координатою $z_0 > 0$ для випадку $(z - z_0) > 0$ складові тензора Гріна мають залежність:

$$g_{11}(M, M_0) = \frac{1}{\mu_0} G_0(M, M_0) = \frac{1}{\mu_0} \int_0^\infty \left[e^{-\eta_0(z-z_0)} + f_0(\lambda, z, z_0) e^{-\eta_0 z} \right] J_0(\lambda \rho) \frac{\lambda}{\eta_0} d\lambda;$$

$$g_{31}(M, M_0) = \frac{\partial g(M, M_0)}{\partial x} = \frac{\partial g}{\partial x} \int_0^\infty f_1(\lambda, z, z_0) e^{-\eta_0 z} J_0(\lambda \rho) \frac{d\lambda}{\lambda}.$$

У випадку вертикального розміщення випромінювача, отримуємо:

$$g_{33}(M, M_0) = \frac{1}{\varepsilon_0} G_1(M, M_0) = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_0^\infty \left[e^{-\eta_0(z-z_0)} + f_2(\lambda, z, z_0) e^{-\eta_0 z} \right] J_0(\lambda \rho) \frac{\lambda}{\eta_0} d\lambda.$$

Такі ж залежності можливо отримати і для інших ділянок середовища.

Граничні умови, що описують поведінку поля в точці зміни параметрів шарів можливо отримати систему рівнянь функції f_0, f_1, f_2 .

Для визначення складових функції Гріна в тензорній формі необхідно

розв'язати отриману вище систему рівнянь. Ця функція Гріна описується виразом:

$$G = \begin{pmatrix} G_0 & 0 & 0 \\ 0 & G_0 & 0 & \partial \\ \frac{\partial g}{\partial x} & \frac{\partial g}{\partial y} & \frac{1}{\varepsilon(z_0)} G_1 \end{pmatrix},, \quad (1.8)$$

де G_0, g, G_1 - елементи тензора Гріна.

У наведених вище формулах застосовується підхід в якому розглядаються хвилі, що поширюються у зворотніх напрямках відносно z . Це дозволяє ввести в розгляд коефіцієнт відбиття. В цьому випадку

$$\begin{aligned} f_0(\lambda, z_0) &= R_H e^{-\eta_0 z_0}; \\ f_2(\lambda, z_0) &= -R_E e^{-\eta_0 z_0}; \\ f_1(\lambda, z_0) &= (R_H - R_E) e^{-\eta_0 z_0}. \end{aligned} \quad (1.9)$$

де R_H, R_E - коефіцієнт відбиття для плоских хвиль з поляризацією $H_z \neq 0$ (H-хвилі) і $E_z \neq 0$ (E-хвилі) відповідно.

Коефіцієнти можливо представити:

$$R_H = \frac{\eta_0 - \eta_1}{\eta_0 + \eta_1}; R_E = \frac{\varepsilon_0 \eta_0 - \varepsilon_1 \eta_1}{\varepsilon_1 \eta_0 + \varepsilon_1 \eta_1}; \eta_1 = \sqrt{\lambda^2 - k_1^2}.$$

Вираз (1.9) дозволяє представити функцію Гріна за умови $(z - z_0) > 0$ в наступному вигляді:

$$\begin{aligned} G_0(M, M_0) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e^{-ik_0 R_{MM_0}}}{R_{MM_0}} + \int_0^\infty R_H e^{-\eta_0(z+z_0)} J_0(\lambda \rho) \frac{\lambda}{\eta_0} d\lambda; \\ \frac{\partial g(M, M_0)}{\partial x} &= \int_0^\infty (R_E - R_H) e^{-\eta_0(z+z_0)} \frac{1}{2\lambda} J_0(\lambda \rho) d\lambda; \\ G_1(M, M_0) &= \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1} \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e^{-ik_0 R_{MM_0}}}{R_{MM_0}} - \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1} \int_0^\infty R_E e^{-\eta_0(z+z_0)} J_0(\lambda \rho) \frac{\lambda}{\eta_0} d\lambda. \end{aligned} \quad (1.10)$$

1.3.1 Моделювання шаруватого середовища

Формули, наведені в (1.10) дозволяють проводити моделювання проходження парціальних хвиль вздовж осі z , як поширення хвиль типу Н та Е у лінії передачі, яка містить неоднорідне середовище. Це представлення моделі дозволяє визначити складові (1.8) для шаруватого випадку.

Нехай існує середовище, яке складається із багатьох шарів (рисунк 1.2). Створимо в цьому середовищі лінію для хвиль типу Е та Н (рисунк 1.3).

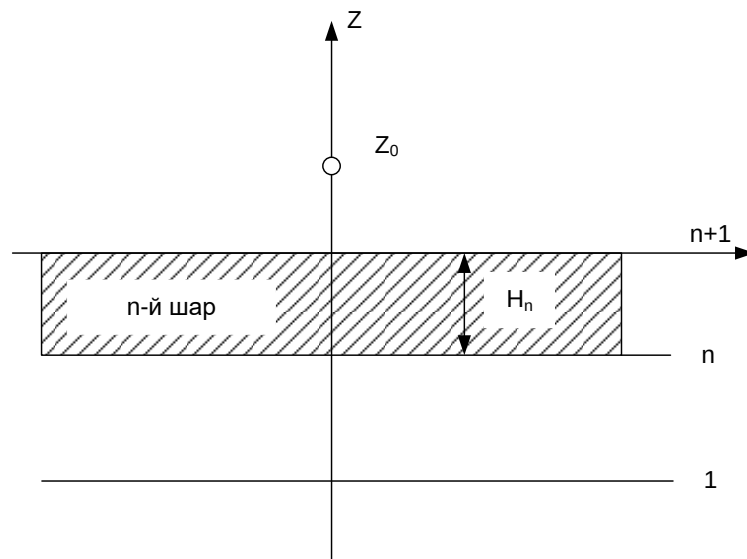


Рисунок 1.2 – Середовище, що містить багато шарів

На n -му відрізку лінії (n -й шар) поширення хвиль описується наступним виразом для постійної поширення:

$$\eta_n = \sqrt{\lambda^2 - k_n^2},$$

$$\text{де } k_n = \omega \sqrt{\varepsilon_n \mu_0}$$

ε_n, μ_0 - діелектрична та магнітна проникності шару.

Також описується характеристичним опором $W_n^E = i\eta_n / \omega \varepsilon_n$, $W_n^H = i\omega \mu_0 / \eta_n$.

Повний опір в площині $z = z_{n+1}$ матиме вираз:

$$Z_{n+1}^{E,H} = W_n^{E,H} \frac{Z_n^{E,H} + W_n^{E,H} th(\eta_n, H_n)}{W_n^{E,H} + Z_n^{E,H} th(\eta_n, H_n)} \quad (1.11)$$

де $Z_n^{E,H}$ - повний опір в січенні $z = z_n$;

H_n - товщина n – шару.

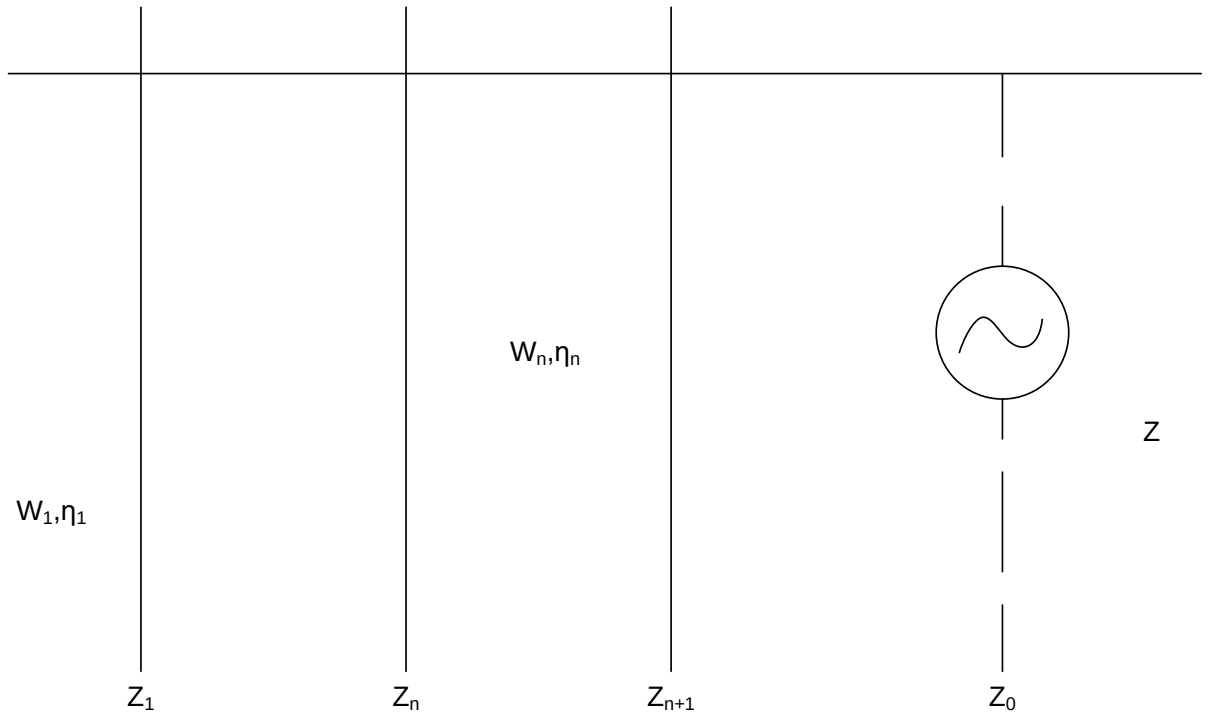


Рисунок 1.3 – Модель багатошарової хвелеводної лінії

Використовуючи формулу (1.11) можливо послідовно визначити повний опір на кожному січенні хвелеводної лінії. Початкове значення повного опору визначається в точці $z = z_1$ і має значення $Z_1^{E,H} = W_1^{E,H}$.

Повний опір в точці з координатами $z = z_n$ можливо визначити через коефіцієнти відбиття:

$$R_{E,H}^n = \frac{Z_n^{E,H} - W_n^{E,H}}{W_n^{E,H} + Z_n^{E,H}} \quad (1.12)$$

За допомогою формул (1.9) – (1.12) можливо провести визначення значень функцій $f_0(\lambda, z_0)$, $f_2(\lambda, z_0)$, $f_1(\lambda, z_0)$.

Джерело електромагнітного поля може розміщуватись в різних місцях також спостерігач може змінювати свої координати. Це призводить до зміни

значень компонентів функції Гріна. Розглянемо декілька варіантів такого розміщення.

Рисунок 1.4 містить варіант розміщення випромінювача в середині між двома діелектричними шарами.

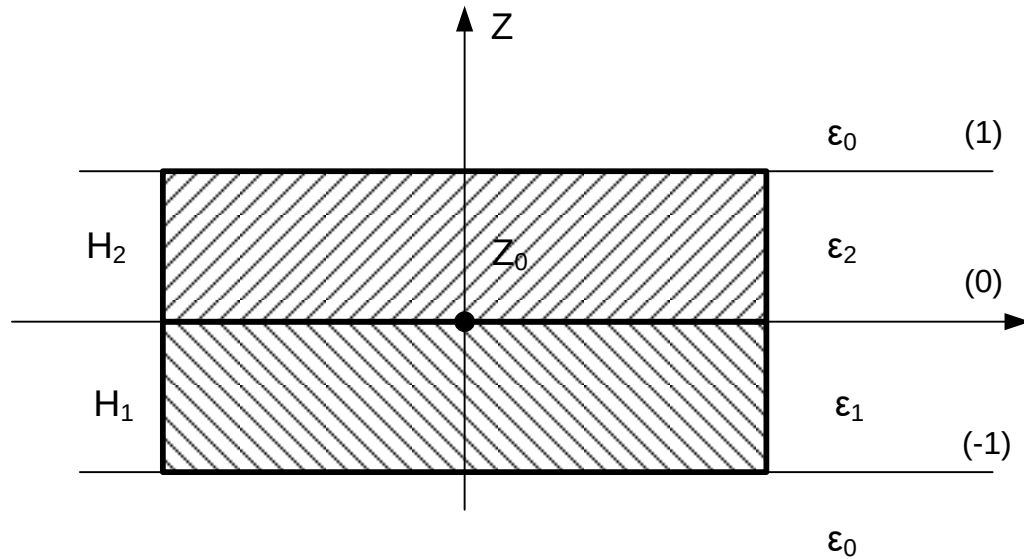


Рисунок 1.4 - Розміщення випромінювача між діелектричними шарами

За умови $0 \leq z_0 < z < H_2$ складові (1.8) визначаються:

$$G_0(M, M_0) = \int_0^\infty \frac{\lambda}{\eta_2} \frac{1}{1 - R_H^{(0)} R_H^{(1)} e^{-2\eta_2 H_2}} J_0(\lambda \rho) d\lambda \quad ;$$

$$\frac{\partial g(M, M_0)}{\partial x} = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0}{\epsilon_2} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\infty \left[\frac{R_H^{(0)} e^{-2\eta_2(z-z_0)} + R_H^{(1)} e^{-2\eta_2 H_2} (1 + R_H^{(0)}) e^{\eta_2(z-z_0)}}{1 - R_H^{(0)} R_H^{(1)} e^{-2\eta_2 H_2}} - \frac{R_E^{(0)} e^{-2\eta_2(z-z_0)} - R_E^{(1)} e^{-2\eta_2 H_2} (1 - R_E^{(0)}) e^{\eta_2(z-z_0)}}{1 - R_E^{(0)} R_E^{(1)} e^{-2\eta_2 H_2}} \right] \times \frac{J_0(\lambda \rho)}{\lambda} d\lambda \quad ; \quad (1.13)$$

$$G_1(M, M_0) = \frac{\epsilon_0}{\epsilon_2} \int_0^\infty \frac{1}{1 - R_E^{(0)} R_E^{(1)} e^{-2\eta_2 H_2}} J_0(\lambda \rho) \frac{\lambda}{\eta_2} d\lambda \quad .$$

де $\eta_n = \sqrt{\lambda^2 - k_n^2}$,

$k_n = \omega \sqrt{\epsilon_n \mu_0}$

$\text{Re} \eta_2 > 0$

$R_{E,H}^{(0)}$, $R_{E,H}^{(1)}$ - коефіцієнти відбиття від границь шару (0) і (1), в якому розміщено випромінювач.

Використовуючи вираз (1.12) визначимо повний опір на межі шару шляхом розрахунку опору вгору на межі(-1).

У випадку $Z_{-1}^{E,H} = W_0^{E,H}$, можливо отримати:

$$Z_0^H = -i \frac{\omega \mu_0}{\eta_0} \frac{\frac{\mu_0}{\eta_0} + \left(\frac{\mu_0}{\eta_1} \right) th(\eta_1 H_1)}{\frac{\mu_0}{\eta_1} + \left(\frac{\mu_0}{\eta_0} \right) th(\eta_1 H_1)} \quad (1.14)$$

$$Z_0^E = i \frac{\eta_1}{\omega \varepsilon_1} \frac{\frac{\eta_0}{\varepsilon_0} + \left(\frac{\eta_1}{\varepsilon_1} \right) th(\eta_1 H_1)}{\frac{\eta_1}{\varepsilon_1} + \left(\frac{\eta_0}{\varepsilon_0} \right) th(\eta_1 H_1)}.$$

$$\text{де } \eta_0 = \sqrt{\lambda^2 - k_0^2},$$

$$k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$$

$$\eta_1 = \sqrt{\lambda^2 - k_1^2},$$

$$k_1 = \omega \sqrt{\varepsilon_1 \mu_0}$$

$$\text{Re} \eta_0, \text{Re} \eta_1 > 0$$

Коефіцієнти $R_{E,H}^{(0)}$ (1.13) використовуючи (1.14) можливо представити:

$$R_{E,H}^{(0)} = \frac{Z_0^{E,H} - W_2^{E,H}}{W_0^{E,H} + Z_2^{E,H}}$$

$$W_2^H = -i \frac{\omega \mu_0}{\eta_2} \quad (1.15)$$

$$W_2^E = i \frac{\eta_2}{\omega \varepsilon_2}.$$

Повний опір на межі (1) отримуємо в результаті розрахунку повного опору вниз:

$$Z_1^{E,H} = -W_0^{E,H}$$

$$W_0^H = -i \frac{\omega \mu_0}{\eta_0} \quad (1.16)$$

$$W_0^E = i \frac{\eta_0}{\omega \varepsilon_0} .$$

Значення $R_{E,H}^{(1)}$ (1.13) використовуючи (1.16) можливо представити:

$$R_{E,H}^{(1)} = \frac{Z_1^{E,H} - \hat{W}_2^{E,H}}{W_0^{E,H} + \hat{W}_2^{E,H}} \quad (1.17)$$

$$\hat{W}_2^{E,H} = -W_2^{E,H} .$$

Складові, що входять в (1.13) знайдено.

Визначимо складові (1.8) для випадку $z > H_2$, $0 \leq z_0 < H_2$:

$$G_0(M, M_0) = \int_0^\infty \left[(1 - R_H^{(1)}) e^{-\eta_0(z-z_0)} \right] \frac{1}{1 - R_H^{(0)} R_H^{(1)} e^{-2\eta_2 H_2}} J_0(\lambda \rho) \frac{\lambda}{\eta_0} d\lambda ;$$

$$\frac{\partial g(M, M_0)}{\partial x} = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_2} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\infty \left[\frac{R_H^{(0)}(1 - R_H^{(1)})}{1 - R_H^{(0)} R_H^{(1)} e^{-2\eta_2 H_2}} - \frac{R_E^{(0)}(1 + R_E^{(1)})}{1 - R_E^{(0)} R_E^{(1)} e^{-2\eta_2 H_2}} \right] \frac{e^{-\eta_0(z-z_0)} J_0(\lambda \rho)}{\lambda} d\lambda ; \quad (1.18)$$

$$G_1(M, M_0) = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_2} \int_0^\infty \left[(1 + R_E^{(1)}) e^{-\eta_0(z-z_0)} \right] \frac{1 - R_E^{(0)}}{1 - R_E^{(0)} R_E^{(-1)} e^{-2\eta_1 H_1}} J_0(\lambda \rho) \frac{\lambda}{\eta_1} d\lambda .$$

Складові (1.8) для $-H_1 < z < z_0 \leq 0$:

$$G_0(M, M_0) = \int_0^\infty \left[(1 + R_H^{(0)}) e^{-\eta_1(z-z_0)} + R_H^{(-1)} e^{-2\eta_1 H_1} (1 + R_H^{(0)}) e^{-\eta_1(z-z_0)} \right] \times \frac{1}{1 - R_H^{(0)} R_H^{(-1)} e^{-2\eta_1 H_1}} J_0(\lambda \rho) \frac{\lambda}{\eta_1} d\lambda ; \quad (1.19)$$

$$\frac{\partial g(M, M_0)}{\partial x} = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_2} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\infty \left[\frac{R_H^{(0)} e^{-\eta_1(z-z_0)} + R_H^{(-1)} e^{-2\eta_1 H_1} (1 + R_H^{(0)}) e^{-\eta_1(z-z_0)}}{1 - R_H^{(0)} R_H^{(-1)} e^{-2\eta_1 H_1}} - \frac{R_E^{(0)} e^{\eta_1(z-z_0)} - R_E^{(-1)} e^{-2\eta_1 H_1} (1 - R_E^{(0)}) e^{-\eta_1(z-z_0)}}{1 - R_E^{(0)} R_E^{(-1)} e^{-2\eta_1 H_1}} \right] \times \frac{J_0(\lambda \rho)}{\lambda} d\lambda ;$$

$$G_1(M, M_0) = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_2} \int_0^\infty \left[(1 - R_E^{(-1)}) e^{\eta_1(z-z_0)} - R_E^{(-1)} e^{-2\eta_1 H_1} (1 - R_E^{(0)}) e^{-\eta_1(z-z_0)} \right] \times \frac{1}{1 - R_E^{(0)} R_E^{(-1)} e^{-2\eta_1 H_1}} J_0(\lambda \rho) \frac{\lambda}{\eta_1} d\lambda .$$

У випадку застосування екрану, який міститься в січєнні $z = (-H_1 + H_0)$

та має імпеданс Z_s , повний опір, що визначено в січенні $z = -H_1$ визначається:

$$Z_{-1}^H = i \frac{\omega \mu_0}{\eta_3} \frac{\frac{Z_s \omega \mu_0}{\eta_3} + \left(\frac{\omega \mu_0}{\eta_3} \right) \operatorname{tg}(\eta_3 H_0)}{\frac{\omega \mu_0}{\eta_3} + \left(\frac{Z_s \omega \mu_0}{\eta_3} \right) \operatorname{tg}(\eta_3 H_0)} \quad (1.20)$$

$$Z_{-1}^E = -i \frac{\eta_3}{\omega \varepsilon_3} \frac{\frac{\eta_3}{\varepsilon_3 \omega Z_s} + \left(\frac{\eta_3}{\omega \varepsilon_3} \right) \operatorname{tg}(\eta_3 H_0)}{\frac{\eta_3}{\varepsilon_3 \omega} + \left(\frac{\eta_3}{\omega \varepsilon_3 Z_s} \right) \operatorname{tg}(\eta_3 H_0)}.$$

