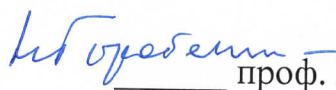


МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Харківський національний університет
імені В.Н. Каразіна
Факультет радіофізики, біомедичної електроніки і комп'ютерних систем
Кафедра прикладної електродинаміки

«Затверджую»

Завідувач кафедри
прикладної електродинаміки

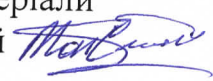
 проф. Горобець М.М.
«___» _____ 2024 р.

Кваліфікаційна робота магістра

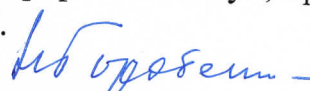
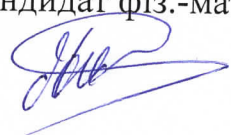
на тему: «ПОЛЯ В БЛИЖНІЙ ЗОНІ АНТЕН З ПРЯМОКУТНИМ
РОЗКРИВОМ»

Виконав: студент 2 курсу магістратури,
групи РР-67

Спеціальності 105 – прикладна фізика
та наноматеріали

С.В. Топчій 

Керівник: доктор фіз.-мат. наук, професор
Горобець М.М.


Рецензент: кандидат фіз.-мат. наук, доцент
А.М. Цимбал 

Харків – 2024 рік

Анотація

Кваліфікаційна робота бакалавра має 43 сторінок рукописного тексту, 10 рисунків та 48 джерела використаної літератури.

На основі метода потенціалів Герца отримані у замкнутій формі формули для розрахунку всіх компонент електромагнітного поля випромінювання апертурних антен із заданим розподілом джерел полів в декартовій системі координат. Розроблені алгоритм та програма розрахунку амплітудних та фазових характеристик випромінювання на довільній відстані від антени до точки спостереження у ближній, проміжній та дальній зонах спостереження хвильоводних та рупорних антен. Досліджено просторовий розподіл декартових компонент векторів напруженості електричного та магнітного полів у ближній та проміжній зонах спостереження прямокутних хвильоводів та рупорних випромінювачів. Визначена відстань дальньої зони для випромінювачів невеликих електричних розмірів.

Abstract

Qualifying work of bachelor consists of 43 pages of text, 10 pictures and 48 references.

On the basis of potential Hertz technique the expressions for calculation of all components of electromagnetic radiation fields of aperture antennas with given distribution of sources of field in rectangular coordinate system have been derived in closed form. The algorithm and the program for calculation of the amplitude and phase radiation characteristics on the arbitrary distance from the antenna to the point of observation in near and intermediate zones of waveguide and horn antennas have been developed. The space distribution of components of the electrical and magnetic vectors in Decart coordinate system in near and intermediate zones of rectangular waveguides and horns has been investigated. The distances of far field for radiators of small electrical sizes have been determined.

Зміст

1. ВСТУП.....	5
2. ДОСЛІДЖЕННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ПОЛІВ У БЛИЖНІЙ ЗОНІ АПЕРТУРНИХ АНТЕН (АНАЛІТИЧНИЙ ОГЛЯД)	8
2.1. Методи дослідження електромагнітних полів у ближній зоні апертурних антен	8
2.1.1. Наближені методи вирішення зовнішньої задачі теорії випромінювання	12
2.1.2. Апертурні методи.....	13
2.1.3. Методи розрахунку полів у випромінюючому розкритті	14
2.2. Методика розрахунку поляризаційної діаграми апертурних антен у ближній зоні	18
2.2.1. Результати розрахунків	21
3. ФОРМУВАННЯ РІВНОМІРНОГО РОЗПОДІЛУ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ У БЛИЖНІЙ ЗОНІ СЕКТОРІАЛЬНИХ РУПОРНИХ АНТЕН.....	24
3.1. Методика розв'язання задачі	25
3.2. Аналіз результатів розрахунків	27
ВИСНОВОК	37
Список літератури	39