де $\eta_3 = \sqrt{k_3^2 - \lambda^2}$,

$$k_3 = \omega \sqrt{\varepsilon_3 \mu_0}$$

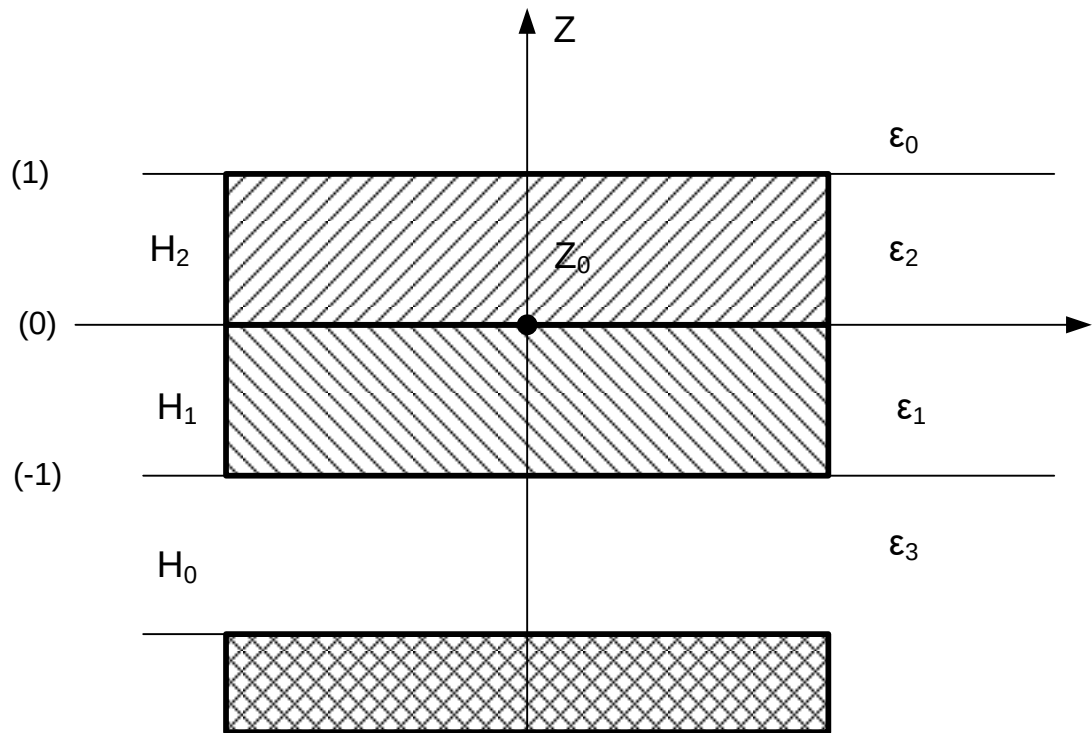


Рисунок 1.5 – Розміщення шаруватого середовища над екраном

Використовуючи (1.11) знаходимо повний опір в січенні $z=0$:

$$Z_0^H = i \frac{\omega \mu_0}{\eta_1} \frac{\left(Z_{-1}^H - \frac{i \omega \mu_0}{\eta_1} \right) \operatorname{tg}(\eta_1 H_1)}{\frac{\omega \mu_0}{\eta_1} - i Z_{-1}^H \operatorname{tg}(\eta_1 H_1)} \quad (1.21)$$

$$Z_0^E = -i \frac{\eta_1}{\omega \varepsilon_1} \frac{-Z_{-1}^H \frac{\eta_3}{\varepsilon_3 \omega} + \left(\frac{i \eta_1}{\omega \varepsilon_1} \right) \operatorname{tg}(\eta_1 H_1)}{\frac{\eta_1}{\varepsilon_1 \omega} - \left(-Z_{-1}^H \frac{\eta_3}{\omega \varepsilon_3} \right) \operatorname{tg}(\eta_1 H_1)}.$$

Використовуючи (1.12) можливо визначити:

$$\begin{aligned} R_H^{(0)} &= \frac{Z_0^H - \frac{\omega \mu_0}{\eta_2}}{Z_0^H + \frac{\omega \mu_0}{\eta_2}} \\ R_E^{(0)} &= \frac{Z_0^E - W_E^{(2)}}{Z_0^E + W_E^{(2)}} \\ W_E^{(2)} &= i \frac{\eta_2}{\omega \varepsilon_2}. \end{aligned} \tag{1.22}$$

Висновки: в розділі приведено отримання складових тензора Гріна для випадків розміщення випромінювача в багатошаровому середовищі. Розглянуто випадки використання в якості шарів такого середовища як діелектриків, так і діелектриків з металевим екраном. Отримані вирази мають загальний випадок і можуть бути адаптовані для вирішення конкретної прикладної задачі шляхом програмного моделювання.

РОЗДІЛ 2

РОЗРОБКА АНТЕНИ WI-FI РОУЕТРА

2.1 Розробка математичної моделі мікросмужкового вібратора

2.1.1 Інтегральне рівняння для повного струму вібратора

МСА у вигляді вібратора, представлена на рисунку 2.1. Вібратор має вид тонкого провідника $S_{\text{пр}}$ з шириною $2d$ і довжиною $2L$, стрічкові провідники утворюють плечі вібратора із відстанню між ними розміром $2b$.

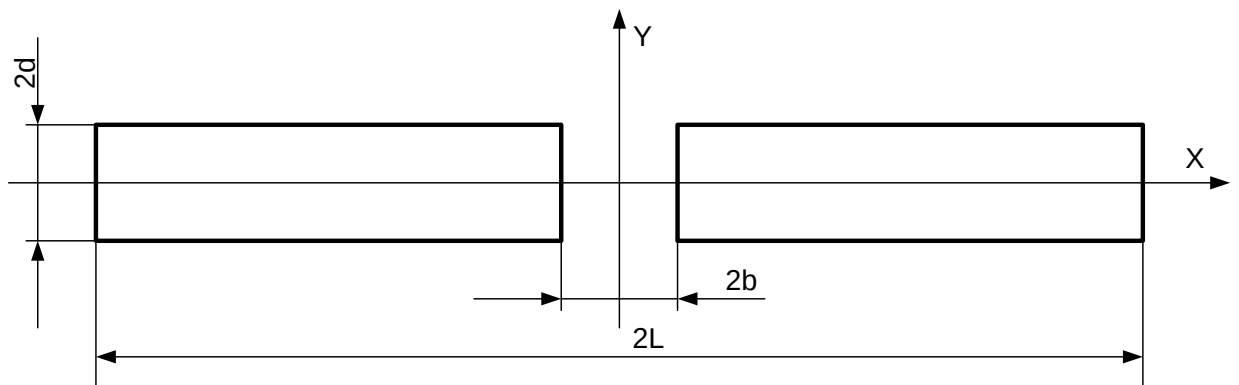


Рисунок 2.1 – Геометрія мікросмужкового вібратора

Розміври вібратора вибираються таким чином, щоб виконувалась умова:

$$kd \ll 1, kb \ll 1, kL > 1,$$

$$\text{де } k = 2\pi / \lambda,$$

λ – робоча довжина хвилі.

Використаємо теорію вібраторних антен [24], які конструктивно мають вигляд тонких провідників із проволочки. В цьому випадку можливо розрахувати струм та напругу, та вхідний опір антени.

Провідники, що утворюють вібратор, розміщено на основі, яка виконана із діелектричного матеріалу. Конфігурація антени наведена на рисунку 2.2.

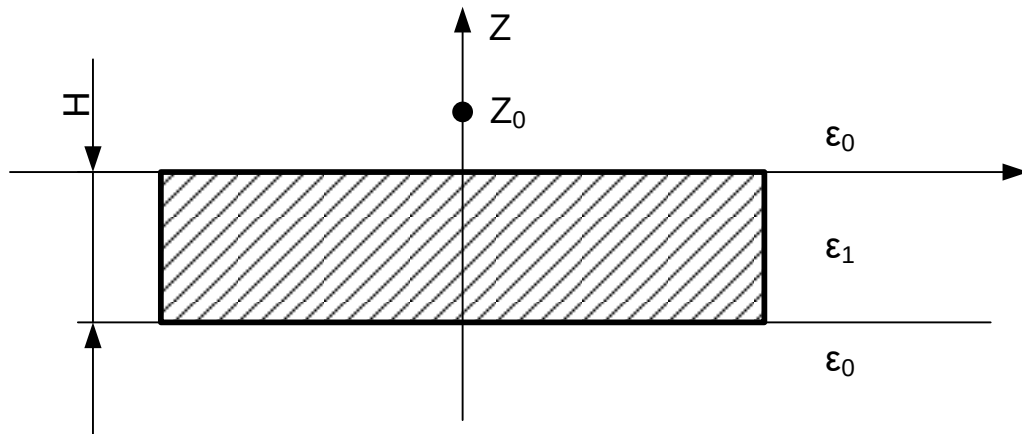


Рисунок 2.2 – Конфігурація вібраторної антени

За рахунок подачі напруги U на вхід антени відбувається її збудження. Це призводить до появи поля E^0 в зазорі між провідниками. Характер поля залежить від особливостей конструктивного виконання з'єднання фідерного тракту та елементів антени. Опис цього поля має складний характер і в наближенні можливо представити:

$$E^0(x, y) = \frac{-Ud}{\pi \sqrt{d^2 - y^2} \sqrt{b^2 - x^2}}; |x| \leq b, |y| < d. \quad (2.1)$$

Для задачі дифракції поле E^0 представляє собою поле плоскої хвилі, що падає на стрічкову структуру $S_{\text{вп}}$ вібратора.

Математичне моделювання мікросмушкового вібратора базується на отриманні інтегрального рівняння для його струму. Для розв'язку цієї задачі використаємо математичний апарат, наведений в п. 1.

Одномірне інтегральне рівняння для повного струму вібратора $I(x_0)$ має вигляд:

$$\int_{-L}^L I(x_0) G(x, x_0) dx_0 = -i \frac{2\pi}{W} \int_{-b}^b E^0(u) \sin|u - x| du + C_1 \sin x + C_2 \cos x, \quad (2.2)$$

де ядро рівняння

$$G(x, x_0) = G(x, x_0) + \frac{\partial g(x, x_0, z)}{\partial z} - \frac{1}{2} \int_{-L}^{\sin L} |x - u| \frac{\partial g(x, x_0, z)}{\partial z} du. \quad (2.3)$$

В (2.2) і (2.3) прийняті нормовані щодо величини $k = 2\pi/\lambda$ лінійні розміри. Для первинного поля (2.1) рівняння (2.2) приймає вигляд

$$\int_{-L}^L I(x_0) G(x, x_0) dx_0 = -i \frac{2\pi}{W} U J_0 \sin|x| + C_1 \sin x + C_2 \cos x, \quad (2.4)$$

$$\text{де } W = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0};$$

$J_0(b)$ - функція Бесселя нульового порядку;

U - різниця потенціалів на вході вібратора.

Визначимо елементи тензорної функції Гріна шаруватого середовища, які визначають ядро (2.3) інтегрального рівняння (2.4). Для випадку шаруватого середовища (рисунок 1.6), одержимо при $0 \leq z_0, z < H_2$:

$$G_0(\rho) = \frac{e^{-ik_2 \rho}}{\rho} = \int_0^\infty f_G(\lambda) J_0(\lambda \rho) \frac{\lambda}{\eta_2} d\lambda$$

$$\left. \frac{\partial g^{(R)}}{\partial z} \right|_{z=0} = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_2 + \varepsilon_1} G_0(\rho) + \int_0^\infty f_g(\lambda) J_0(\lambda \rho) d\lambda$$

$$f_G = R_H^{(0)} \frac{1 + R_H^{(1)} e^{-2\eta_2 H_2}}{1 - R_H^{(1)} R_H^{(0)} e^{-2\eta_2 H_2}} + R_H^{(1)} e^{-2\eta_2 H_2} \frac{(1 + R_H^{(0)})}{1 - R_H^{(1)} R_H^{(0)} e^{-2\eta_2 H_2}};$$

$$f_g = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_2 + \varepsilon_1} \frac{1 + R_H^{(0)} + R_H^{(1)} (1 + R_H^{(0)}) e^{-2\eta_2 H_2}}{1 - R_H^{(1)} R_H^{(0)} e^{-2\eta_2 H_2}} \frac{\lambda}{\eta_2} -$$

$$\frac{-\eta_2}{\lambda} \frac{R_H^{(0)} - R_H^{(1)} (1 + R_H^{(0)}) e^{-2\eta_2 H_2}}{1 - R_H^{(1)} R_H^{(0)} e^{-2\eta_2 H_2}} + \frac{\eta_2}{\lambda} \frac{R_E^{(0)} - R_E^{(1)} (1 - R_E^{(0)}) e^{-2\eta_2 H_2}}{1 - R_H^{(1)} R_H^{(0)} e^{-2\eta_2 H_2}}.$$

Зокрема, для випадку діелектричного шару (рисунок 2.2) з цих виразів для ядра інтегрального рівняння (2.4) можна отримати елементи при $|x - x_0| = \xi$

$$G_0(\xi) = P(\xi) + \int_0^\infty R_H^{(0)} J_0(\lambda \xi) \frac{\lambda}{\eta_0} d\lambda \quad (2.5)$$

$$\left. \frac{\partial g(\xi, z)}{\partial z} \right|_{z=0} = -\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}{\varepsilon_1 + \varepsilon_0} \left[G_0(\xi) - \int_0^\infty (1 + R_H^{(0)}) J_0(\lambda \xi) \frac{\lambda}{\eta_0} d\lambda \right] - \int_0^\infty (R_H^{(0)} + R_E^{(0)}) J_0(\lambda \xi) \frac{\eta_0}{\lambda} d\lambda$$

де $R_H^{(0)}, R_E^{(0)}$ - коефіцієнти визначаються, як в (1.20):

$$P(\xi) = \frac{e^{-i\xi}}{\sqrt{\xi^2 + d^2}} \left[(1 + i\xi) \frac{2}{\pi} F\left(\frac{\pi}{2}, \alpha\right) - i\sqrt{\xi^2 + d^2} \right];$$

$$\eta_0 = \sqrt{\lambda^2 + \varepsilon_0};$$

$$\eta_1 = \sqrt{\lambda^2 - \varepsilon_1};$$

$\varepsilon_1, \varepsilon_0$ - діелектричні проникності граничних середовищ;

$F\left(\frac{\pi}{2}, \alpha\right)$ - повний еліптичний інтеграл першого роду [26];

$$\alpha = d / \sqrt{\xi^2 + d^2}.$$

При $\xi \ll 1$ для функції $F\left(\frac{\pi}{2}, \alpha\right)$ маємо:

$$F\left(\frac{\pi}{2}, \alpha\right) \cong \ln 4 - \ln \frac{\xi}{\sqrt{\xi^2 + d^2}} + O(\xi^2) \quad (2.6)$$

Отже, ядро (2.3) інтегрального рівняння (2.4), враховуючи представлення елементів тензора (2.5), має логарифмічну залежність. Це визначає інтегральне рівняння (2.4) як інтегральне рівняння Фредгольма першого роду для повного струму мікросмужкового вібратора.

Невідомі коефіцієнти C_1 і C_2 в (2.4) визначаються з додаткових умов на кінцях стрічкового провідника вібратора і враховуються при побудові алгоритму чисельного рішення.

Висновки: У відсутності шаруватого середовища вузький стрічковий вібратор з поперечним розміром $2d$ зіставимо з тонким дротяним вібратором тієї ж довжини з діаметром проводу $2a$. Можна показати, що ядро (2.3) інтегрального рівняння (2.4) для повного струму стрічкового вібратора збігається з ядром інтегрального рівняння того ж виду для струму дротяного вібратора при заміні $2a = d$. Ця обставина дозволяє використовувати результати чисе-

льного й експериментального дослідження тонких дротяних вібраторів [27] при дослідженні мікросмужкових вібраторів, наприклад, у вигляді тестових результатів.

2.1.2 Вхідний імпеданс і діаграма направленості вібратора

Визначивши розподіл струму вібратора, можна визначити такі його характеристики як вхідний імпеданс:

$$Z_{\text{вх}} = \frac{U}{I_0},$$

де U , I_0 - різниця потенціалів і струм на вході вібратора і поле випромінювання вібратора.

Визначимо поле випромінювання і діаграму спрямованості (ДС) мікросмужкового вібратора.

Поле вібратора будемо характеризувати векторним потенціалом $A = (A_x, A_z)$, компоненти якого мають вигляд:

$$\begin{aligned} A_x(M) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \iint_{S_{\text{пр}}} j_{S_x}(M_0) G_0(M, M_0) d\sigma_{M_0}; \\ A_z(M) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \iint_{S_{\text{пр}}} j_{S_x}(M_0) \frac{\partial g}{\partial x}(M, M_0) d\sigma_{M_0}, \end{aligned} \quad (2.7)$$

де $G_0(M, M_0)$, $\frac{\partial g}{\partial x}(M, M_0)$ - елементи тензорної функції Гріна.

У свою чергу, зазначені елементи можна представити:

$$\begin{aligned} G_0(M, M_0) &= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} g_0(\lambda, z_0) e^{-\eta_0 z} H_0^{(2)}(\lambda \rho_{MM_0}) \lambda d\lambda; \\ \frac{\partial g}{\partial x}(M, M_0) &= \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-\infty}^{\infty} g_1(\lambda, z_0) e^{-\eta_0 z} H_0^{(2)}(\lambda \rho_{MM_0}) \lambda d\lambda, \end{aligned} \quad (2.8)$$

де $M(x, y)$, $M_0(x_0, y_0)$ - точки спостереження та витоку;

$$\rho_{MM_0} = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2};$$

$g_0(\lambda, z_0)$; $g_1(\lambda, z_0)$ — функції спектральної щільності, які залежать від виду

шаруватого середовища;

$H_0^{(2)}(\lambda\rho)$ - функція Ханкеля.

Введемо сферичну систему координат (R, θ, φ) (рисунок 1.9), де

$R_{MM_0} = \sqrt{\rho_{MM_0}^2 + z^2}$. У наближенні далекої зони, при $kz, kR \gg 1$, маємо:

$$R_{MM_0} \cong R - r \cos \alpha$$

де $r \cos \alpha = r \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_0)$.

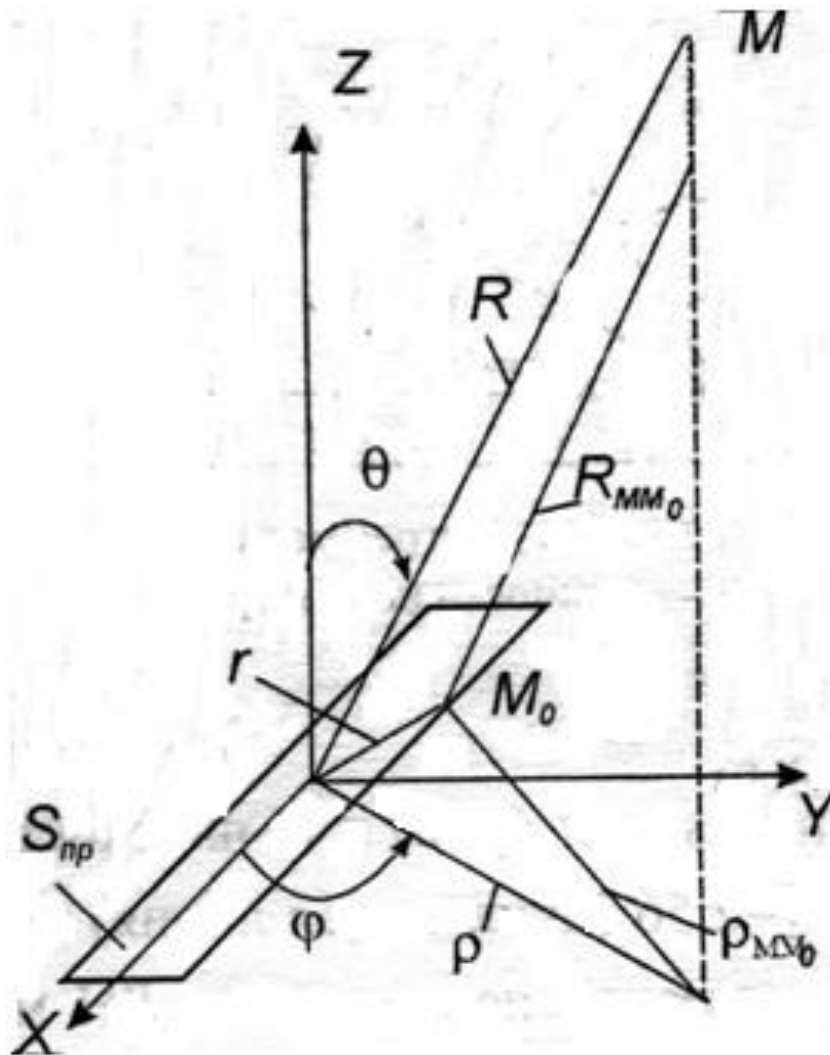


Рисунок 2.3 – Система координат

Обчислимо перший невластний інтеграл в (2.8) в наближенні дальньої зони. Для цього представимо $z = R \cos \theta$, $\rho = R \sin \theta$ і візьмемо $\lambda = k \sin \theta$.

Використовуємо відоме представлення функції Ханкеля при $\lambda\rho \gg 1$. Тоді для зазначеного інтеграла за методом стаціонарної фази [31] в стаціона-

рній точці $\theta = \tau$ отримаємо:

$$G_0 = \frac{1}{2\pi} e^{i\frac{\pi}{4}} \int_{-\infty}^{\infty} g_0(\tau) e^{ikR_{M,M_0} \cos(\tau - \theta)} \frac{\sin \tau}{\sqrt{\sin \tau \cdot \sin \theta}} d\tau \underset{R \rightarrow \infty}{\cong} g_0(\theta) \frac{e^{ikR_{M,M_0}}}{R_{M,M_0}}. \quad (2.9)$$

Аналогічно, для іншого невластного інтеграла з (2.8):

$$\frac{\partial g}{\partial x} \underset{R \rightarrow \infty}{\cong} -i \sin \theta g_1(\theta) \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \frac{e^{ikR_{M,M_0}}}{R_{M,M_0}}. \quad (2.10)$$

Вирази для компонент векторного потенціалу A_x, A_z впливають з (2.7), (2.9) і (2.10).

Використовуємо далі співвідношення для складових поля вібратора в дальній зоні [29]:

$$E_\theta = -ikWA_\theta;$$

$$E_\varphi = ikWA_\varphi,$$

$$\text{де } A_\theta = A_x \cos \varphi \cdot \cos \theta - A_z \sin \theta + A_y \sin \varphi \cdot \cos \theta, A_\varphi = -A_x \sin \varphi + A_y \cos \varphi.$$

Тоді з цих співвідношень, обчислюючи компоненти потенціалу A_x, A_z для повного струму вібратора $I(x)$, остаточно отримаємо для поля випромінювання E_θ, E_φ вібратора:

$$E_\theta = B \cos \theta \cdot \cos \varphi \left[\cos \varphi \cdot g_0(\theta) + i g_1(\theta) \right] \int_{-L}^L I(x_0) e^{-ikx_0 \sin \theta \cdot \cos \varphi} dx_0 \quad (2.11)$$

$$E_\varphi = i B \cos \theta \cdot \sin \varphi \cdot g_1(\theta) \int_{-L}^L I(x_0) e^{-ikx_0 \sin \theta \cdot \cos \varphi} dx_0$$

$$\text{де } B = -ikW \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e^{-ikR}}{R},$$

$$W = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0}.$$

Залежність виразів E_θ, E_φ в (2.11) від кута спостереження (θ, φ) визначає діаграму спрямованості вібратора для зазначених складових поля. Функції спектральної щільності $g_0(\theta), g_1(\theta)$ в (2.11) визначаються з представлень (пункт 1.2) при $\lambda = \sin \theta$.

Зокрема, для випадку шаруватого середовища у вигляді діелектричного

шару (рисунок 2.2) функції мають вигляд:

$$\begin{aligned}
 g_0(\lambda) &= \left[1 + R_H^{(0)}(\lambda)\right] \frac{1}{\eta_0}; \\
 g_1(\lambda) &= \left[R_H^{(0)}(\lambda) - R_E^{(0)}(\lambda)\right] \frac{1}{2} \lambda^2, \\
 R_H^{(0)}(\lambda) &= \frac{[\eta_0 A(\lambda) - \eta_1 B(\lambda)]}{[\eta_0 A(\lambda) + \eta_1 B(\lambda)]}, \\
 R_E^{(0)}(\lambda) &= \frac{[\varepsilon_0 \eta_1 C(\lambda) - \varepsilon_1 \eta_0 D(\lambda)]}{[\varepsilon_0 \eta_1 C(\lambda) + \varepsilon_1 \eta_0 D(\lambda)]}, \\
 A(\lambda) &= \eta_1 + i \eta_0 \operatorname{tg}(\eta_1 H), \\
 B(\lambda) &= \eta_0 - i \eta_1 \operatorname{tg}(\eta_1 H); \\
 C(\lambda) &= \varepsilon_1 \eta_0 - i \varepsilon_0 \eta_1 \operatorname{tg}(\eta_1 H), \\
 D(\lambda) &= \varepsilon_0 \eta_1 - i \varepsilon_1 \eta_0 \operatorname{tg}(\eta_1 H); \\
 \eta_0 &= \sqrt{\varepsilon_0 - \sin^2 \theta}, \\
 \eta_1 &= \sqrt{\varepsilon_1 - \sin^2 \theta}.
 \end{aligned}$$

Висновки: В розділі розроблено формули, що дозволяють розрахувати вхідний опір та діаграму направленості мікросмужкового вібратора.

2.2 Розробка чисельного методу визначення розподілу струму в мікросмужковому вібраторі

2.2.1 Вибір методу апроксимації струму у вібраторі

Одномірні інтегро-диференціальне й інтегральне рівняння першого роду для повного струму мікросмужкової антени мають своїми аналогами в теорії тонких дрітчастих антен відповідно рівняння Поклінгтона і рівняння Галлена [24].

Розподіл струму тонкого дрітчастого вібратора з діаметром проводу $2a \ll \lambda$ зіставне з розподілом повного струму стрічкового вібратора з розміром стрічки $2d \ll \lambda$, якщо взяти $2a = d$. Тому розрахунок струму дрітчастих антен, для яких отримані численні результати теоретичного та експерименталь-

ного досліджень, може служити модельним завданням, а її рішення - представляти тест при розрахунку повного струму мікросмужкової антени при тій же геометрії провідників.

Розглянемо рішення інтегрального рівняння для повного струму мікросмужкового вібратора (2.2):

$$\int_{-L}^L I(x_0)G(x, x_0)dx_0 = \frac{U}{60} J_0(b)\sin|x| + C_1\sin x + C_2\cos x, \quad (2.12)$$

де $2L$ - довжина вібратора;

$2b$ - розмір щілини на його вході;

U - різницю потенціалів на вході;

$G(x, x_0)$ - ядро рівняння, що має логарифмічну особливість;

C_1, C_2 - коефіцієнти, що визначаються з додаткових умов на кінцях вібратора.

Завдання рішення інтегрального рівняння Фредгольма першого роду, до якого відноситься рівняння (2.12), є некоректним по А. Н. Тихонову і вимагає її регуляризації. При цьому актуальним є побудова методів і алгоритмів регуляризації, що вимагають малих обчислювальних витрат і витрат ресурсів ЕОМ.

Для інтегрального рівняння з ядром, які мають логарифмічну особливість, найбільш пристосований простий метод регуляризації, який називають методом саморегуляризації [30]. Він заснований на використанні апріорних властивостей шуканого рішення і особливостей ядра інтегрального рівняння. При цьому передбачається, що похідна рішення обмежена. Тим самим виділяється компактний клас рішень, де завдання коректне.

Метод полягає у виділенні особливості ядра інтегрального рівняння, локальної інтерполяції шуканого рішення і зведенні при його дискретизації з кроком h , де h — відстань між сусідніми точками колокацій, до добре обумовленої системи лінійних алгебраїчних рівнянь (СЛАР). Передбачається, що точки колокацій збігаються з вузлами інтерполяції. Зауважимо, що істотним є локальна аналогія шуканого рішення з інтерпольованим.

Стійкість рішення СЛАР в алгоритмі саморегуляризації забезпечується переважанням діагональних елементів матриці системи. За визначенням, для елементів цієї матриці $\{a_{ij}\}, i, j = 1, 2, \dots, N$ виконуються умови:

$$|a_{ii}| - \sum_{i \neq j} |a_{ij}| = r_j > 0, \quad i, j = 1, 2, \dots, N.$$

За міру обумовленості системи може бути прийнята величина $\frac{\max |a_{ij}|}{\min r_i}, \quad i, j = 1, 2, \dots, N.$

Якщо ця величина невелика, то СЛАР добре обумовлена і її чисельне рішення є стійким.

Критерієм правильності наближеного рішення служить його внутрішня збіжність в серії розрахунків при згущенні точок колокації (збільшення порядку N матриці СЛАР) з подальшою оцінкою рішення в усьому інтервалі інтегрування. Контроль збіжності наближеного рішення можна здійснити порівнянням з тестовим рішенням модельної задачі.

При зазначеному методі похибка рішення інтегрального рівняння визначається похибкою обчислення елементів матриці СЛАР при даній кусочно-поліноміальній апроксимації рішення на кроці h . Якщо квадратурна формула чисельного інтегрування обрана, то є два способи зменшення похибки рішення.

Перший полягає в тому, щоб при даному ступені інтерполяційного многочлена зменшити крок дискретизації h .

Другий спосіб - при збереженні кроку h збільшується ступінь многочлена, тобто збільшити число вузлів інтерполяції, що використовуються.

Однак, ступінь апроксимуючого многочлена не повинна бути занадто великою, оскільки це суттєво ускладнює програмну реалізацію алгоритму і збільшує час розрахунку матриці СЛАР на ЕОМ. Збільшення числа точок колокації веде до швидкого зростання обсягу обчислень порядку СЛАР і, отже, обсягу займаної оперативної пам'яті ЕОМ. Тому виникає питання про вибір найбільш вигідного з точки зору витрачання ресурсів ЕОМ способу кусочно-поліноміальної інтерполяції і кроку дискретизації h , що забезпечують отри-

мання прийнятного числа рішення.

Розглянемо алгоритми, які реалізують метод саморегуляризації при чисельному рішенні інтегрального рівняння (2.12), по ресурсах ЕОМ і проведемо редукцію інтегрального рівняння до СЛАР, використовуючи при дискретизації рівномірне розбиття відрізка інтегрування на N частин з кроком $h = 2L/N$. В результаті отримаємо сітку змінних $\{x_i, x_j\}$ таких, що

$$x_0 = \{x_i = (i-1)h - L\}, x = \{x_j = (j-1)h - L\}, i, j = 1, 2, 3, \dots, (N+1).$$

У вузлах сітки $\{x_i, x_j\}$, $i, j = 1, 2, 3, \dots, (N+1)$ маємо елементи A_{ji} , $i, j = 1, 2, \dots, (N+1)$ матриці СЛАР.

1. Інтерполяція з одним вузлом. Цей алгоритм використовує постійну апроксимацію струму $I(x_0)$ на відрізку h . СЛАР має вигляд:

$$\sum_{i=1}^{N+1} A_{ji} I_i = F_j, j = 1, 2, 3, \dots, (N+1)$$

$$\text{де } I_i = I(x_i), i = 1, 2, 3, \dots, (N+1)$$

$$A_{ij} = \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} G(x_0, x_j) dx_0$$

$$x_{i-1/2} = \left(i - \frac{3}{2}\right)h - L$$

$$x_{i+1/2} = \left(i - \frac{1}{2}\right)h - L$$

$$F_j = \frac{U}{60} J_0(b) \sin|x_j|.$$

В СЛАР необхідно враховувати умову на кінцях вібратора $I(L) = I(-L) = 0$. В цьому випадку матриця системи до визначається елементами:

$$A_{ij} = -\cos x_j, j = 1, i = 1, 2, \dots, N+1;$$

$$A_{ij} = -\sin x_j, j = N+1, i = 1, 2, \dots, N+1.$$

2. Застосуємо інтерполяцію з трьома вузлами, що передбачає квадратичну апроксимацію струму $I(x_0)$ на відрізку $2h$ у вигляді

$$I(x_0) = \frac{(x_0 - x_i)(x_0 - x_{i+1})}{2h^2} I_{i-1} + \frac{(x_0 - x_{i-1})(x_0 - x_{i+1})}{-h^2} I_i + \frac{(x_0 - x_{i-1})(x_0 - x_i)}{2h^2} I_{i+1}$$

У вузлових точках $\{x_i, x_j\}, i, j = 1, 2, 3, \dots, (N+1)$, визначених вище, маємо СЛАР, аналогічну попередньому варіанту:

$$\sum_{i=1}^{N+1} A_{ji} I_i = F_j, j = 1, 2, 3, \dots, (N+1)$$

де $I_i = I(x_i), i = 2, 3, \dots, (N)$

$$A_{ij} = -\frac{1}{h^2} \int_{x_{i-1}}^{x_{i+1}} (x_0 - x_{i-1})(x_0 - x_{i+1}) G(x_0, x_j) dx_0 \quad j = 2, 4, \dots, N$$

$$A_{ij} = -\frac{1}{2h^2} \int_{x_{i-2}}^{x_{i+2}} (x_0 - x_{i+1})(x_0 - x_{i+2}) G(x_0, x_j) dx_0 +$$

$$\frac{1}{2h^2} \int_{x_i}^{x_{i+2}} (x_0 - x_{i+1})(x_0 - x_{i+2}) G(x_0, x_j) dx_0 + j = 3, 5, \dots, (N-1)$$

$$A_{ji} = -\cos x_j, i = 1, j = 1, 2, 3, \dots, (N+1);$$

$$A_{ji} = -\sin x_j, i = N+1, j = 1, 2, 3, \dots, (N+1).$$

Процедура обчислення діагональних елементів складається з "вирізан-ня" особливості ядра на проміжку $x_0 < 0,3$ і інтегруванні її в явному вигляді. На інших частинах відрізка $2h$ інтегрування проводиться по квадратурній формі Гаусса з двома вузлами.

Ця ж квадратурна формула використовується для обчислення інших елементів СЛАР. Збільшення вузлів квадратурної формули призводить до різкого збільшення часу рахунку.

3. Алгоритм апроксимації за допомогою кубічного сплайна. В цьому алгоритмі струм $I(x_0), x_0 \in [x_i, x_{i+1}], i = 2, 3, \dots, N$ представляється у вигляді:

$$I(x_0) = I_i + (x_0 - x_i) b_i + (x_0 - x_i)^2 C_i + (x_0 - x_i)^3 d_i$$

$$\text{де } b_i = \frac{I_{i+1} - I_i}{h} - \frac{\sigma_{i+1} + 2\sigma_i}{h}$$

$$C_i = 3\sigma_i$$

$$d_i = \frac{\sigma_{i+1} - \sigma_i}{h}$$

$$\sigma_i \cong \frac{I''(x_0)}{6}$$

При побудові алгоритму основна складність полягає у розрахунках коефіцієнтів сплайна.

Розрахунок елементів матриці СЛАР зводиться до розрахунку однотипних інтегралів, в яких підінтегральна функція є ядром із поліноміальним множником. Для розрахунку вказаних елементів можливо застосувати квадратурну формулу Гауса з чотирма вузлами. Процедура розрахунку елементів головної діагоналі аналогічна процедурі, наведеній при опису другого алгоритму.

4. Алгоритм з використанням тригонометричної інтерполяції струму $I(x_0)$ на проміжку $x_0 \in [x_i, x_{i+1}]$, $i = 2, 3 \dots N$ у вигляді

$$I(x_0) = A_i + B_i \sin(x_0 - x_i) + C_i \cos(x_0 - x_i)$$

Побудова алгоритму проводиться аналогічно побудові алгоритму, наведеному в пункті 3. В якості квадратурної формули численного інтегрування використовується квадратурна формула Гауса з двома вузлами. Запропонована інтерполяція найбільш підходить для випадку дослідження струму в тонких проволочних структурах в однорідних середовищах. Це обумовлене тим, що можливо вказати на локальну аналогію струму, що протікає з результатами інтерполяції.

Порівняння приведених вище методів інтерполяції показує, що найвищу точність забезпечує сплайновий метод. Найгіршу - інтерполяція з одним вузлом. Другий та третій методи займають проміжне положення. Однак інтерполяція сплайном вимагає використання досить складного математичного апарату, складних алгоритмів і відповідно складного програмного коду та тривалого часу розрахунків на ЕОМ. Для отримання точності, яку забезпечує метод сплайну в методі з одним вузлом, необхідно збільшити кількість точок інтерполяції. Це в свою чергу приведе до збільшення часу розрахунку на ЕОМ. Однак метод лінійної інтерполяції (один вузол) є досить простим і відповідно має більш прості алгоритми та програмний код. В сукупності цих

факторів з точки зору необхідної для практичного застосування точності є достатнім використання лінійної інтерполяції.

Висновки: розглянуто різні методи інтерполяції розподілу струму у вібраторі і вибрано лінійну інтерполяцію.

2.2.2 Розробка алгоритму чисельного рішення інтегрального рівняння

Для інтегрального рівняння (2.4) з ядром (2.3) для повного струму мікро-смушкового вібратора запропонований найбільш простий метод регуляризації, званий методом саморегуляризації. Цей метод є ефективним чисельним методом вирішення зазначеного інтегрального рівняння. Чисельна реалізація методу полягає в наступному.

Задамо розбиття відрізка інтегрування в (2.4) на N частин з кроком $h = 2L / N$ і утворюємо сітку змінних $\{x_i, x_j\}$ таких, що

$$x_0 = \{x_i = (i-1)h - L\}, x = \{x_j = (j-1)h - L\}, i, j = 1, 2, \dots, (N+1).$$

У вузлах сітки $\{x_i, x_j\}$, $i, j = 1, 2, \dots, (N+1)$, припускаючи кусочно-однорідну апроксимацію струму вібратора на кроці дискретизації h , отримаємо СЛАР

$$\sum_{i=2}^N A_{ji} I_i = B_j + C_1 \sin x_j + C_2 \cos x_j; I_i = I(x_i); \quad (2.13)$$

$$A_{ji} = \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} G_0(x_j, x_0) dx_0; x_{i-1/2} = h(i-3/2) - L; x_{i+1/2} = h(i-1/2) - L;$$

$$B_j = -j \frac{U}{60} J_0(b) \sin |x_j|.$$

В системі (2.13) враховано умову на кінцях вібратора

$$I(L) = I(-L) = 0.$$

При цьому матриця системи до визначається елементами:

$$A_{ji} = -\cos x_j, \quad i = 1, \quad j = 1, \dots, (N+1)$$

$$A_{ji} = -\sin x_j, \quad i = (N+1); \quad j = 1, \dots, (N+1)'$$

а коефіцієнти C_1, C_2 входять в число невідомих системи.

При $i = j$ маємо діагональні елементи матриці системи (2.13), які обчислюються як

$$A_{ii} = \int_{-h/2}^{h/2} G(\xi) d\xi \quad (2.14)$$

Принцип саморегуляризації передбачає таке визначення діагональних елементів матриці СЛАР, яке перевершує за величиною інші елементи матриці. У цьому випадку визначник системи відмінний від нуля і її рішення є стійким. Переважання діагональних елементів обумовлено особливістю ядра $G(\xi)$ і залежить від величини h . Ця величина повинна забезпечити необхідне наближення оператором в (2.13) інтегрального оператора в рівнянні (1.4) і, з іншого боку, забезпечити стійкість рішення СЛАР. Реалізація цього може бути різною.

Вкажемо процедуру обчислення елементів A_{ii} , яка складається в "вирізанні" особливості функції $G(\xi)$ на досить вузькому проміжку $\xi \in [-\Delta, \Delta]$ відрізка h , інтегруванні особливості в явному вигляді на зазначеному проміжку і інтегруванні функції $G(\xi)$ на решті частини відрізка за певною квадратурною формулою. Вибір проміжку проводиться при тестовому розрахунку і становить зазвичай величину $\Delta < 0,01$.

Можливе обчислення діагональних елементів матриці в явному вигляді при досить малій величині кроку h .

Особливість функції $G(\xi)$ при $\xi \ll 1$, як впливає з виразів (2.5), визначається з виразу (2.6). Тоді при проміжку $\xi \in [-\Delta, \Delta]$ для діагональних елементів з (2.8) маємо:

$$A_{ii} = \frac{2}{\pi} (\ln 4 + 1) \left(\ln \frac{\sqrt{\Delta^2 + d^2} + \Delta}{\sqrt{\Delta^2 + d^2} - \Delta} + \Delta \sqrt{\Delta^2 + d^2} - \frac{d^2}{2} \ln \frac{\sqrt{\Delta^2 + d^2} + \Delta}{\sqrt{\Delta^2 + d^2} - \Delta} \right) + O(\Delta^3).$$

Обчислення діагональних елементів A_{ii} на решті частини відрізка h (поза проміжком 2Δ), як і обчислення елементів матриці A_{ij} при $i \neq j$, прово-

диться по одній квадратурній формулі, що забезпечує задану точність, наприклад, по квадратурній формулою Гауса з двома вузлами.

Висновки: в розділі розглянуто реалізацію лінійної інтерполяції струму вібратора мікросмужкової антени. Проведено адаптацію математичної моделі, розробленою в п. 2.1 до використання в інтерполяції з використанням одного вузла.

РОЗДІЛ 3

ДОСЛІДЖЕННЯ АНТЕНИ WI-FI РОУТЕРА

3.1 Дослідження розподілу струму в мікросмужковому вібраторі

В розділі 2 було розроблено математичну модель мікросмужкової антени. Розрахунок багатьох параметрів залежить від характеру розподілу струму в плечах вібраторів.

Було показано, що знайти вираз для розподілу струму в вібраторі за умови врахування діелектричних шарів або дуже складно або взагалі неможливо. Тому запропоновано розв'язувати поставлену задачу чисельними методами.

Розподіл струму знаходиться шляхом розв'язку рівняння (2.12). Для розв'язку рівняння (2.12) чисельними методами воно зводиться до СЛАР (2.13).

Розглянемо (2.13) більш детально. Довжину вібратора розбиваємо на N частин. В межах цієї області вважаємо, що струм не змінює свого значення. При цьому із (2.13) отримуємо N рівнянь, які складаються із суми N складових, які містять N невідомих I_i . Ці невідомі є значення струму в області шириною x_i :

$$\begin{cases} A_{21}I_1 + A_{22}I_2 + \dots + A_{2N}I_N = B_2 + C_1\sin x_2 + C_2\cos x_2 \\ A_{31}I_1 + A_{32}I_2 + \dots + A_{3N}I_N = B_3 + C_1\sin x_3 + C_2\cos x_3 \\ \dots \\ A_{N1}I_1 + A_{N2}I_2 + \dots + A_{NN}I_N = B_N + C_1\sin x_N + C_2\cos x_N \end{cases}$$

Проблемою є те, що в системі з N рівнянь існує $N+2$ невідомих: $I_1 \dots I_N$ та C_1, C_2 .

Тому із граничних умов в систему рівнянь додаємо ще два рівняння:

$$\sum_{i=1}^N A_{i1}I_i = -\cos x_1;$$

$$\sum_{i=1}^N A_{N+1i} I_i = -\sin x_{N+1};$$

Таким чином, СЛАР, яку необхідно розв'язати матиме вигляд:

$$\begin{cases} A_{11}I_1 + A_{12}I_2 + \dots + A_{1N}I_N = -\cos x_1 \\ A_{21}I_1 + A_{22}I_2 + \dots + A_{2N}I_N = B_2 + C_1 \sin x_2 + C_2 \cos x_2 \\ A_{31}I_1 + A_{32}I_2 + \dots + A_{3N}I_N = B_3 + C_1 \sin x_3 + C_2 \cos x_3 \\ \dots \\ A_{N1}I_1 + A_{N2}I_2 + \dots + A_{NN}I_N = B_N + C_1 \sin x_N + C_2 \cos x_N \\ A_{N+11}I_1 + A_{N+12}I_2 + \dots + A_{N+1N}I_N = -\sin x_{N+1} \end{cases}$$

Перетворимо систему СЛАР до наступного вигляду:

$$\begin{cases} A_{11}I_1 + A_{12}I_2 + \dots + A_{1N}I_N + 0 + 0 = -\cos x_1 \\ A_{21}I_1 + A_{22}I_2 + \dots + A_{2N}I_N - C_1 \sin x_2 - C_2 \cos x_2 = B_2 \\ A_{31}I_1 + A_{32}I_2 + \dots + A_{3N}I_N - C_1 \sin x_3 - C_2 \cos x_3 = B_3 \\ \dots \\ A_{N1}I_1 + A_{N2}I_2 + \dots + A_{NN}I_N - C_1 \sin x_N - C_2 \cos x_N = B_N \\ A_{N+11}I_1 + A_{N+12}I_2 + \dots + A_{N+1N}I_N + 0 + 0 = -\sin x_{N+1} \end{cases}$$

Коефіцієнти B_j є визначеними і залежать від значення x_i .

$$B_j = \frac{U}{60} J_0(b) \sin |x_j|$$

Коефіцієнти A_{ij} залежать від параметрів середовища:

$$A_{ij} = \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} G(x_0, x_j) dx_0$$

Для випадку розміщення вібратора на діелектричній пластині і зверху покритого також діелектриком використаємо (2.3) для визначення значення підінтегральної функції $G(x_0, x_j)$. Відмінність полягатиме в тому, що в виразі необхідно замінити діелектричну проникність ϵ_0 на діелектричну проникність пластини, що покриває діелектрик.