1. ВСТУП

При практичному використанні електромагнітних хвиль різних частотних діапазонів для лікування захворювань людини і тварин, експериментальних дослідженнях впливу випромінювання на біологічні об'єкти, в мікрохвильових установках та ін. як випромінюючі пристрої використовуються хвилеводні та рупорні випромінювачі, зокрема мікрохвильового діапазону. Використання хвилеводів квадратної та круглої форми поперечного перетину та пірамідальних та конічних рупорів дозволяє експериментально вивчати вплив стану поляризації електромагнітного випромінювання на ефективність опромінення біологічних об'єктів [1]. У всіх цих дослідженнях і практичних додатках важливо знати локальні, але зовні антени, амплітуди полів та щільність потоку потужності у різних точках об'ємів або на різних площинах у ближній та проміжній зонах спостереження випромінювання антени. Розглянемо можливості теоретичного визначення цих показників.

Хвилеводні та рупорні антени широко застосовуються у наш час. Це пов'язано з можливістю вирішення багатьох проблем і викликало підвищення вимог, зокрема необхідність отримання точних характеристик випромінювання з відкритого кінця прямокутного хвилеводу в ближній зоні, що висуваються до точності розрахунку гостроспрямованих дзеркальних та лінзових антен, оскільки точність розрахунку подібних антенних систем значною мірою визначається точністю розрахунку випромінювача.

Рупорний випромінювач знаходить широке застосування як самостійний випромінювач або як опромінювач гостроспрямованих дзеркальних та лінзових антен, а також як елемент фазованих антенних решіток. Такі антени широко використовують у радіолокації, радіоастрономії, а також в аерокосмічних системах зондування Землі.

Дослідження характеристик випромінювання апертурних антен ведеться досить давно, це не втратило своєї актуальності і зараз, про це свідчать чисельні

статті у сучасних журналах [2, 3]. Особливо це стосується дослідження характеристик у ближній зоні апертурних випромінювачів, так званих ближній реактивній зоні "very-near-fieldregion", термін вперше введено S. Laybros [2]. Відповідно до IEEE стандартним визначенням [4] області випромінювання апертури розміру D можуть бути розбиті на три різні зони. Перша дальня зона "farfield" (зона Фраунгофера), відстань більша за $\frac{2D^2}{\lambda}$, де кутовий розподіл полів не залежить від антенни до точки спостереження та випромінювана хвиля сферична. Інша зона "near-field-radiated" (зона Френеля) на відстанях менших ніж $\frac{2D^2}{\lambda}$, де кутовий розподіл полів залежить від відстані від антени. У цій галузі випромінювана хвиля, яка спочатку була плоскою, поступово трансформується у сферичну. Третя зона "near-field-reactive" (реактивна ближня зона), розміщена між 0 і $\frac{\lambda}{2\pi}$ від антени, всередині якої реактивне поле домінує.

У вітчизняній літературі використовують термінологію: ближня зона, проміжна та дальня зона. Проте, як стверджують багато авторів [2, 5, 6], критерії визначення між цими зонами досліджено недостатньо повно. Деякі автори [7, 8] визначають усередині області Френеля область Релея, на відстані $\frac{D^2}{2\lambda}$, у якої хвиля квазіплоска. Крім того, деякі автори, зокрема Hansen [9] вважає: "Передбачається, що реактивні поля великих апертурних антен досить малі на відстанях одного λ від антени, так що межі між областями між реактивною та випромінюючою ближньою зоною може бути взято як $r = \lambda$ ". У той час як Yaghjian [10] вказавши на те, що область ближнього реактивного поля зазвичай досягає $\frac{\lambda}{2\pi}$ від поверхні антени. Хоча досвід вимірювань у ближній зоні показав, що відстані λ та порядку λ будуть формувати реальну межу реактивної ближньої зони. Так Balanis [11] означив цю межу $0,62\sqrt{\frac{D^2}{\lambda}}$. Відзначимо також, що часто використовувана відстань $\frac{2D^2}{\lambda}$ дальньої зони не застосовується для розрахунку антен, розміри яких λ менші або співмірні з довжиною хвилі.