Таким чином, можливо скласти наступний алгоритм знаходження розподілу струму в мікросмужковій антені:

1. Визначаємо кількість точок розбиття N ;

2. Розраховуємо крок зміни x_i : $h = \frac{2L}{N+1}$;

3. Розраховуємо значення вузлових точок x_i :

$$x_i = (i-1)h - L \quad i = 1, 2, 3, \dots, (N+1)$$

4. Заповнюємо матрицю коефіцієнтів A_{ij} . Для цього виконуємо

наступну послідовність операцій:

$$4.1 \quad \eta_1 = \sqrt{\lambda^2 - \varepsilon_1};$$

$$4.2 \quad \eta_2 = \sqrt{\lambda^2 - \varepsilon_2};$$

$$4.3 \quad A(\lambda) = \eta_1 + i\eta_2 \operatorname{tg}(\eta_1 H);$$

$$4.4 \quad B(\lambda) = \eta_2 - i\eta_1 \operatorname{tg}(\eta_1 H);$$

$$4.5 \quad C(\lambda) = \varepsilon_1 \eta_2 - i\varepsilon_2 \eta_1 \operatorname{tg}(\eta_1 H);$$

$$4.6 \quad D(\lambda) = \varepsilon_2 \eta_1 - i\varepsilon_1 \eta_2 \operatorname{tg}(\eta_1 H);$$

$$4.7 \quad R_H^{(0)}(\lambda) = \frac{[\eta_2 A(\lambda) - \eta_1 B(\lambda)]}{[\eta_2 A(\lambda) + \eta_1 B(\lambda)]};$$

$$4.8 \quad R_E^{(0)}(\lambda) = \frac{[\varepsilon_2 \eta_1 C(\lambda) - \varepsilon_1 \eta_2 D(\lambda)]}{[\varepsilon_2 \eta_1 C(\lambda) + \varepsilon_1 \eta_2 D(\lambda)]};$$

$$4.9 \quad \xi = |x - x_0|$$

$$4.10 \quad \alpha = d / \sqrt{\xi^2 + d^2}$$

$$4.11 \quad F\left(\frac{\pi}{2}, \alpha\right) \cong \ln 4 - \ln \frac{\xi}{\sqrt{\xi^2 + d^2}} + o(\xi^2).$$

$$4.12 \quad P(\xi) = \frac{e^{-i\xi}}{\sqrt{\xi^2 + d^2}} \left[(1 + i\xi) \frac{2}{\pi} F\left(\frac{\pi}{2}, \alpha\right) - i\sqrt{\xi^2 + d^2} \right];$$

$$4.13 \quad G_0(\xi) = P(\xi) + \int_0^\infty R_H^{(0)} J_0(\lambda \xi) \frac{\lambda}{\eta_0} d\lambda$$

$$4.14 \quad \left. \frac{\partial g(\xi, z)}{\partial z} \right|_{z=0} = -\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \left[G_0(\xi) - \int_0^\infty (1 + R_H^{(0)}) J_0(\lambda \xi) \frac{\lambda}{\eta_0} d\lambda \right] - \int_0^\infty (R_H^{(0)} + R_E^{(0)}) J_0(\lambda \xi) \frac{\eta_0}{\lambda} d\lambda$$

$$4.15 \quad G(x, x_0) = G(x, x_0) + \frac{\partial g(x, x_0, z)}{\partial z} - \frac{1}{2} \int_{-L}^{\sin L} |x - u| \frac{\partial g(x, x_0, z)}{\partial z} du.$$

$$4.16 \quad A_{ij} = \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} G(x_0, x_j) dx_0$$

5. Організувати циклічний розрахунок згідно пунктам 4.1 – 4.16 N^2 раз на кожному разі змінюючи значення i або j .

6. Заповнити матрицю коефіцієнтів B_j :

$$B_j = \frac{U}{60} J_0(b) \sin|x_j|$$

7. Розв'язати систему лінійних алгебраїчних рівнянь виду: $AX=B$.

Графічне представлення алгоритму, текстовий опис якого наведено вище приведено на рисунку 3.1.

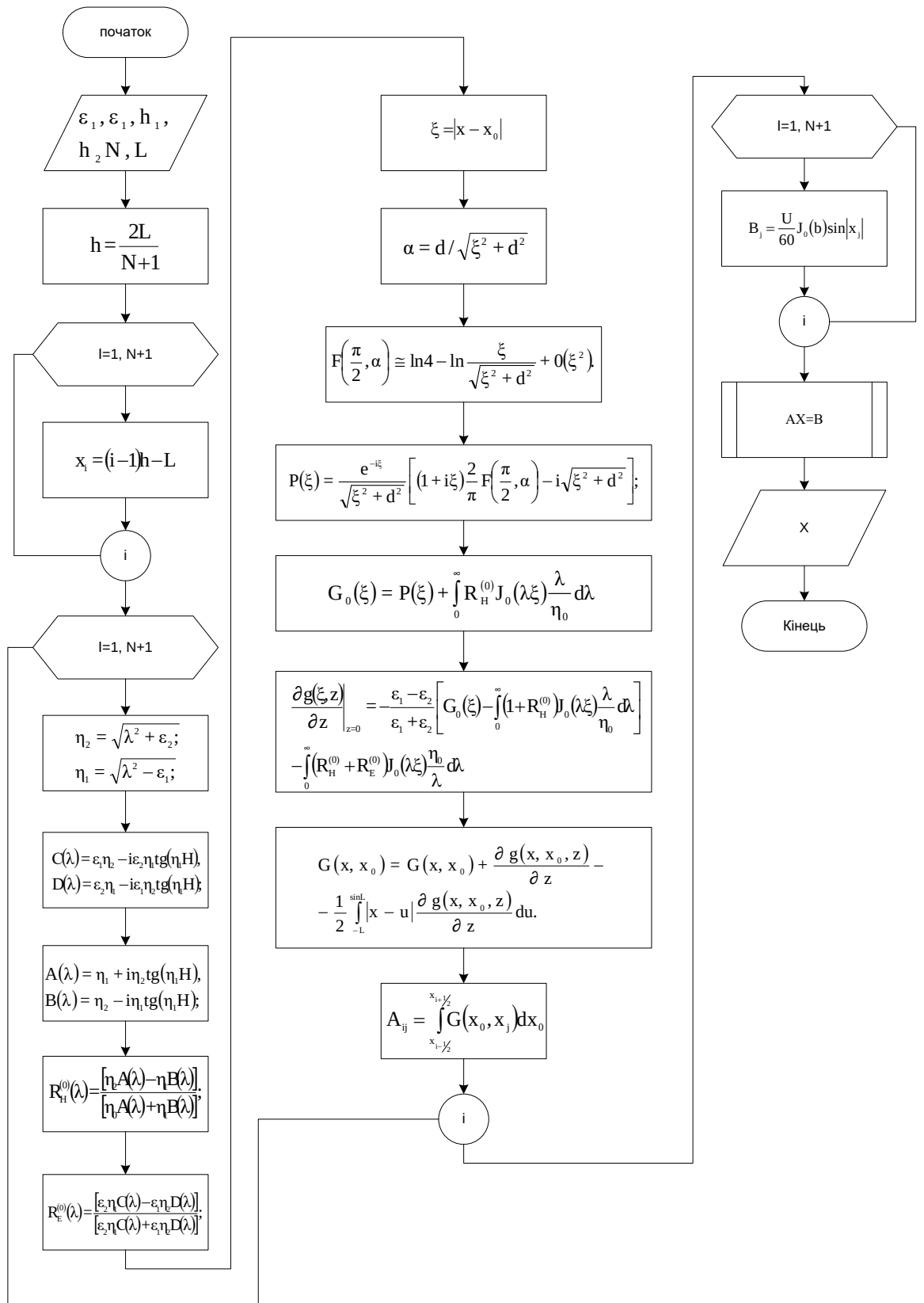


Рисунок 3.1 - Алгоритм знаходження розподілу струму в мікросмужковій антені

3.2 Вибір мови програмування

В попередніх розділах приведено математичний апарат, що дозволяє провести моделювання та розрахунок параметрів вібраторної антени, що розміщена в шаруватому середовищі. Однак аналіз виразів, наведених в цих розділах показує, що програмування цих виразів може мати певні складнощі.

Перш за все до необхідно розв'язати систему диференційно-інтегральних рівнянь, до складу яких входять велика кількість спеціальних функцій.

Крім того, розв'язок цих рівнянь повинно виконуватись циклічно, оскільки необхідно отримати велику кількість точок.

Тому можливо сформулювати вимоги до середовища створення програмного забезпечення:

- Повинно бути можливість циклічного обчислення;
- Повинна бути можливість знаходження визначеного інтегралу;
- Мають містити або мати можливість розрахунку значень спеціальних функцій в заданих точках.

Принципово можливо використовувати будь-яке середовище для створення програмного забезпечення, що задовольняє вказаним вище вимогам.

В тому числі і використання мови програмування високого рівня. Однак при цьому необхідно буде створювати окремі модулі розрахунків інтегралів та спеціальних функцій. Крім того, необхідно буде слідкувати за похибками розрахунків та коректністю результатів.

Тому використання універсальних середовищ на основі мов програмування високого рівня для вирішення поставленої задачі є недоцільним.

Серед середовищ спеціалізованих на розрахунок систем інтегральних рівнянь слід відмітити MathLab та MathCad.

Середовище MathLab відрізняється великою гнучкістю мови програмування, та багатим набором спеціальних функцій. Однак воно вимагає представлення виразів рівнянь в своєму внутрішньому форматі.

Середовище MathCad має меншу гнучкість та функціональність, однак воно при представленні рівнянь дозволяє записувати їх в загальноприйнятій в математиці формі. Це дозволяє спростувати введення формул та їх модифікацію. Також це зменшує ймовірність помилок програмування та зменшує час відлагоджування програмного забезпечення.

Тому враховуючи складність виразів в математичній моделі виберемо в якості середовища програмування MathCad.

3.3 Результати дослідження властивостей вібратора

Згідно завдання на розробку задано робочий частотний діапазон 2,4 ГГц, який відповідає довжині хвилі 0,125 м.

Розрахуємо розподіл струму в вібраторі для випадку коли діелектрична проникність основа $\epsilon = 2,5$, а покриття має значення 1. задамо наступні початкові умови: $\lambda = 0,125$ м. $d = 0,01\lambda = 0,00125$ м, $b = 0,01\lambda = 0,00125$ м, $l = \frac{\lambda}{2} = 0,0625$ м, товщина основи $0,25\lambda$. Кількість точок розбиття $n=20$. Результати розрахунків наведено на рисунку 3.2 для дійсної частини та рисунку 3.3 для уявної.

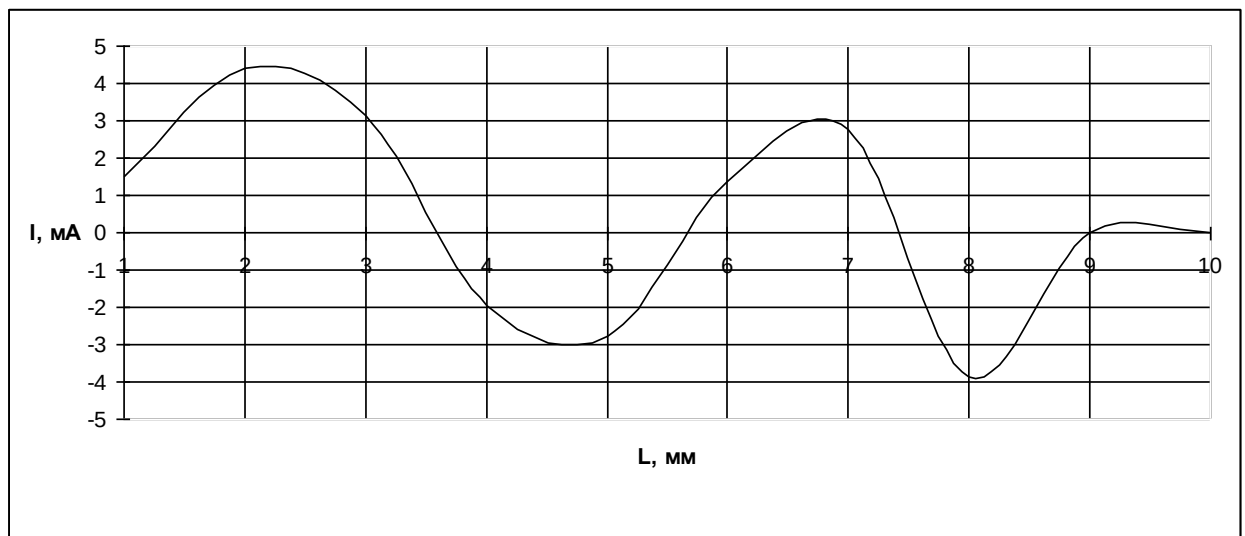


Рисунок 3.2 – Дійсна частина розподілу струму у вібраторі

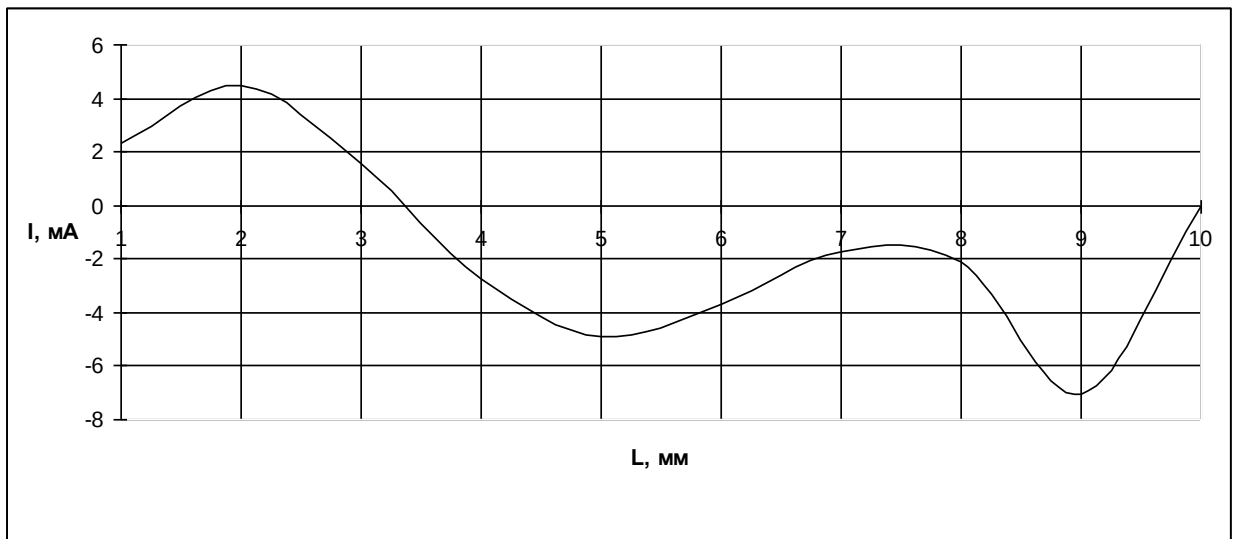


Рисунок 3.3– Уявна частина розподілу струму у вібраторі

Аналіз графіків, представлених на рисунках 3.2 та 3.3 показує, що розподіл струму при наявності діелектричної пластинки суттєво відрізняється від вібратора, розміщеного у вільному просторі[10]. З'являються мінімуми та максимуми. Хоча загальна тенденція про зменшення амплітуди струму зі збільшенням відстані зберігається.

Проведемо дослідження впливу товщини основи на розподіл струму.

Змінимо товщину основи та побудуємо залежності розподілу струму. На графіках показано залежності розподілу струму при товщині основи $0,01\lambda$, $0,1\lambda$ та $0,25\lambda$. Дійсна складова приведена на рисунку 3.4, а уявна – на рисунку 3.5

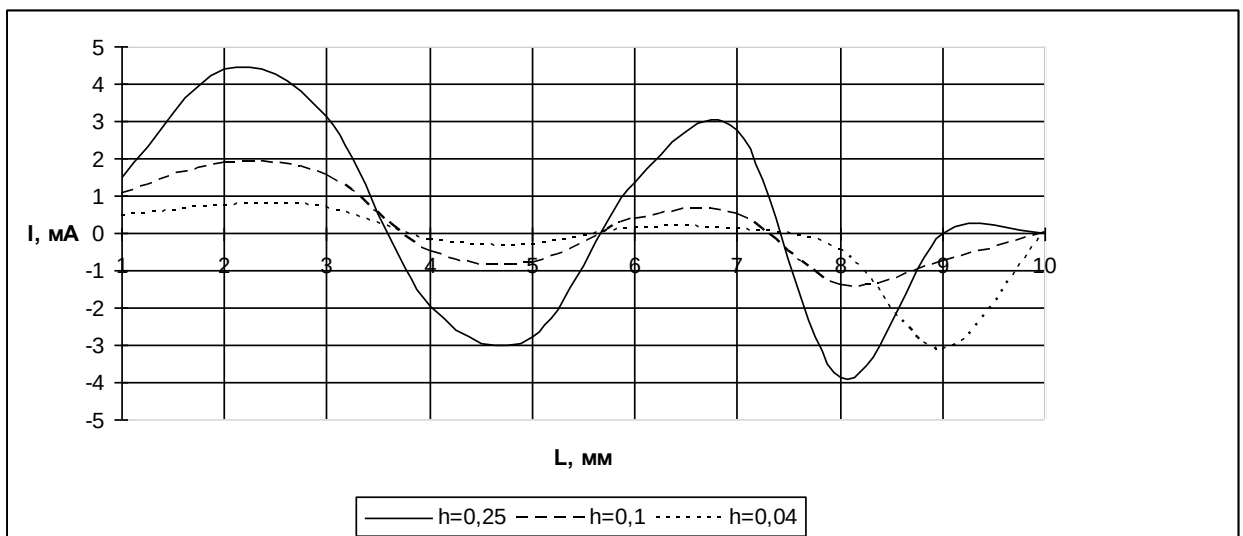


Рисунок 3.4– Дійсна частина розподілу струму у вібраторі

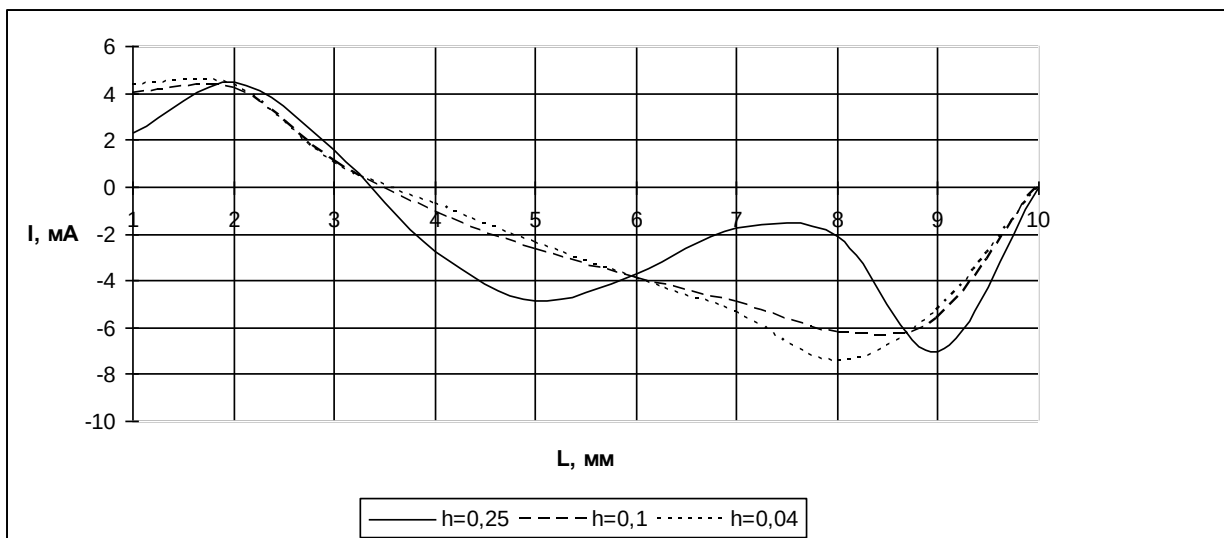


Рисунок 3.5– Уявна частина розподілу струму у вібраторі

Аналіз залежностей, наведених на рисунках 3.4 та 3.5, показує, що при збільшенні товщини пластини збільшується амплітуди мінімумів та максимумів струму. При малих значеннях товщини мінімуми та максимуми струму зменшуються і залежність розподілу струму стає схожою на розподіл струму вібратора у вільному просторі.

Дослідимо вплив діелектричної проникності основи на розподіл струму. Для цього при незмінних геометричних параметрах антени будемо змінювати діелектричну проникність основи $\epsilon = 2,8, 2,2, 2,5$. Результати дослідження наведено на рисунках 3.6 та 3.7 відповідно для дійсної та уявної частини.

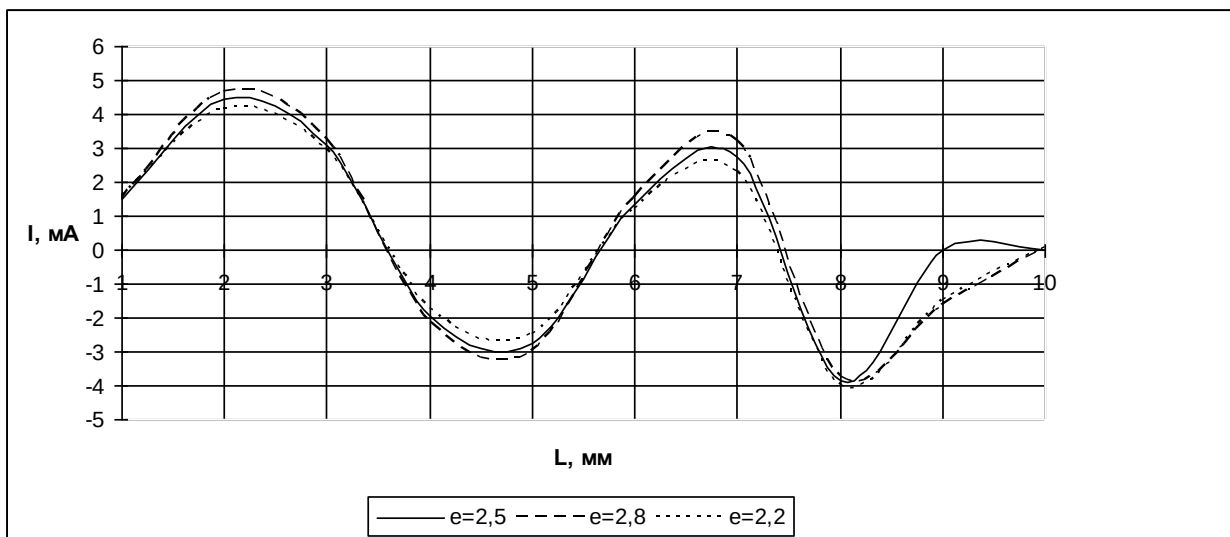


Рисунок 3.6– Дійсна частина розподілу струму у вібраторі

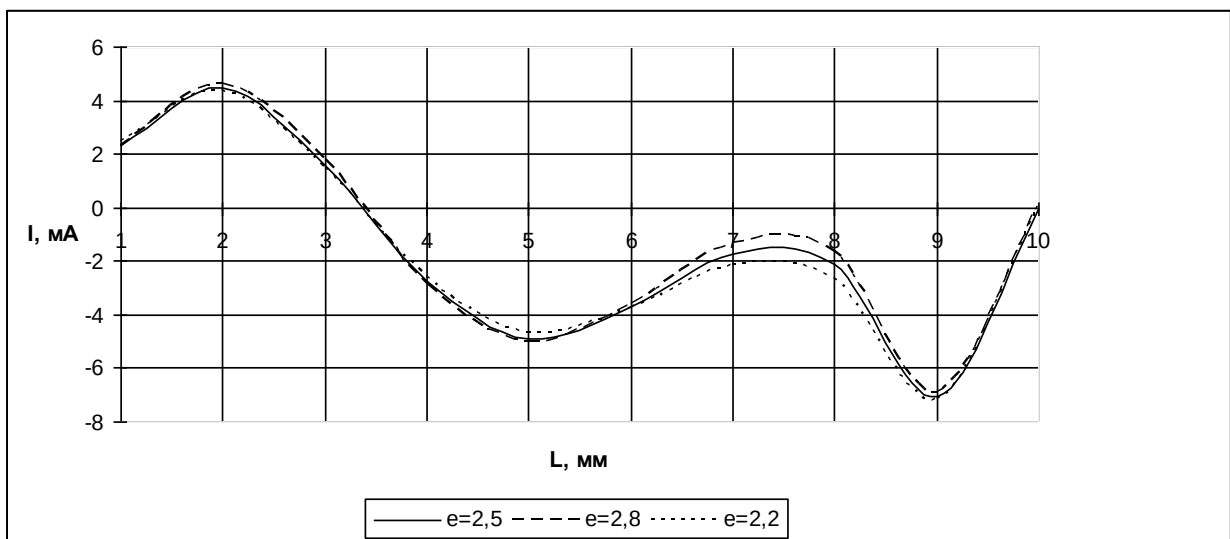


Рисунок 3.7– Уявна частина розподілу струму у вібраторі

Аналіз графіків, наведених на рисунку 3.6 та 3.7, показує, що незначна зміна діелектричної проникності в межах $\pm 10\%$ не впливає на характер розподілу струму вздовж вібратора. Така зміна проникності призводить до незначної зміни амплітуд струму.

Висновки: В розділі приведено результати дослідження розподілу струму у мікросмужковому виконанні в залежності від діелектричної проникності основи та покриття, зміни товщини основи та покриття та порівняно з випадком відсутності покриття.

3.4 Дослідження вхідного імпедансу антени

Для дослідження залежності вхідного імпедансу антени від співвідношення довжин антени та хвилі виконаємо наступне:

- задамо значення параметрів антени: $\lambda = 0,125\text{ м}$. $d = 0,00125\text{ м}$, $b = 0,01\lambda\text{ м}$, $l = \frac{\lambda}{2} = 0,0625\text{ м}$, товщина основи $0,1\lambda$.
- при незмінних параметрах будемо змінювати довжину антени.
- Діелектрична проникність покрову 2,5, а діелектричні проникності основи задамо 2,5 та 4.

Результати дослідження наведено на рисунку 3.8 для дійсної частини та рисунку 3.9 для уявної.

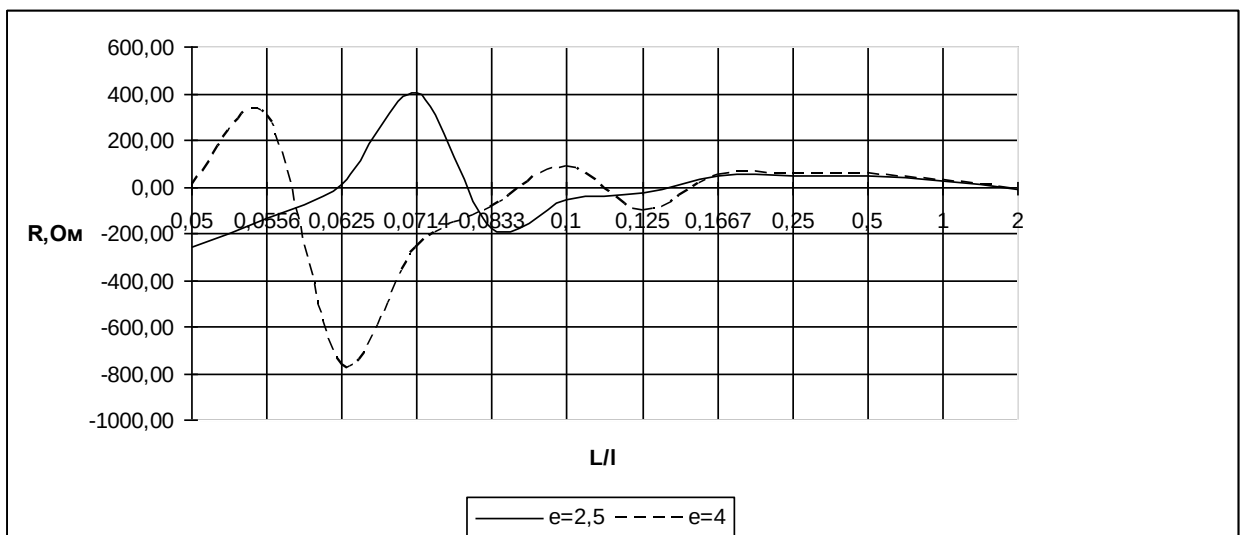


Рисунок 3.8– Дійсна частина вхідного імпедансу

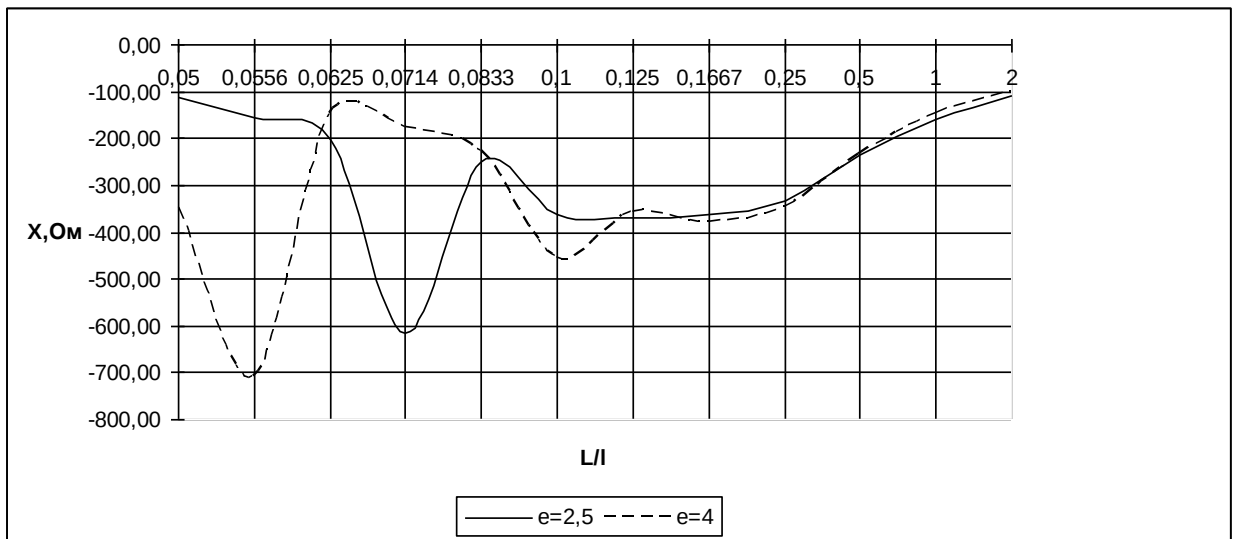


Рисунок 3.9– Уявна частина вхідного імпедансу

Висновки: графік залежності вхідного імпедансу від довжини вібратора показує, що параметри діелектричної проникності покриття та основи суттєво впливають на вхідний імпеданс антени, так при діелектричних проникностях 2,5 основи та 2,5 покриття вхідний імпеданс антени в межах від 25 до 75 Ом має перекриття L/λ в межах від 0,17 до 1, тоді як при діелектричній проникності основи 4, та діелектричної проникності покриття 2,5 - в межах від 0,1 до 1.

3.5 Дослідження діаграми направленості антени

Вираз, що описує діаграму направленості мікросміжкового вібратора має вид, наведений в (2.11).

Побудова графіка залежності ДН антени вимагає виконання наступних операцій:

1. Змінювати значення θ в межах від 0 до 360° із заданий кроком h .
2. Задати значення φ .
3. Підставити значення кутів в (2.11) та отримати значення амплітуди.
4. Побудувати точку на графіку залежності.

Оскільки струм, що протікає в вібраторі визначається кусочно-

лінійною функцією, то (2.11) можливо перетворити до виду:

$$E_{\theta} = B \cos \theta \cdot \cos \varphi [\cos \varphi \cdot g_0(\theta) + i g_1(\theta)] \cdot \sum_{i=1}^N I_i \cdot \int_{-L}^L e^{-ikx_0} \sin \theta \cdot \cos \varphi dx_0$$

$$E_{\varphi} = i B \cos \theta \cdot \sin \varphi \cdot g_1(\theta) \cdot \sum_{i=1}^N I_i \cdot \int_{-L}^L e^{-ikx_0} \sin \theta \cdot \cos \varphi dx_0$$

Для площини Е необхідно підставити значення $\varphi = 0$, тоді, як для площини Н $\varphi = \frac{\pi}{2}$.

Враховуючи вищенаведене, отримуємо:

- площина Е

$$E_{\theta} = B \cos \theta [g_0(\theta) + i g_1(\theta)] \cdot \sum_{i=1}^N I_i \cdot \int_{-L}^L e^{-ikx_0} \sin \theta dx_0$$

$$E_{\varphi} = 0$$

- площина Н:

$$E_{\theta} = 0$$

$$E_{\varphi} = i B \cos \theta \cdot g_1(\theta) \cdot \sum_{i=1}^N I_i$$

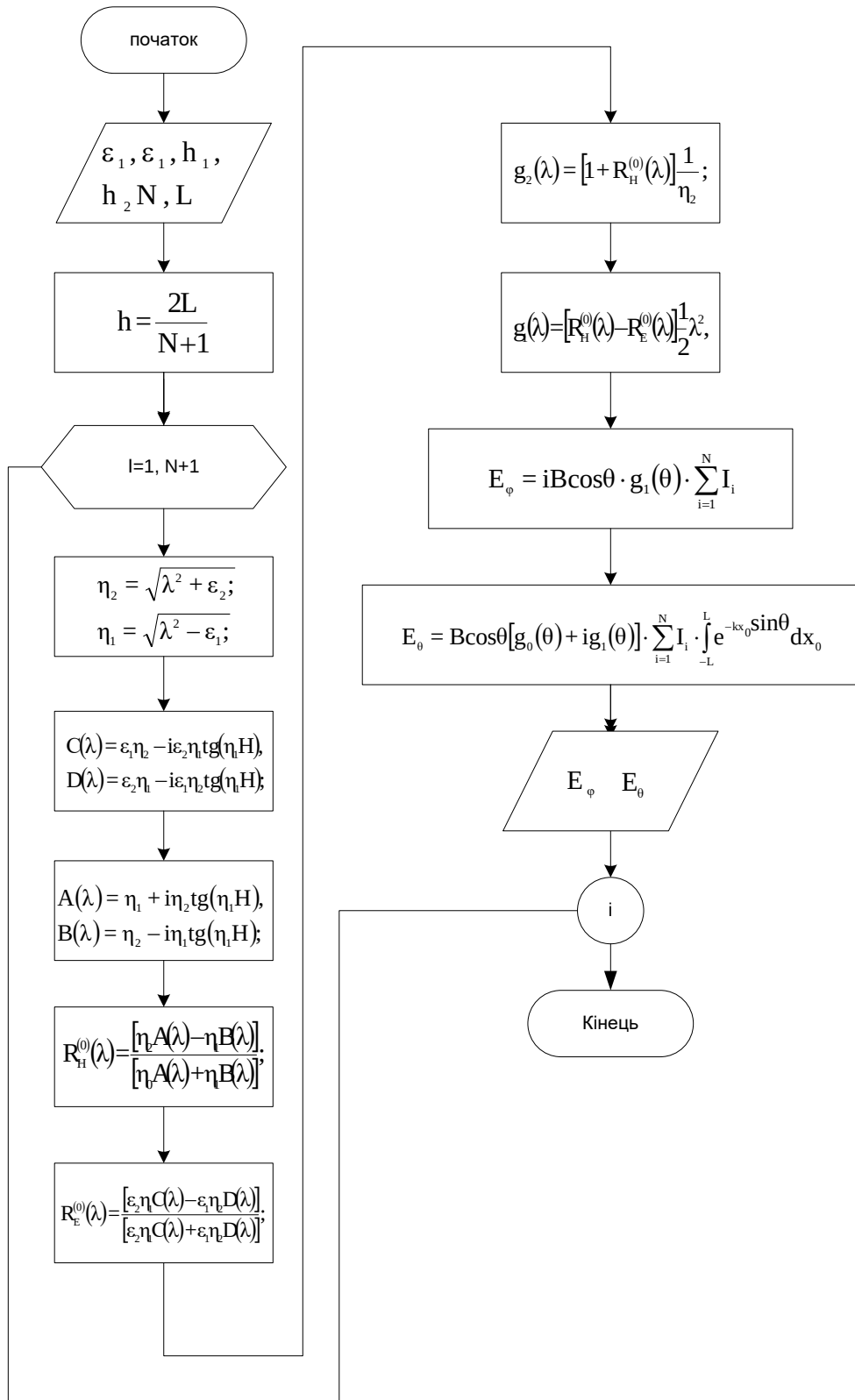


Рисунок 3.10 – Алгоритм розрахунку ДН

На рисунках 3.11 та 3.12 показано діаграму направленості двошарової мікросмужкової антени з параметрами: $\lambda = 0,125 \text{ м}$, $L = \frac{\lambda}{2}$, $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 2,5$, товщина основи $0,05\lambda$.