Метою цієї кваліфікаційної роботи магістра є теоретичне дослідження просторового розподілу векторів електричного та магнітного полів у ближній та проміжній зоні спостереження апертурних антен із прямокутним розкритом.

2. ДОСЛІДЖЕННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ПОЛІВ У БЛИЖНІЙ ЗОНІ АПЕРТУРНИХ АНТЕН (АНАЛІТИЧНИЙ ОГЛЯД)

2.1. Методи дослідження електромагнітних полів у ближній зоні апертурних антен

Теоретичні дослідження амплітудних характеристик електромагнітних полів у ближній та проміжній зонах антени мають велике значення не тільки з наукової точки зору, але також для вирішення багатьох технічних та прикладних проблем. Підтверджується це все великою кількістю робіт, присвячених цим питанням, і постійним зростанням інтересу фахівців до теорії електромагнітного поля в ближній зоні.

Виключне значення має проблема аналізу характеристик електромагнітної сумісності близько розташованих антен. Велике значення теорія ближньої зони має для антенної метрології. Зокрема, складною проблемою є вимірювання характеристик антен великих електричних розмірів для радіоастрономії, радіолокації та телеметрії, особливо антен міліметрового, субміліметрового та оптичного діапазонів. Так як відстані дальньої зони в цих випадках дуже великі, виміри звичайними методами виявляються досить важкими. Технічно найбільш простий спосіб визначення діаграм спрямованості - вимірювання АФР поля в ближній або проміжній зоні та наступний перерахунок характеристик полів у дальню зону знаходить останнім часом все більше застосування. Врахування тонкої структури поля в ближній зоні визначає точність антенних вимірювань цим методом. Аналіз ближніх полів також важливий у разі вимірювання характеристик великих антен методом їхнього фокусування в ближню зону. Зазначимо, що локальні особливості електромагнітного поля у ближній зоні антени дозволяють аналізувати «дефекти» її діаграми спрямованості, наприклад, асиметрію, зростання бічних пелюсток у якомусь секторі кутів тощо.

Відзначимо далі дуже важливу проблему захисту персоналу, що обслуговує радіотехнічні системи, що передають, від радіаційних впливів. Для визначення допустимих норм опромінення необхідно знати щільність потоку потужності поля, як правило, безпосередньо на невеликій відстані від антени.

Ще однією проблемою є розробка систем радіозв'язку у діапазонах наддовгих, довгих, середніх та коротких хвиль на невеликих відстанях. Так як у цих випадках відстань між кореспондентами може бути порядку або навіть меншою за довжину хвилі, антени приймачів працюють у ближній зоні один від одного. Ця ж особливість зустрічається в геологорозвідці за допомогою радіофізичних методів та у пристроях безконтактного вимірювання або контролю параметрів речовин. Зокрема, в [14] зазначено необхідність врахування ближніх полів при конструюванні апертурних випромінювачів в електромеханічних пристроях для руйнування мерзлих гірських порід.

Врахування ближніх полів важливе при теоретичних та експериментальних дослідженнях взаємодії електромагнітних хвиль із речовиною. Зокрема, це проблеми, пов'язані з біологічними об'єктами у біофізиці та медицині. Ці проблеми ще не вичерпують всіх завдань, що зустрічаються на практиці, пов'язаних з ближнім полем антен.

Розглянемо результати відомих теоретичних досліджень полів у ближній зоні апертурних антен. У роботі [15] було запропоновано спосіб, що полягає у складанні системи рівнянь визначення просторового розподілу амплітуд векторів $\vec{E}$ і $\vec{H}$ ближнього поля. Показано, що основний внесок у поле дають хвилі, напрями поширення яких надто далеко виходять за межі кутового сектора, під яким видно апертуру з точки спостереження. Складено систему рівнянь та отримано вираз визначення просторового розподілу полів поблизу антени. Чисельна перевірка методу заснована на прикладі відновлення діаграми спрямованості рівноамплітудної синфазної антенної решітки, що складається з 10 елементів. Графічно було показано, що цей метод дає похибка значно менші, ніж традиційний метод, в якому вагові коефіцієнти у виразі для діаграми

спрямованості є коефіцієнтами дискретного перетворення Фур'є. Запропонований метод забезпечує ширший сектор відновлення. Вагові коефіцієнти значно відрізняються від коефіцієнтів дискретного перетворення Фур'є.