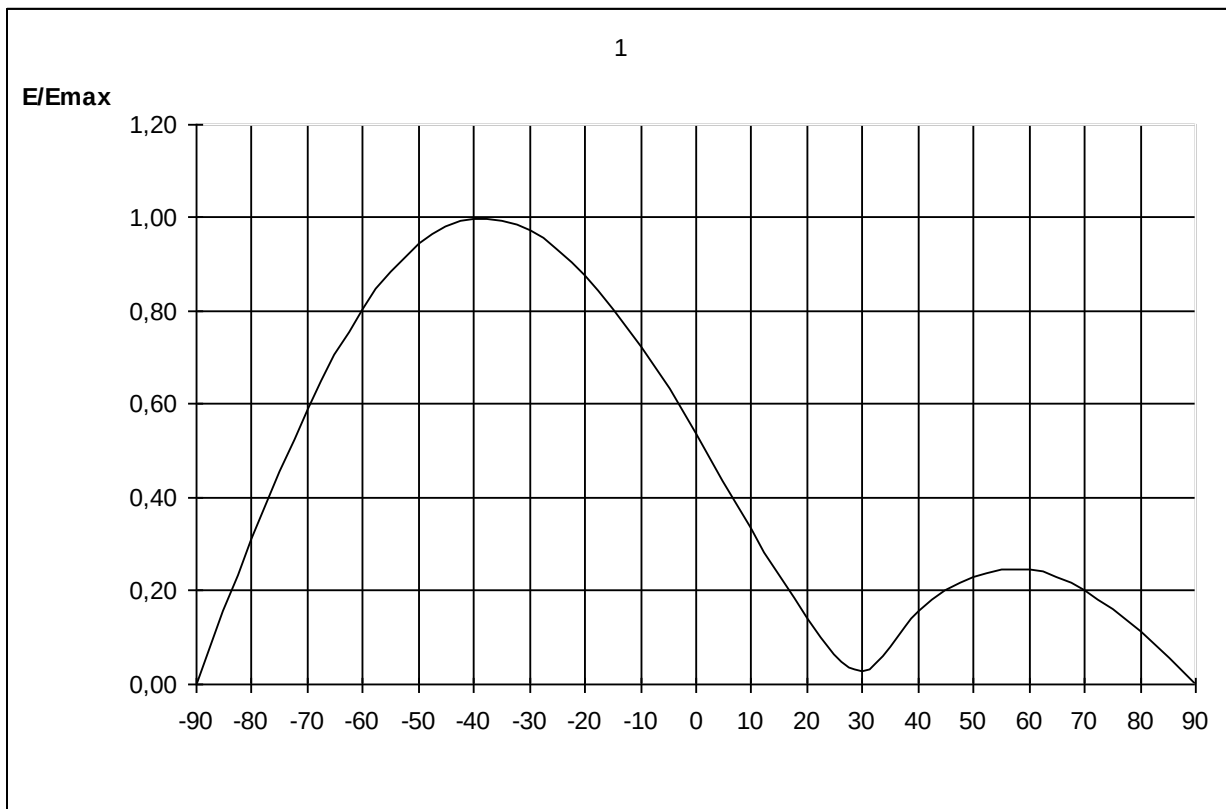


Рисунок 3.11 – ДН двошарової антени

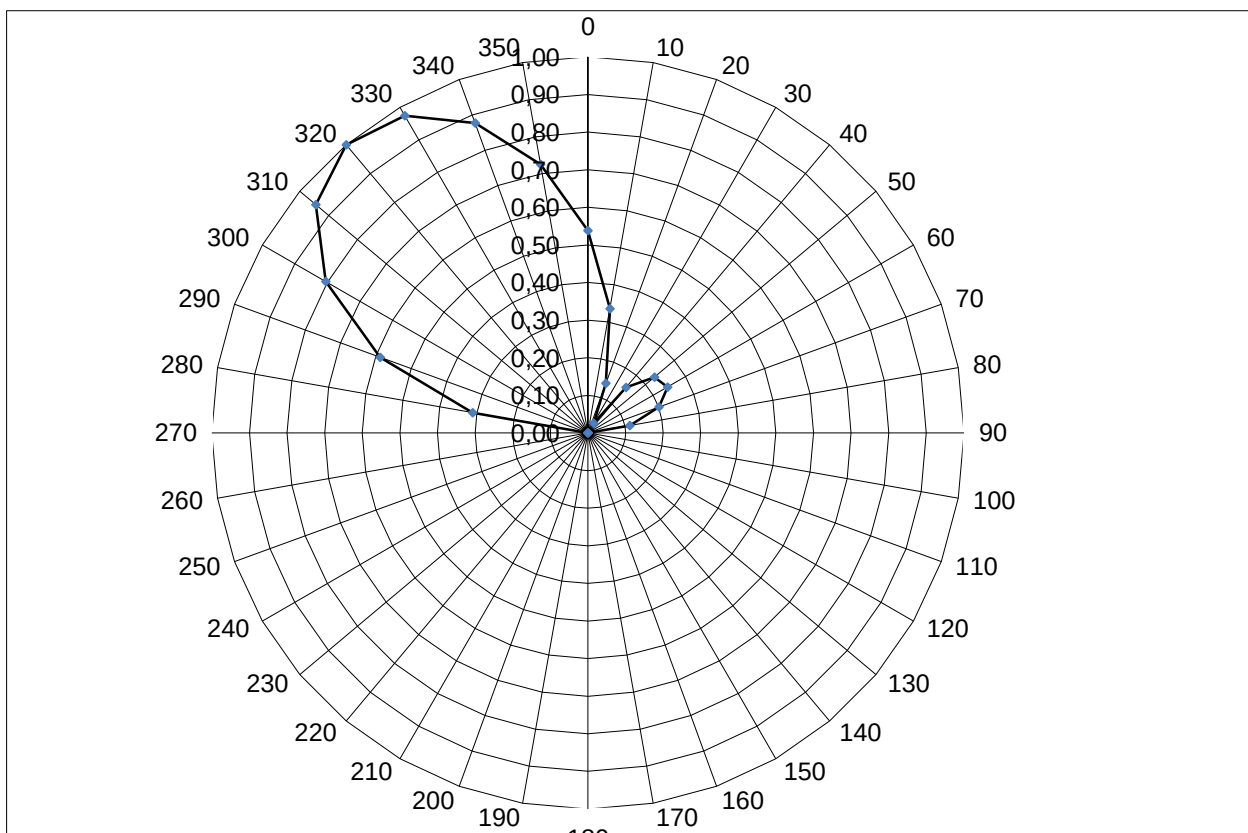


Рисунок 3.11-ДН двошарової антени

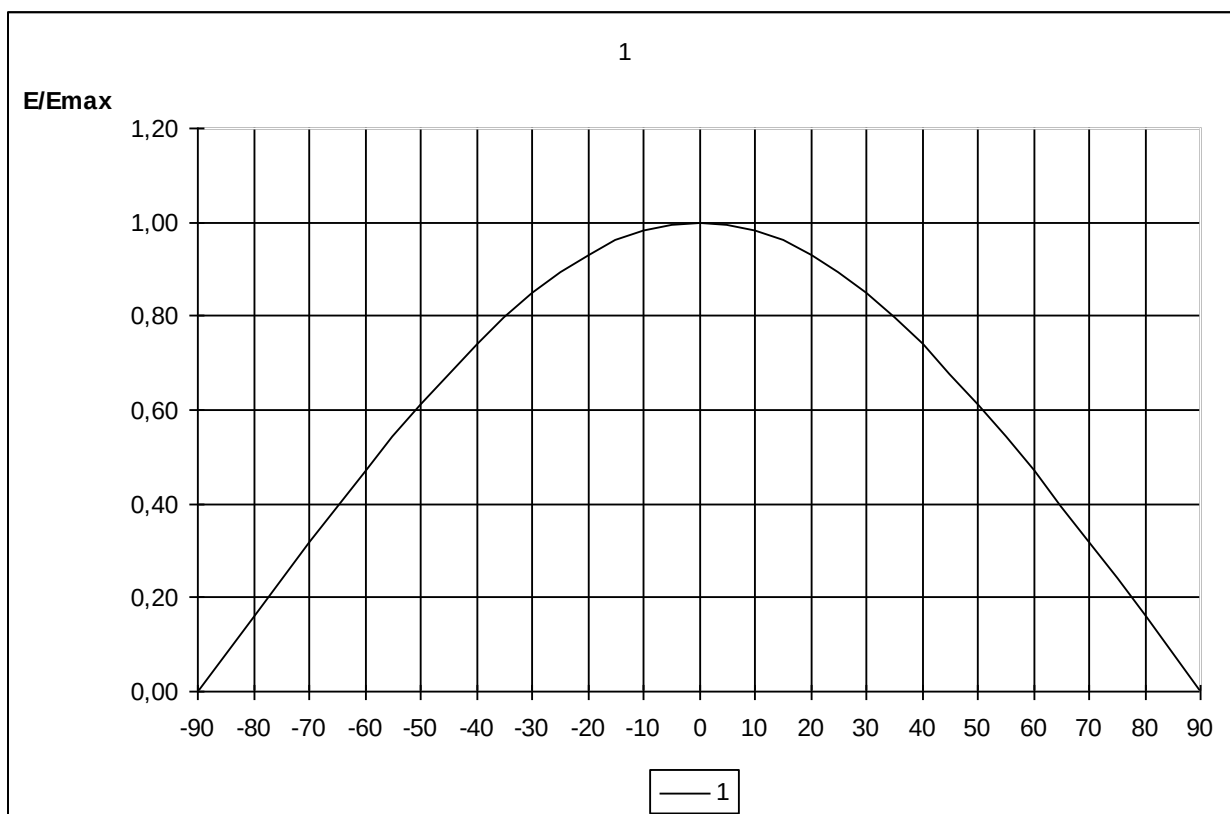


Рисунок 3.12 - ДН двошарової антени в площині Н

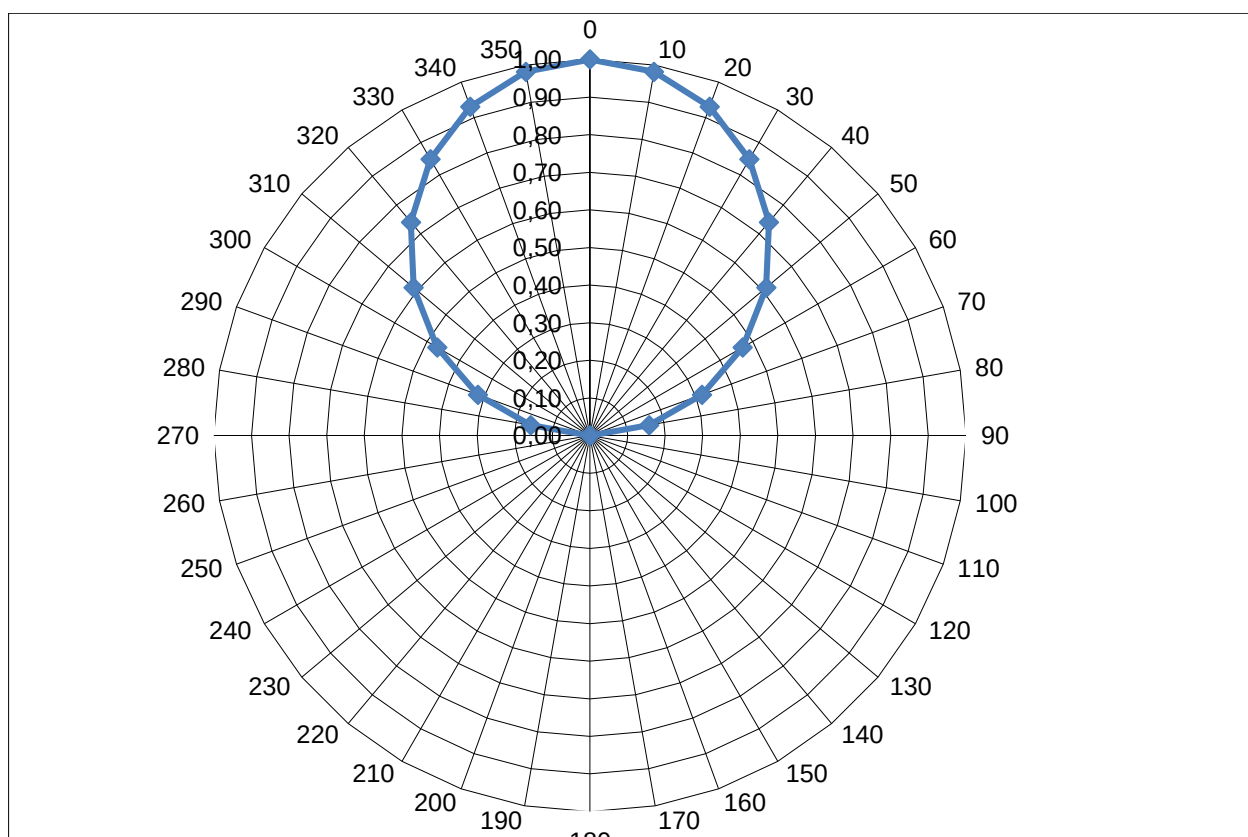


Рисунок 3.12 - ДН двошарової антени в площині Н

Рисунок 3.11 містить ДН в Е площині, а 3.12 – в Н.

Порівняння результатів, наведених на рисунку 3.11 та 3.12, з відомими

[10] показує, що залежності носять однаковий характер, тобто можливо зробити висновок, що програмна модель є вірною.

Дослідимо вплив параметрів пластин на ДН. Графіки залежності наведено на рисунку 3.13 та 3.14.

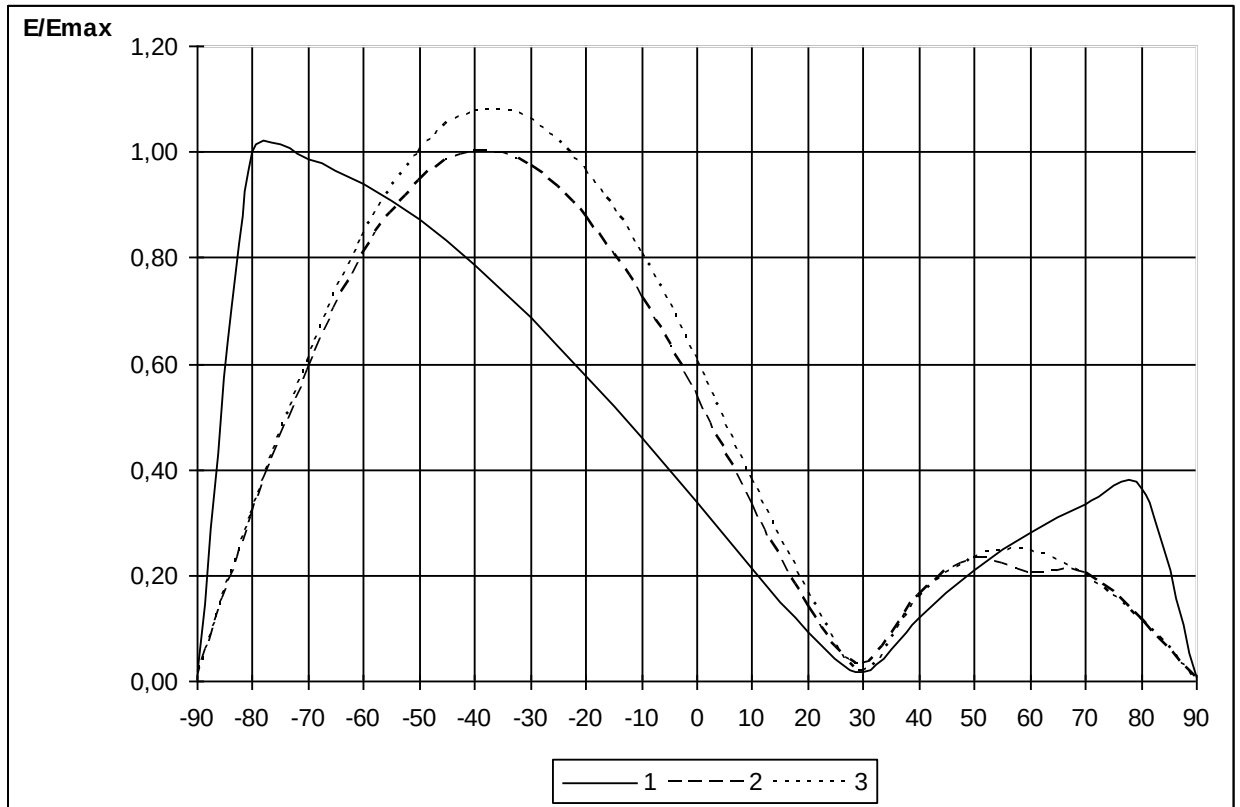


Рисунок 3.13 - ДН двох шарів антени в площині E

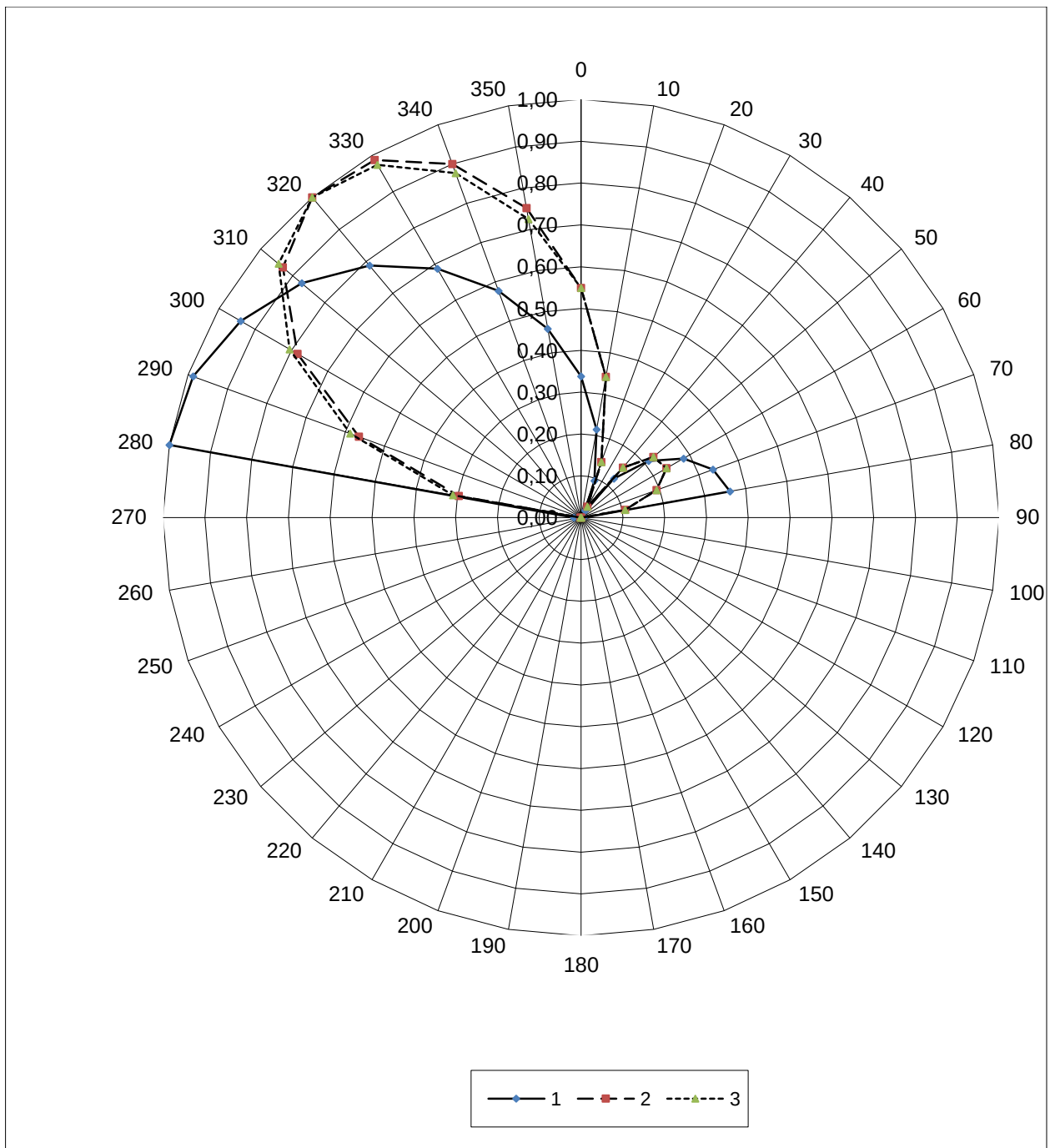


Рисунок 3.13 - ДН двошарової антени в площині Е

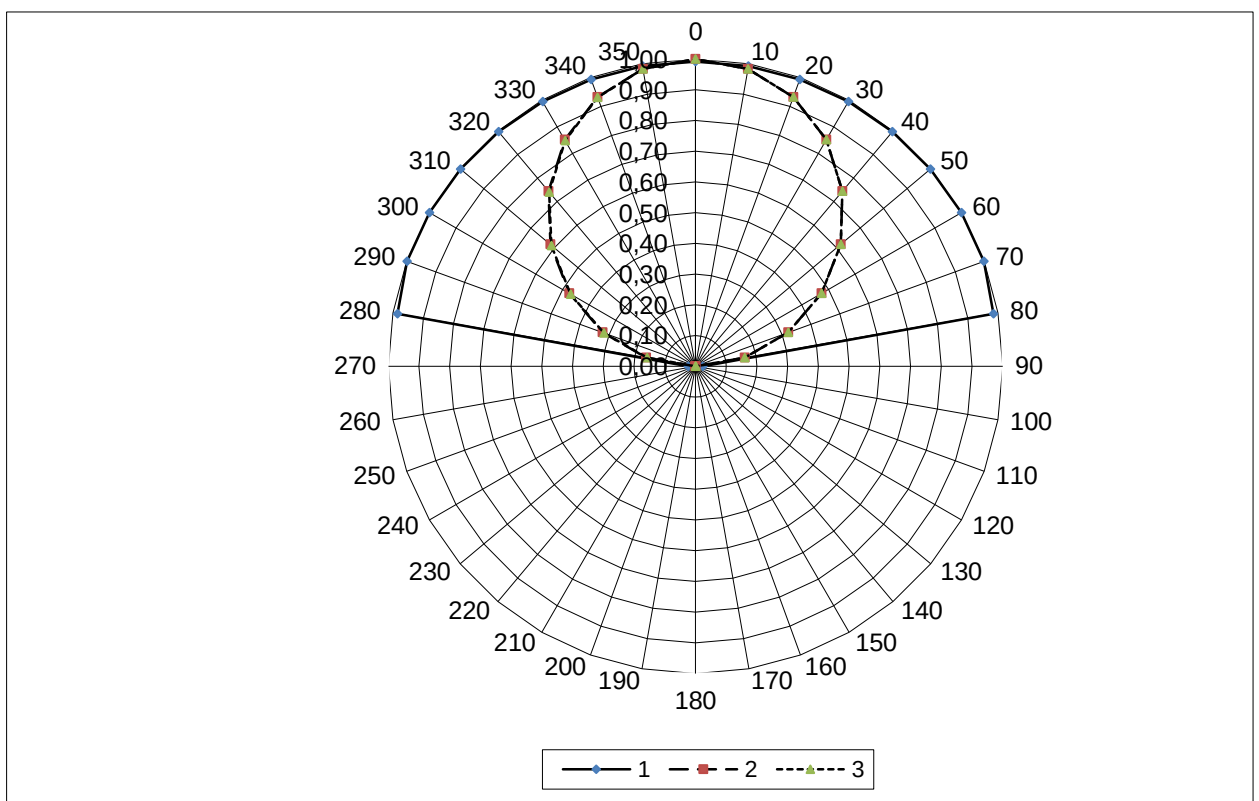
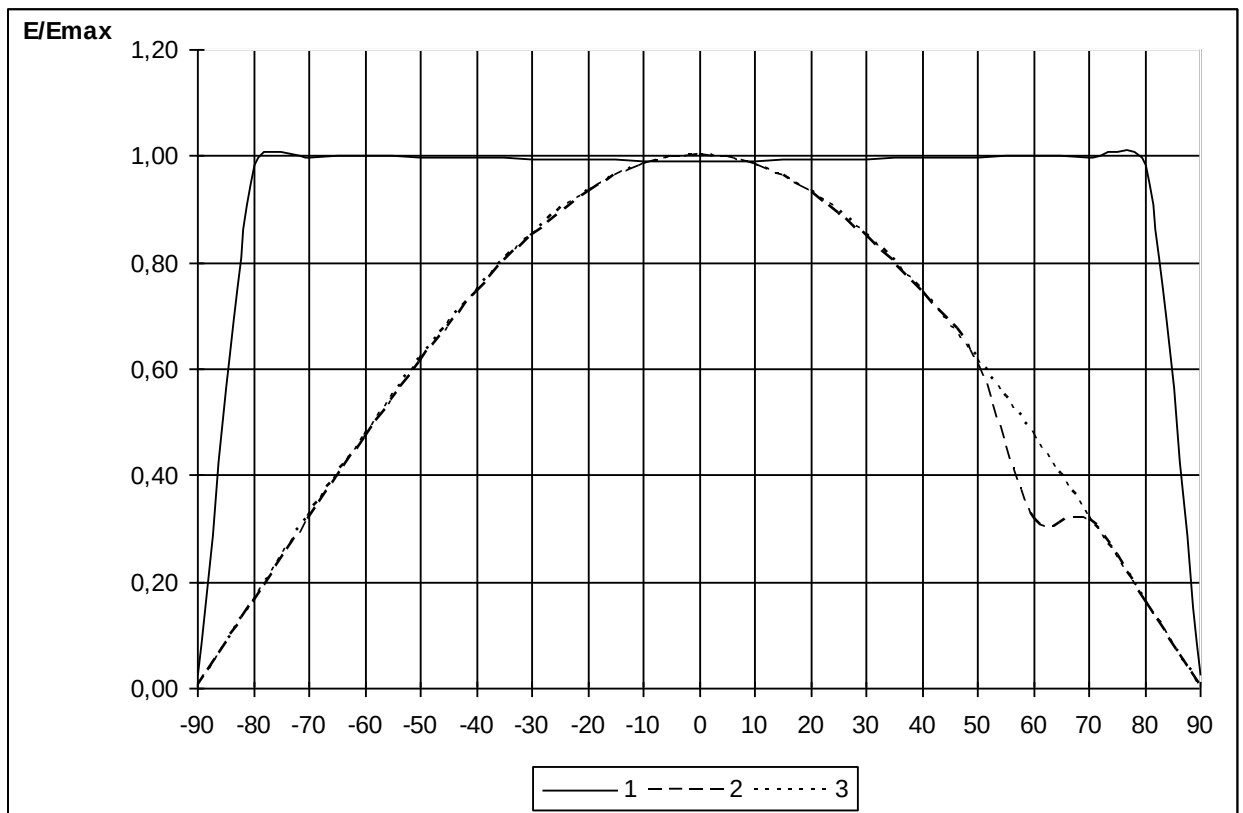


Рисунок 3.14 - ДН двошарової антени в площині Н

На рисунках 3.13 та 3.14 приведено ДН в Е та Н площинах відповідно.

Розглянуто три випадки:

- 1- основа має діелектричну проникність $\epsilon = 2,5$, а покриття $\epsilon = 1$.

2- Параметри основи $\varepsilon = 2,5$, покриття $\varepsilon = 2,5$;

3- Параметри основи $\varepsilon = 2,5$, а покриття $\varepsilon = 7,5$

Аналіз ДН, наведених на рисунку 3.13 показує, що наявність покриття призводить до невеликого зміщення положення головного пелюстка та зменшення рівня бокового пелюстка. Збільшення діелектричної проникності покриття призводить до зменшення рівня бокового пелюстка.

Аналіз ДН, наведеної на рисунку 3.14 показує, що наявність покриття призводить до зменшення ширини головного пелюстка.

Дослідимо вплив довжини вібратора відносно довжини хвилі. розглянемо два випадки довжина вібратора рівна $L = \frac{\lambda}{2}$ та $L = \frac{\lambda}{20}$. При однакових значеннях всіх інших параметрів: діелектрична проникність основи $\varepsilon = 2,5$, покриття $\varepsilon = 7,5$, товщина основи $H = \frac{\lambda}{2}$. Результати наведено на рисунках 3.15 та 3.16 відповідно для площини Е та Н. На графіках позначено 1 для випадку $L = \frac{\lambda}{2}$ і 2 - $L = \frac{\lambda}{20}$.

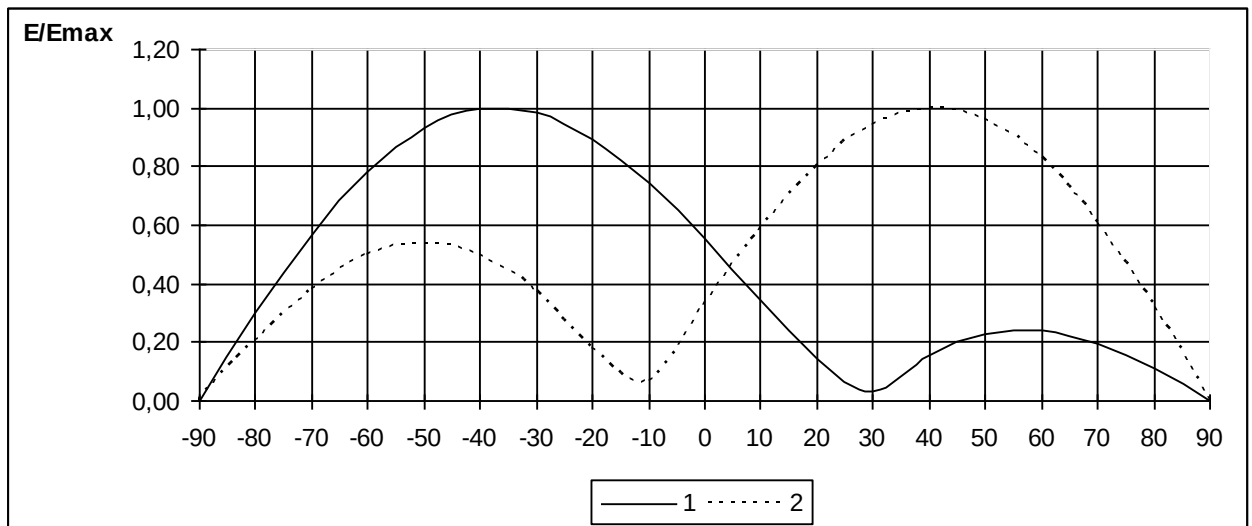


Рисунок 3.15 ДН двошарової антени в площині Е

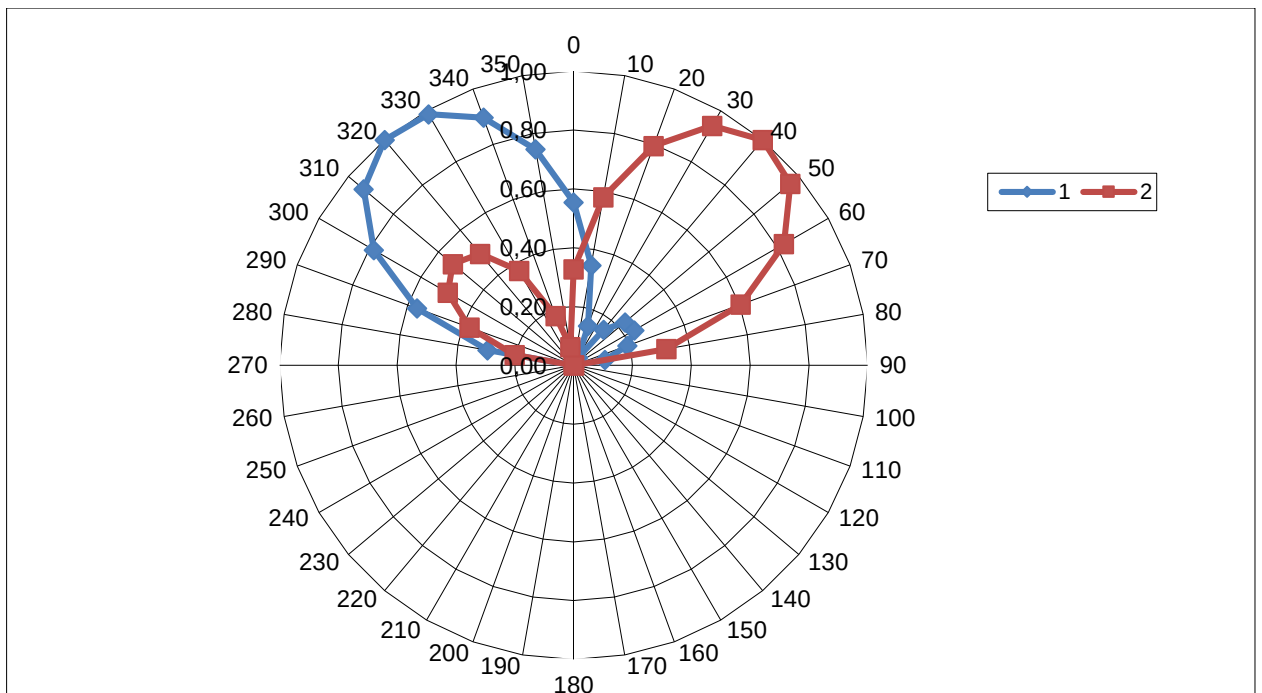


Рисунок 3.15 - ДН двошарової антени в площині Е

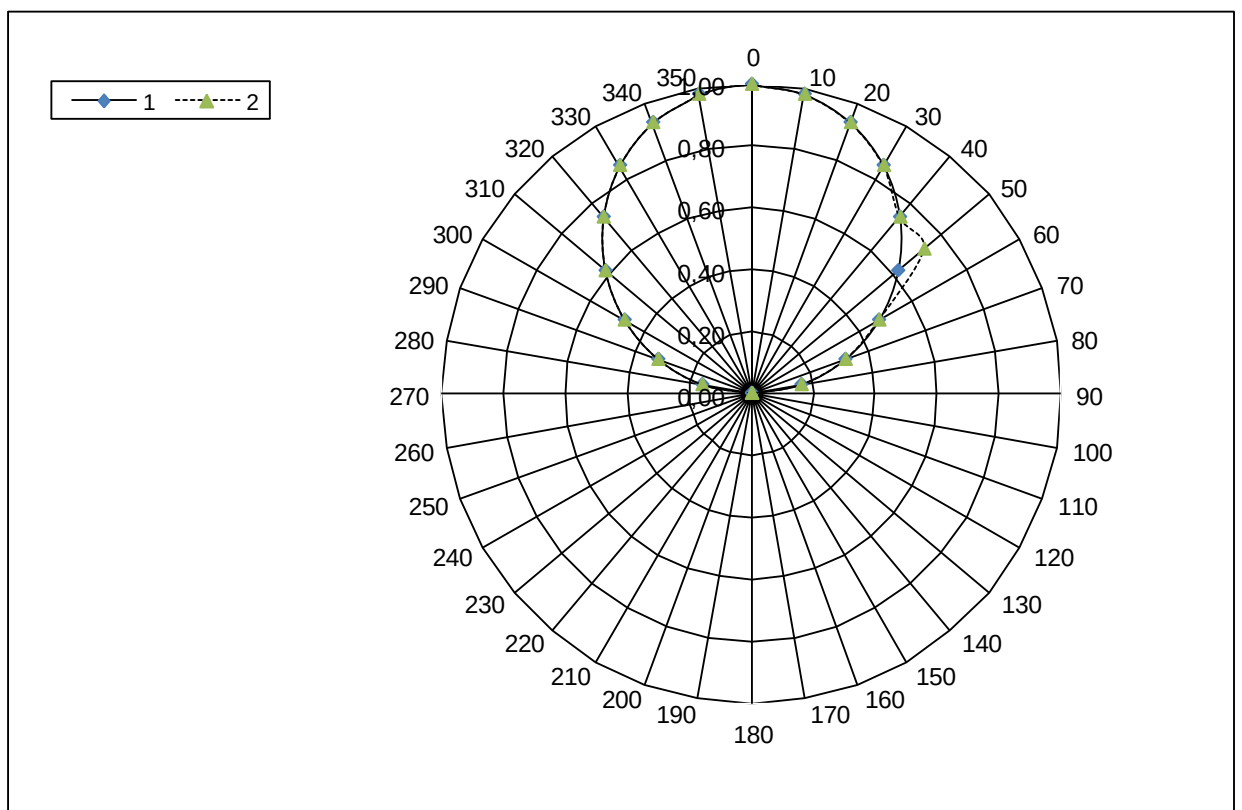


Рисунок 3.16- ДН двошарової антени в площині Н

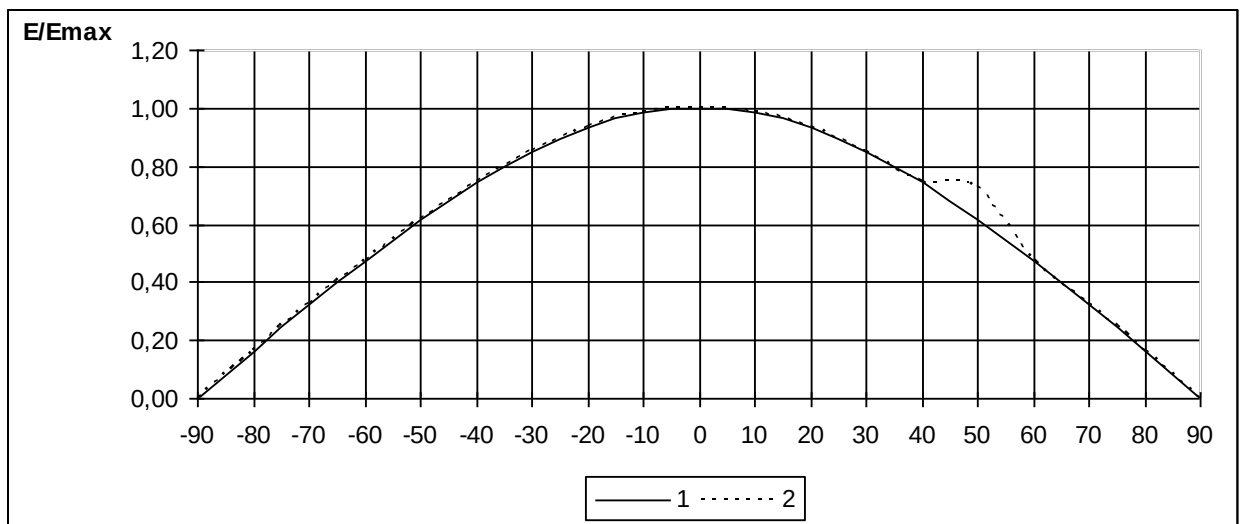


Рисунок 3.16- ДН двошарової антени в площині Н

Аналіз графіків, наведених на рисунках 3.15 та 3.16 показує, що із збільшенням співвідношення довжини вібратора до довжини хвилі відбувається збільшення бокового пелюстка та зменшення головного.

3.6 Дослідження впливу екрану

Дослідимо вплив екрану на характеристики МСА. Випадок наявності екрану (рисунок 1.5) та вирази для елементів тензора Гріна (1.21), (1.22) та загальний вираз (1.11).

Для розробки алгоритму розрахунків необхідно детально вивести формули для складових функції Гріна.

На практиці використовують наступну конфігурацію МСА: екран, в більшості випадків металевий, діелектрична основа на якій розміщений елементи антени зверху розміщується діелектричне покриття. Таким чином антена матиме вид, наведений на рисунку 3.17.

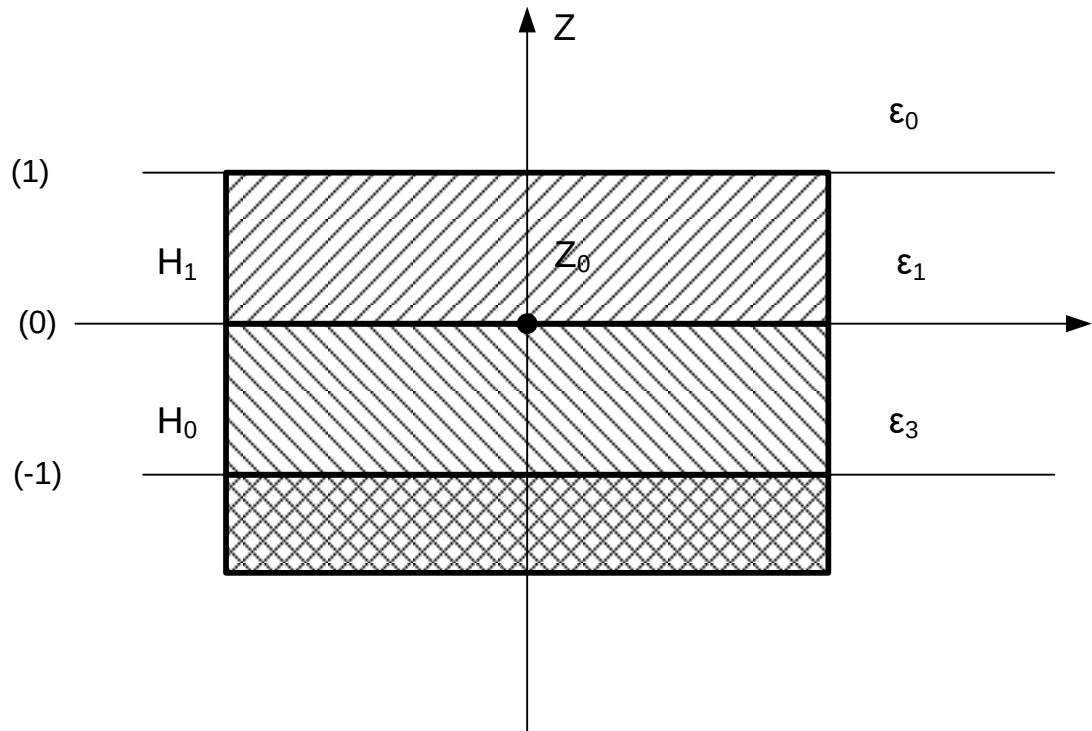


Рисунок 3.17 – Структура двохарової антени із екраном

Для конфігурації антени, наведеної на рисунку 3.17, вирази (1.21), (1.22) матимуть наступний вигляд:

1. імпеданс екрану Z_s , перерахований для перетину $z=0$, буде мати наступний вигляд:

$$Z_{-1}^H = i \frac{\omega \mu_0}{\eta_3} \frac{\frac{Z_s \omega \mu_0}{\eta_3} - \left(\frac{\omega \mu_0}{\eta_3} \right) \operatorname{tg}(\eta_3 H_0)}{\frac{\omega \mu_0}{\eta_3} + \left(\frac{Z_s \omega \mu_0}{\eta_3} \right) \operatorname{tg}(\eta_3 H_0)}$$

$$Z_{-1}^E = -i \frac{\eta_3}{\omega \varepsilon_3} \frac{\frac{\eta_3}{\varepsilon_3 \omega Z_s} + \left(\frac{\eta_3}{\omega \varepsilon_3} \right) \operatorname{tg}(\eta_3 H_0)}{\frac{\eta_3}{\varepsilon_3 \omega} - \left(\frac{\eta_3}{\omega \varepsilon_3 Z_s} \right) \operatorname{tg}(\eta_3 H_0)}$$

$$\text{де } \eta_3 = \sqrt{\lambda^2 - k_3^2}$$

$$k_3 = \omega \sqrt{\mu_0 \cdot \varepsilon_3}$$

1. імпеданс екрану Z_s , перерахований для перетину $z=H_1$, буде мати наступний вигляд:

$$Z_0^H = i \frac{\omega \mu_0}{\eta_1} \frac{\left(Z_{-1}^H - \frac{i \omega \mu_0}{\eta_1} \right) \operatorname{tg}(\eta_1 H_1)}{\frac{\omega \mu_0}{\eta_1} - i Z_{-1}^H \operatorname{tg}(\eta_1 H_1)}$$

$$Z_0^E = -i \frac{\eta_1}{\omega \varepsilon_1} \frac{\frac{-Z_{-1}^E \eta_3}{\varepsilon_3 \omega} + \left(\frac{i \eta_1}{\omega \varepsilon_1} \right) \operatorname{tg}(\eta_1 H_1)}{\frac{\eta_1}{\varepsilon_1 \omega} - \left(\frac{-Z_{-1}^E \eta_3}{\omega \varepsilon_3} \right) \operatorname{tg}(\eta_1 H_1)}$$

Коефіцієнти $R_H^{(0)}$ та $R_E^{(0)}$ матимуть наступний вигляд:

$$R_H^{(0)} = \frac{Z_0^H - \frac{\omega \mu_0}{\eta_2}}{Z_0^H + \frac{\omega \mu_0}{\eta_2}};$$

$$R_E^{(0)} = \frac{Z_0^H - \frac{i \eta_2}{\omega \varepsilon_2}}{Z_0^H - \frac{i \eta_2}{\omega \varepsilon_2}}.$$

Розрахуємо коефіцієнти відбиття на границі розділу між1 антеною та середовищем $z=H_1$.

$$Z_1^E = -W_0^E$$

$$Z_1^H = -W_0^H$$

$$W_0^H = -i \frac{\omega \mu_0}{\eta_0}$$

$$W_0^E = i \frac{\eta_0}{\omega \varepsilon_0}$$

$$R_H^{(1)} = \frac{Z_1^H - \frac{\omega \mu_0}{\eta_1}}{Z_1^H + \frac{\omega \mu_0}{\eta_1}};$$

$$R_E^{(1)} = \frac{Z_0^H - \frac{i \eta_1}{\omega \varepsilon_1}}{Z_0^H - \frac{i \eta_1}{\omega \varepsilon_1}}.$$

Отримані коефіцієнти підставимо у вираз для знаходження тензора

Гріна та отримаємо:

$$G_0(\rho) = \frac{e^{-ik_2\rho}}{\rho} \int_0^{\infty} f_G(\lambda) J_0(\lambda\rho) d\lambda$$

$$\left. \frac{dg}{dz} \right|_{z=0} = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_2 + \varepsilon_1} G_0(\rho) + \int_0^{\infty} f_g(\lambda) J_0(\lambda\rho) d\lambda$$

$$f_G = R_H^{(0)} \frac{1 + R_H^{(1)} e^{-2\eta_2 H_2}}{1 - R_H^{(1)} R_H^{(0)} e^{-2\eta_2 H_2}} + \frac{R_H^{(1)} (1 + R_H^{(0)}) e^{-2\eta_2 H_2}}{1 - R_H^{(1)} R_H^{(0)} e^{-2\eta_2 H_2}}$$

$$f_g = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_2 + \varepsilon_1} \frac{1 + R_H^{(0)} + R_H^{(1)} (1 + R_H^{(0)}) e^{-2\eta_2 H_2}}{1 - R_H^{(1)} R_H^{(0)} e^{-2\eta_2 H_2}} \frac{\lambda}{\eta_2} - \frac{\eta_2}{\lambda} \frac{R_H^{(0)} - R_H^{(1)} (1 + R_H^{(0)}) e^{-2\eta_2 H_2}}{1 - R_H^{(1)} R_H^{(0)} e^{-2\eta_2 H_2}} +$$

$$+ \frac{\eta_2}{\lambda} \frac{R_E^{(0)} - R_E^{(1)} (1 - R_E^{(0)}) e^{-2\eta_2 H_2}}{1 - R_E^{(1)} R_E^{(0)} e^{-2\eta_2 H_2}}$$

Алгоритм розрахунку аналогічний наведеному на рисунку 3.1. відмінність полягає у виразах, для знаходження коефіцієнтів.

Програма розрахунку наведена в додатку 2

Дослідимо вплив екрану на розподіл струму в вібраторі. Задамо значення товщини шару основи $0,05 \lambda$, товщину покриття $0,05 \lambda$. Матеріал покриття та основи полікор. Довжина вібратора $0,5 \lambda$.

Графіки розподілу дійсної та уявної частини струму вібратора наведена на рисунку 3.18 та 3.19.