В статті [16] розглядається наближена теорія великих апертурних антен у області апертури, зони Френеля та дальньої зони у формі гаусових розкладів. Розподіл поля в апертурі з прямокутною та круглою геометрією представлені функціями Ерміта-Гаусса та Лагерра. В області Френеля використовуються Фур'є-перетворення, які призводять до модифікованих функцій Ерміта-Гауса. Розраховані коефіцієнти Ляме та розкладів для косінусоїдального та усіченого апертурних розкладів за Гауссом та Тейлором. Отримані співвідношення можуть бути використані для дослідження антен із дуже низьким рівнем бічних пелюсток.

У рівномірному асимптотичному наближенні [17] отримано аналітичне уявлення поля в Е-площині одномірного пірамідального рупора, що живиться плоскопаралельним хвилеводом. Подання у вигляді ряду за зворотними гармонійними функціями характеризується точністю порядку $(1/k^2)$, де k – хвильове число, і залишається справедливим як у далекій, так і в ближній зонах рупора. Чисельні результати перебувають у добрій згоді з експериментом та уточнюють відомі розрахункові дані, отримані методом геометричної теорії дифракції. Найбільш помітне уточнення має місце в області далеких бічних пелюсток та у задній півсфері рупору.

Дуже важливе для практики має знання розподілу у просторі нульових значень поля в ближній зоні апертурної антени. Воно дуже важливе з точки зору захисту навколишнього середовища від впливу електромагнітних хвиль та виключення взаємного впливу між сусідніми антенами. Використовуючи метод розбиття апертури та швидкий обчислювальний метод для інтеграла Френеля [18], проведено розрахунки поля у ближній зоні. Для перевірки ефективності цього методу були розраховані значення поля в ближній зоні перед

параболічним дзеркалом діаметром $D=140\lambda$. Розрахований також розподіл поля в зоні від ID (140λ) до $4D$, з характеристиками: 1) випромінювана потужність зосереджена перед антеною в циліндричному об'ємі з діаметром більше апертури; 2) розподіл поля має приблизно такий самий характер, як у апертурі дзеркала; 3) поле зовні циліндра зникає, приймаючи значення -36 дБ щодо пікового значення. Найглибше «нульове» значення дорівнює -60 дБ; 4) є менше бічних пелюсток, ніж для поля у дальній зоні.

В [19] виявлено, що часто застосовуються отвори (прямокутні, ромбічні, хрестоподібні), у кутах яких поле має особливості типу l/Rm , де R відстань від вершини кута і теоретично досліджено розподіл поля поблизу кута плоского металевго сектора, кут, при вершині якого змінюється від 0° до 360° . Також наведено формули електричного та магнітного потенціалів, напруженостей електричного та магнітного полів, щільності електричного заряду та поверхневої густини струму у вершини сектора. Наведено таблицю значень величини $(m+l)$ для кутів при вершині від 10 до 350° .

При дослідженнях розподілу нулів поля в ближній зоні апертурної антени [20] використовувався метод розбиття апертури на частини таким чином, що для кожної з отриманих субапертур досліджувана точка знаходилася в дальній зоні. Поля від усіх субапертур далі підсумовувалися з урахуванням їх фаз. Отримано залежності, що пов'язують розподіл нулів із параметрами антени. Показано, що у ближній зоні фаза не є лінійною функцією координат. Цей висновок дуже важливий для практики. Амплітудне розподіл у ближній зоні має нерівномірний осцилюючий характер, причому кількість максимумів і мінімумів зменшується при віддаленні від антени. За отриманими результатами можна визначити місця для встановлення інших антен або конструктивних елементів даної антени, щоб мінімізувати їх взаємний вплив та спотворення діаграми спрямованості.