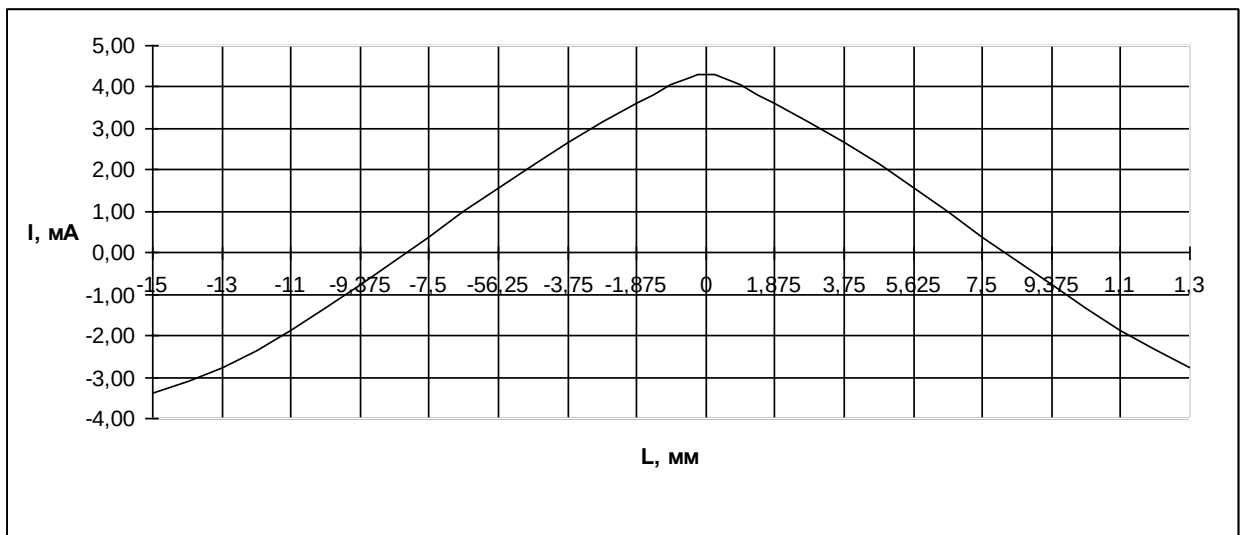


Рисунок 3.18 - Графік розподілу дійсної частини струму вібратора

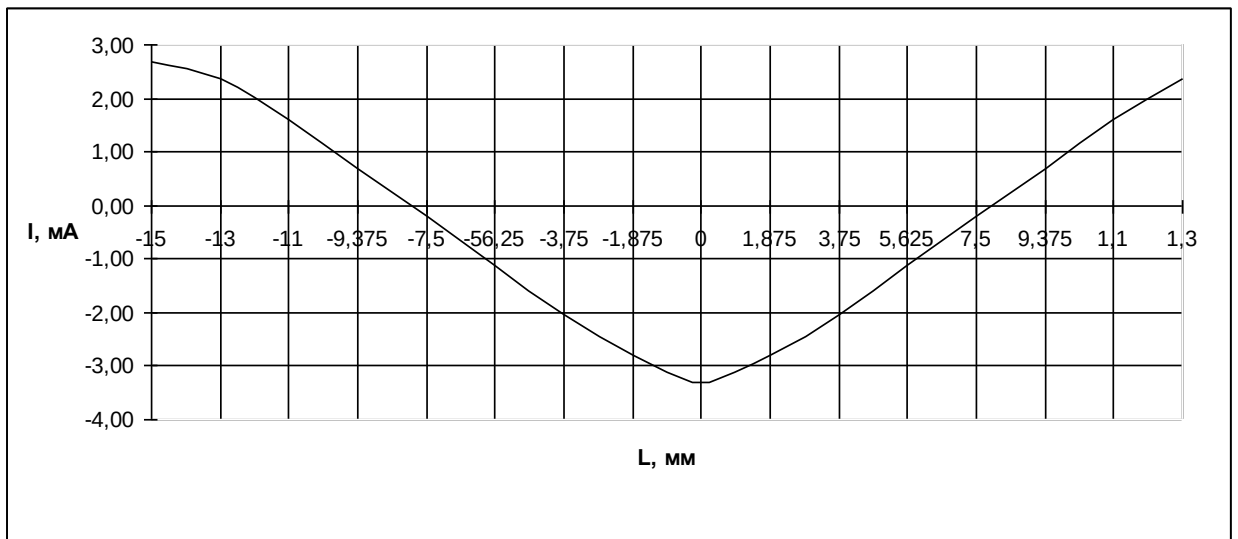


Рисунок 3.19 - Графіки розподілу уявної частини струму вібратора

Аналіз графіків, наведених на рисунках 3.18 та 3.19 показує, що виконується наступна залежність: максимальне значення струму на вході вібратора, тобто в точці з координатами 0 та спадання до нуля на краях вібратора.

Дослідимо залежність вхідного опору антени від співвідношення плеча вібратора до довжини хвилі. Для параметрів $H_1 = 0,03\lambda$, $H_2 = 0,03\lambda$, $Z_s = 90$ Ом, $d = 0,01\lambda$, $b = 0,01\lambda$ будемо змінювати значення довжини плеча та визначати значення опору. Графік залежності вхідного опору від довжини плеча наведено на рисунках 3.20 та 3.21. На рисунку 3.20 наведено залежність дійсної частини, а 3.21 – уявної.

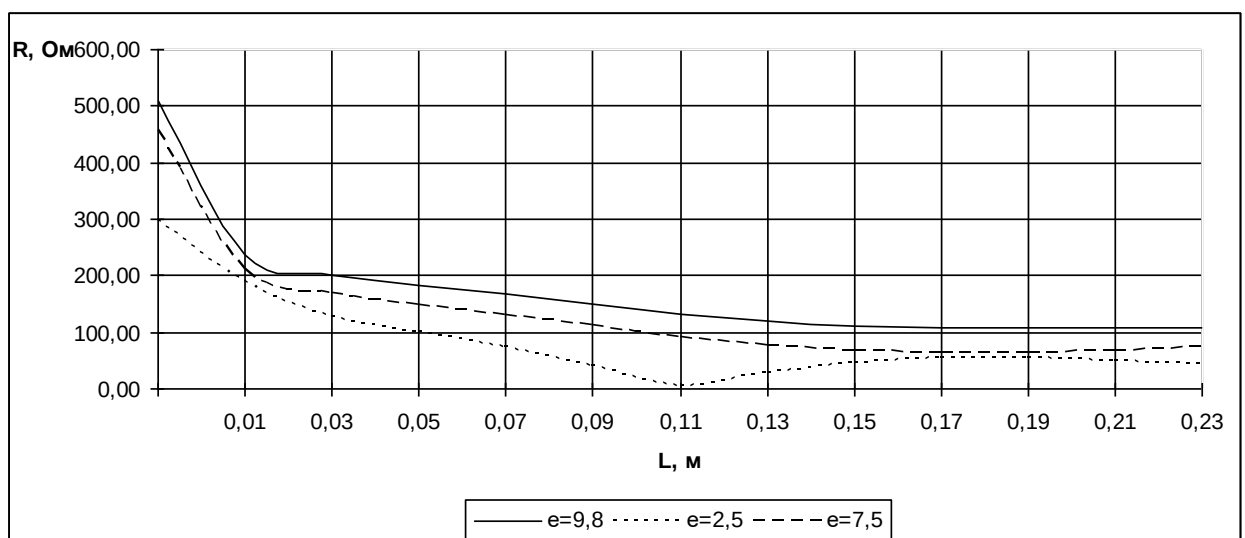


Рисунок 3.20 - Графік залежності дійсної частини вхідного опору від довжини плеча

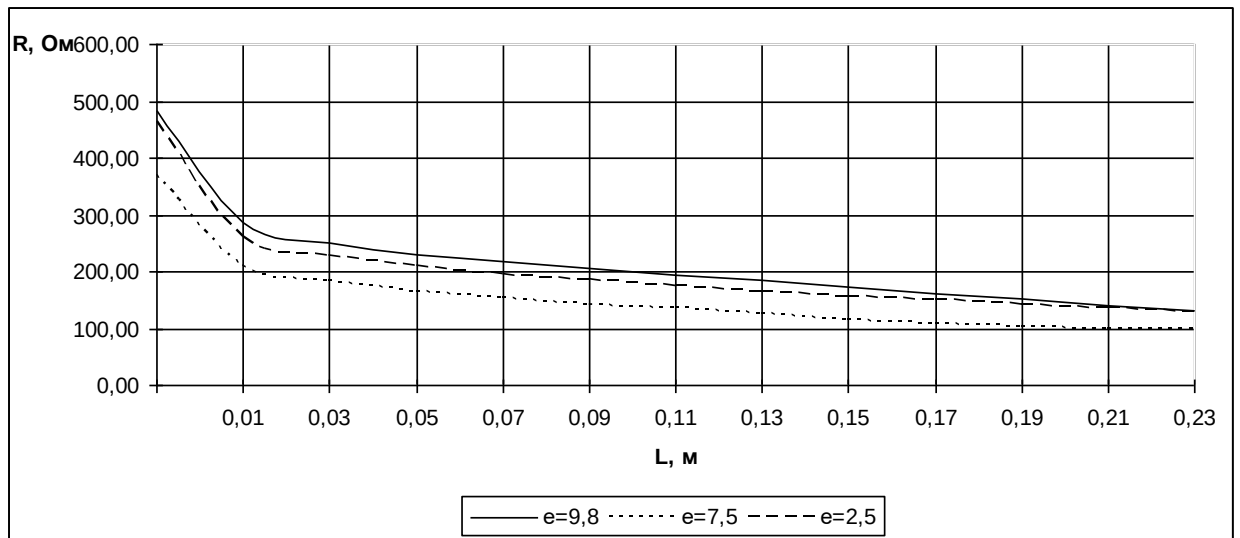


Рисунок 3.21- Графік залежності уявної частини вхідного опору від довжини плеча

Аналіз графіків 3.20 та 3.21 показує, що як і у випадку антени без екрану збільшення діелектричної проникності основи та покриття призводить до зменшення необхідної довжини вібратора, для забезпечення узгодженого режиму роботи фідера та антени.

Розрахуємо діаграму направленості при тих же параметрах для випадку коли два діелектрика мають діелектричну проникність $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 9,8$

Довжина плеча $L/\lambda = 0,05$ Графіки залежності наведено на рисунку 3.22.

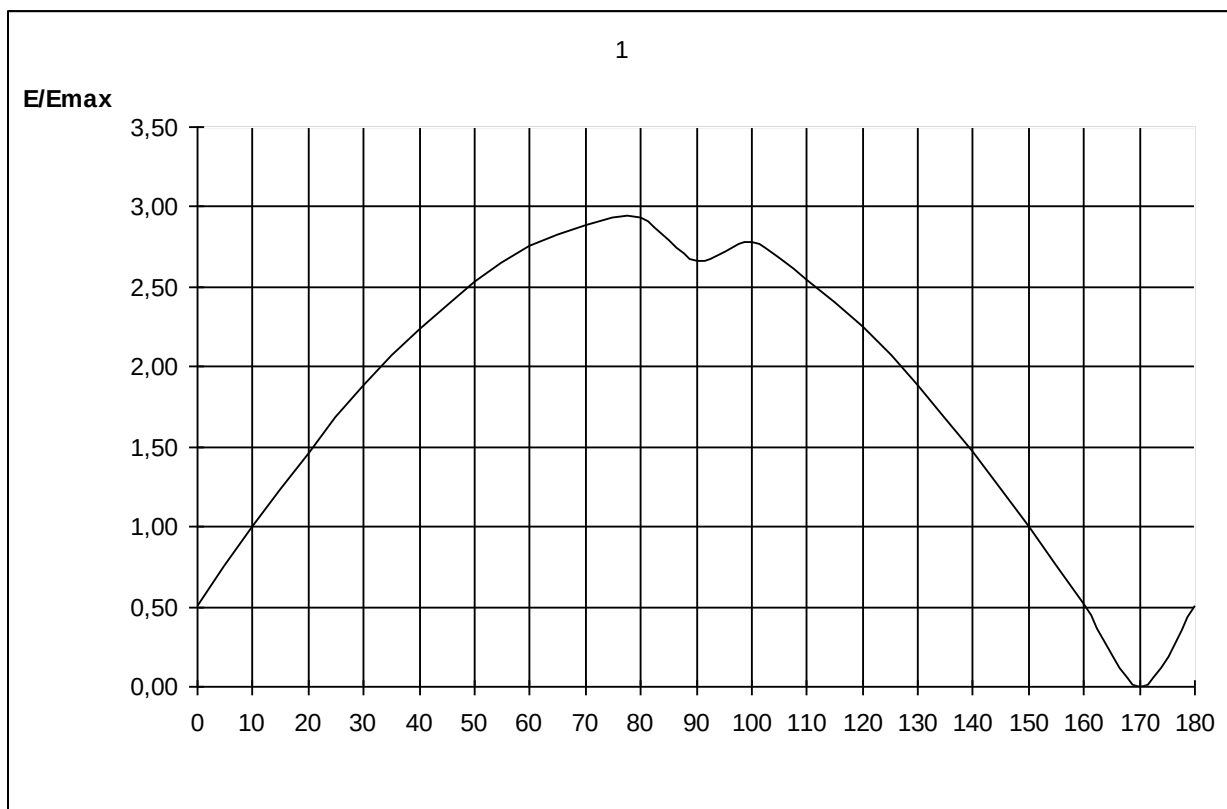


Рисунок 3.22 ДН в декартовій системі координат

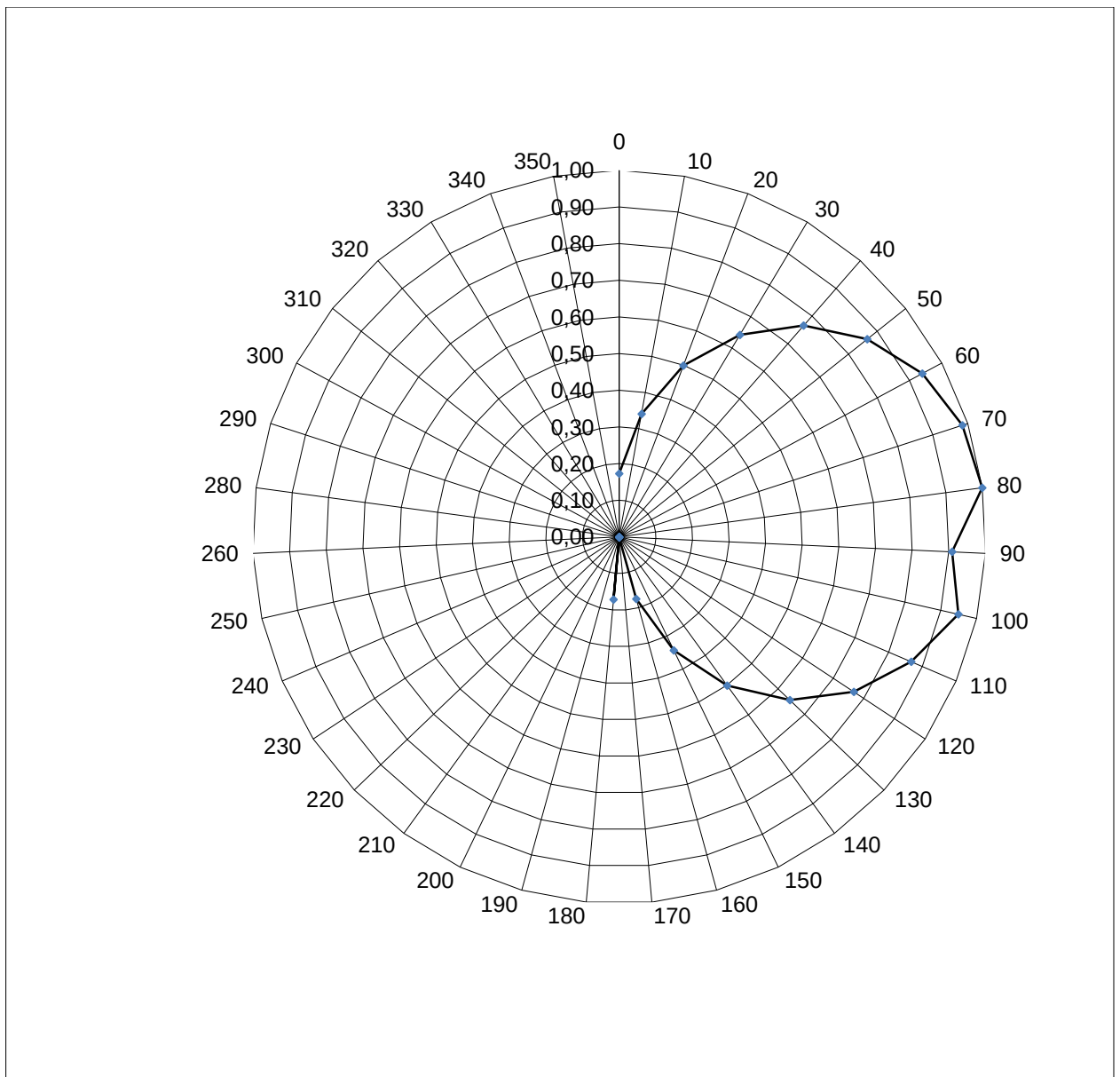


Рисунок 3.22 – ДН в полярній системі координат

Висновки: в розділі проведено програмне моделювання мікросмужкового вібратора, який розміщено в багат шаровому середовищі. Порівняння отриманих результатів з відомими показує, що математична модель є вірною. Деякі розходження можуть бути пояснені наступними причинами:

- малою кількістю точок розбиття довжини вібратора при розрахунку розподілу струму. Принципово розроблена програмна модель забезпечує можливість завдання будь-якого значення кількості інтервалів розбиття (задається числовим параметром), однак виникає проблема часу розрахунків, тобто при використанні більш потужних ЕОМ можливе отримання біль-

шої точності при незмінній програмній моделі.

- При розрахунку діаграми направленості відбувається заміна інтегрування на суму, це призводить до певної похибки.

Аналіз отриманих графіків показує, що використання багатошарових мікросмужкових антен дозволяє зменшити габаритні розміри вібраторів. Так при відсутності діелектричних пластин використовують вібратори довжиною в 0,5 довжини хвилі та більші, тоді як при наявності покриття та основи дозволить зменшити це співвідношення до 0,15-0,09 та менші в залежності від параметрів діелектриків.

ВИСНОВКИ

В магістерській роботі було виконано дослідження параметрів мікросмужкового вібратора, розміщеного в багатошаровому середовищі.

Використання багатошарового середовища дозволить поліпшити параметри антени. Однак перешкодою на шляху використання багатошарових мікросмужкових антен є слабкий розвиток методик розрахунків, складність математичного апарату та погана дослідженість параметрів таких антен. Тому розробка теоретичних методів розрахунку є доцільною та актуальною.

Виконано розробку математичної моделі розрахунку розподілу струму у вібраторі. В отриманій моделі розглянуто два випадки:

- вібратор розміщено між двома шарами діелектрика;
- вібратор розміщено між двома шарами діелектрика на одному з яких нанесено екран.

Отримані вирази є досить складними і не придатними для безпосереднього розрахунку. Тому застосовані чисельні методи визначення розподілу струму у вібраторі.

Проведено розробку програмної моделі та виконано дослідження основних характеристик мікросмужкового вібратора.

Результатом використання програмної моделі є побудова графіків залежності вхідного опору від довжини вібратора, діаграма направленості, розподіл струму у вібраторі.

Таким чином, мета дослідження досягнута та вирішені усі поставлені задачі. Магістерська атестаційна робота виконана в повному обсязі у відповідності до технічного завдання та у встановленні терміни.

ПЕРЕЛІК ВИКОРИСТАНИХ ЛІТЕРАТУРНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Іщенко М.Л., Коренівська О.Л., Манойлов В.Ф., Полещук І.І. Теорія круглої мікросмушкової антени. Вісник Національного технічного університету України Серія "КП" - Радіотехніка. Радіообладнання-майбутнє. - 2014. - № 59.
2. Горбачов А.П., Євдокимов Т.А., Хлопіна А.Г. Двосмугова друкована дипольна антена. Патент на винахід 24: 2432646.
3. Патент на двосмугову площинну антену US 6801168, H01Q 1/38.
4. Низькопрофільна двополяризована антена. Патент США № 6 310584.
5. James J.R., Hall P.S. Handbook of Microstrip Antennas. Vol. 1. – London: Peter Peregrinus Ltd., 1989. – 856 p.
6. Lee K.F., Luk K.M., Lai H.W. Microstrip Patch Antennas (Second Edition). – Singapore: World Scientific Publishing Company, 2017. – 688 p..
7. Balanis, C.A. Antenna Theory: Analysis and Design (Third Edition). – Hoboken, NJ: Wiley, 2005. – 1152 p.
8. Targonski S.D., Korybko A.M., Cherednichenko A.G. Microstrip Antennas: Theories, Designs, and Applications. – New York: Nova Science Publishers, 2005. – 204 p.
9. Bhatia, K.C. Microstrip Antenna Design for Wireless Applications. – Boston: Artech House, 2008. – 250 p.
10. Кравчук, О. В. Мікросмушкові антени: теорія та практичні застосування. - Київ: Наукова думка, 2018. = 320 с.
11. Петренко, І. М. Основи теорії антен. = Львів: Видавництво Львівської політехніки, 2017. - 280 с.
12. Шевченко, А. С., Коваленко, В. П. Нові матеріали для мікросмушкових антен.— Харків: Видавництво ХНУРЕ, 2019. — 240 с.
13. Johnson, R. C., Jasik, H. Antenna Engineering Handbook. — New York: McGraw-Hill, 2018. — 1150 p.
14. Stutzman, W. L., Thiele, G. A. Antenna Theory and Design. — Hoboken: Wiley, 2012. — 848 p.

15. Григоренко, Ю. І. Моделювання антенних систем. — Дніпро: Видавництво ДНУ, 2016. — 290 с.
16. Воробей, М. О. Основи електромагнітної сумісності антен. — Чернігів: Видавництво ЧНТУ, 2018. — 260 с.
17. Маліновський, В. Ю. Антени для бездротових комунікаційних систем. - Київ: Видавництво КНУ, 2019. — 340 с.
18. H. W. Hsieh, Y. C. Lee, K. K. Tiong, and J. S. Sun, Design of a multiband antenna for mobile handset operations, *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, vol. 8, pp.200–203, 2009.
19. K. C. Lin, C. H. Lin, and Y. C. Lin, Simple printed multiband antenna with novel parasitic-element design for multistandard mobile phone applications, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 61, no. 1, pp. 488–491, 2013.
20. J. Cho, C. W. Jung, and K. Kim, Frequency-reconfigurable twoport antenna for mobile phone operating over multiple service bands, *Electron. Lett.*, vol. 45, no. 20, p.1009, 2009.
21. Y. Sung, Compact quad-band reconfigurable antenna for mobile phone applications, *Electron. Lett.*, vol. 48, no. 16, p. 977, 2012. 5. R. J. Mailloux, *Phased Array Antenna Handbook*. 2005.
22. B. Tomasic, J. Turtle, S. Liu, R. Schmier, S. Bharj, and P. Oleski, The Geodesic Dome Phased Array Antenna For Satellite Control and Communication - Subarray Design, Development and Demonstration, *IEEE Int. Symp. Phased Array Syst. Technol.*, pp. 411–416, 2003.
23. N. Seong and C. Pyo, Ka-band Satellite Active Phased Array Multi-beam Antenna, *Vehicular Technology Conference*, vol.5, Vol.5, pp. 2807–2810, 2004.
24. N. H. Noordin, N. Haridas, A. O. El-Rayis, A. T. Erdogan, and T. Arslan, “Antenna array with wide angle scanning properties,” *Proc. 6th Eur. Conf. Antennas Propagation, EuCAP 2012*, pp. 1636–1640, 2012.