У статті [21] пропонується метод розрахунку ближнього поля плоских апертур великих електричних розмірів, названий субапертурним методом. Його

відмінними рисами є: 1) розбиття всієї апертури на прямокутні ділянки (субапертури); 2) апроксимація поля на кожній субапертурі за допомогою системи пробних функцій (степеневих або тригонометричних); 3) аналітичне подання полів субапертур, справедливе в їх ближній зоні, що дозволяє використовувати субапертури з розмірами, що істотно перевищують довжину хвилі. Розглядаються два варіанти побудови субапертурного методу. У першому варіанті виводяться асимптотичні вирази для полів субапертур, що є комбінацією функцій параболічного циліндра. У другому варіанті методу виводяться простіші вирази для полів субапертур, засновані на використанні наближення Френеля. Поля субапертур представляються як комбінації інтегралів Френеля. Проведено чисельне дослідження точності методу. У першому методі відносна похибка вибирається у 1% з відривом від апертури, рівному λ . По-друге, похибка менше 0,9% з розкритом, більшому 10 розмірів апертури. Наведено результати розрахунків ближнього поля для круглої, прямокутної та квадратної апертур. Наголошується, що розроблений субапертурний метод рекомендований для швидкого розрахунку ближніх полів апертурних антен.

2.1.1. Наближені методи вирішення зовнішньої задачі теорії випромінювання

Для визначення параметрів і характеристик випромінюючої системи необхідно знати розподіл електричних та еквівалентних магнітних струмів, або електромагнітних полів у самому випромінювачі (або поблизу нього), і полів випромінювання, тобто полів на великих відстанях, що використовуються для передачі радіосигналів. Визначення полів усередині та поза антеною становить основне завдання теорії випромінювання. Строге розв'язання даної задачі відоме лише в окремих випадках. Зважаючи на надзвичайну складність завдання при її строгій постановці на практиці зазвичай її спрощують.

Принципова можливість спрощення завдання полягає в тому, що вплив випромінюваного антеною поля на розподіл струмів і полів у самій антені невеликий. Це дозволяє знехтувати зазначеним впливом і розбити основне завдання теорії випромінювання на дві: внутрішню і зовнішню. Внутрішнє завдання полягає у визначенні полів (або розподілу струму) у самій антені, зовнішнє – у знаходженні полів у зовнішній по відношенню до антени області за відомим розподілом струмів на самій антені або полів на замкнутій поверхні, що охоплює антену.

2.1.2. Апертурні методи

Теорія хвильоводних випромінювачів базується в основному на наближеному апертурному методі Кірхгофа. Наближені апертурні методи, засновані на принципі Гюйгенса, в електродинаміці формулюються у вигляді виразів, що зв'язують поле випромінювання з електричним та магнітним полем на замкнутій поверхні, що оточує джерела [22]. При обчисленні цього виразу робляться такі припущення: поле у випромінюючому розкритті вважають рівним полю хвилі, що набігає, таким чином, не враховується дифракція хвиль на відкритому кінці хвильоводу, а також вважаються рівними нулю струми на тіньовій стороні стінки випромінювача. Дослідженню характеристик випромінювання з відкритого кінця круглого хвильоводу на основі наближених апертурних методів присвячено чимало робіт [22, 23]. Відомо також строге вирішення задачі про випромінювання з відкритого кінця круглого хвильоводу методом Вайнштейна. Цей метод, як відомо [24], забезпечує високу точність розрахунку в межах усього простору спостереження. Наближений метод Кірхгофа забезпечує прийнятну для практики точність в межах головної пелюстки діаграми спрямованості, проте дає суттєві похибки в описі бічного та заднього випромінювання. Крім того, в роботі Малова Н.М. показано, що метод

Кірхгофа є ненадійним при розрахунку характеристик випромінювання на частотах, близьких до критичних.

Однак на прикладі круглого хвильоводу було показано, що апертурні методи дозволяють досить точно показати головну пелюстку діаграми спрямованості, причому зі збільшенням діаметра хвильоводу різницю між результатами наближених та строгих методів практично зникають у залежностях полів від кутових координат у передньому півпросторі [30].

2.1.3. Методи розрахунку полів у випромінюючому розкритті

Як зазначалося вище, найбільш поширеним методом розрахунку полів випромінювання апертурних антен є апертурні методи, засновані на принципі Гюйгенса-Френеля, згідно з яким поля знаходяться через поля (струми) у розкритті антени. Таким чином, точність розрахунку полів випромінювання апертурними методами, значною мірою, визначається точністю розрахунку полів у розкритті антени. У [22] передбачалося, що поле в розкритті дорівнює полю хвилі, що набігає. Проте хвилі вищих порядків також впливають на формування як амплітудних діаграм спрямованості, так і особливо фазових.

Щоб записати найбільш точно поле у розкритті, необхідно знати коефіцієнти відбиття та трансформації у випромінюючому розкритті. Коефіцієнти відбиття та трансформації електромагнітних хвиль на відкритому кінці круглого хвильоводу можуть бути отримані електродинамічно строго на основі теорії Л.Л. А. Вайнштейна, яка ґрунтується на розв'язанні інтегро-диференціальних рівнянь за методом Вінера-Хопфа.

У роботі [30] проведено розрахунок та аналіз коефіцієнта трансформації хвилі H_{11} і симетричних H_{01} та E_{01} , хвиль вищих порядків. За підсумками строгої теорії Л.А. Вайнштейна проведено розрахунки коефіцієнтів розсіювання хвильоводних випромінювачів із розкритвом круглої форми. Проведено комп'ютерний аналіз коефіцієнтів розсіювання круглого хвильоводу, що

збуджується як несиметричною хвилею H_{11} , і симетричними хвилями E_{01} і H_{01} . Розраховано та проаналізовано коефіцієнти відбиття та трансформації для різних типів хвиль у хвилеводі. Показано, що симетричні електричні хвилі мають більш високий відносний рівень бічного і заднього випромінювання, внаслідок чого мають великі значення коефіцієнтів розсіювання в порівнянні з симетричними магнітними хвилями. За результатами розрахунку показано, що коефіцієнти розсіювання при збудженні хвилеводу кругополяризованою хвилею H_{11} вточності збігаються з коефіцієнтами розсіювання при збудженні хвилеводу лінійно поляризованою хвилею.

Строгого аналітичного рішення задачі про випромінювання з відкритого кінця хвилеводу прямокутної або квадратної форми поперечного перерізу, на відміну від випадків круглого та плоского хвилеводів, до теперішнього часу, на жаль, не існує. Просте рішення можна отримати виходячи з умови, що поле у випромінюючому розкритті дорівнює незбуреному полю хвилеводу. Уточнення результату можна досягти урахуванням відбитої хвилі від відкритого кінця хвилеводу [22]. Найбільш важливим випадком є завдання про збудження хвилеводу хвилею H_{01} . Модуль коефіцієнта відбиття цієї хвилі приблизно визначають у вигляді

$$|\Gamma| = \frac{1-W_0/W_s}{1+W_0/W_s} \text{ або } |\Gamma| = \frac{1-\gamma/k}{1+\gamma/k} \quad (2.1)$$

$$\text{де } W_s = \frac{\omega\mu_0}{\gamma} = \frac{W_0}{\sqrt{1-(\lambda/\lambda_{kp})^2}} \quad - \quad \text{хвильовий опір хвилеводу,}$$

$\gamma=2\pi/\lambda_g, k=2\pi/\lambda, \lambda_{kp} = 2b, \lambda, \lambda_g$ - довжини хвиль, що поширюються у вільному просторі та у хвилеводі відповідно, $W_0 = 120\pi$ Ом- хвильовий опір вільного простору, b - розмір широкої стінки хвилеводу.

Отриманий за формулою (2.1) коефіцієнт відбиття не залежить від розміру вузької стінки, а це суперечить експериментальним результатам [31]. Використання формул для хвильового опору, з урахуванням висоти хвилеводу

[32], не покращило збігу теоретичних та експериментальних коефіцієнтів відбиття від відкритого кінця прямокутного хвилеводу.

Наближена формула для коефіцієнта відбиття Γ може бути отримана ще одним способом. Відбиття хвилі обумовлено обривом хвилеводу, причому у першому наближенні вважається, що неоднорідності, обумовлені обривом широких і вузьких стінок хвилеводу, сумуються. Інакше кажучи, можна вважати, що коефіцієнт відбиття від відкритого кінця прямокутного хвилеводу з розмірами a і b визначається коефіцієнтами відображення плоского хвилеводу шириною a $\Gamma_E(a)$ і плоского хвилеводу шириною b $\Gamma_H(b)$ за формулою

$$\Gamma(a, b) \approx \Gamma_E(a) + \Gamma_H(b). \quad (2.2)$$

Застосування чисельних методів електродинаміки для розв'язання задачі про випромінювання з відкритого кінця прямокутного хвилеводу [33, 34] призводить до складних алгоритмів, що не забезпечують простої фізичної інтерпретації та універсальності отриманих результатів. Експериментальні дослідження не можуть охопити всіх важливих для практики випадків. Таким чином, залишається актуальною проблема розробки теорії хвилеводних та рупорних антен, яка, з одного боку, була б порівняно проста і дозволяла б адекватно описувати хвильові процеси випромінювання та відбиття хвиль у випромінювачах, а з іншого забезпечувала б достатню точність розрахунків їх характеристик. У роботі [38] проведено аналіз узгодження з вільним простором та діаграми спрямованості хвилеводних та рупорних антен на основі рішення Л. Левіна модельної задачі про випромінювання з прямокутного хвилеводу з нескінченним фланцем [35].

Для будь-якого рупора необхідно враховувати три джерела відбитих хвиль: відбиття від горловини, розподілене відбиття при розповсюдженні хвилі в рупорі та відбиття при випромінюванні з розкриву рупора у вільний простір. Результати відбиттів знаходять підсумовуванням проміжних коефіцієнтів відбиття з урахуванням їх фаз. У роботі [37] розглянуті фактично переходи хвилевод-рупор-хвилевод. Відбиття від горловини рупора і відбиття від частини

рупора, що розширюється, можуть бути істотно ослаблені шляхом застосування плавних переходів. Коефіцієнти відбиття від розкриву визначаються згідно [35]. Слід зазначити, що експериментальний коефіцієнт відбиття містить усі можливі джерела відбиттів і виділити з них коефіцієнт відбиття тільки від розкриву неможливо.

Були досліджені діаграми спрямованості хвильоводних та рупорних випромінювачів з урахуванням отриманих коефіцієнтів відбиття. Приблизно розкрив хвильоводного (рупорного) випромінювача є системою однаково орієнтованих випромінювачів Гюйгенса. Діаграму спрямованості в Н-площині можна подати у вигляді:

$$F_H(\theta) = \frac{\left| \frac{W_0}{W_s} \frac{1-\Gamma}{1+\Gamma} + \cos\theta \right|}{\left| \frac{W_0}{W_s} \frac{1-\Gamma}{1+\Gamma} + 1 \right|} \times \frac{\cos\left(\frac{kb}{2} \sin\theta\right)}{1 - \left(\frac{kb}{\pi} \sin\theta\right)^2}, \quad (2.3)$$

Діаграма спрямованості в Е-площині дорівнює:

$$F_E(\theta) = \frac{\left| 1 + \frac{W_0}{W_s} \frac{1-\Gamma}{1+\Gamma} \cos\theta \right|}{\left| 1 + \frac{W_0}{W_s} \frac{1-\Gamma}{1+\Gamma} \right|} \times \frac{\sin\left(\frac{ka}{2} \sin\theta\right)}{\frac{ka}{2} \sin\theta}. \quad (2.4)$$

Проведені дослідження показали, що врахування активної та реактивної провідностей відкритого кінця хвильоводу з нескінченним фланцем дозволяє описати хвильові процеси випромінювання та відбиття електромагнітних хвиль у хвильоводних та секторіальних рупорних антенах, у тому числі і при заповненні простору всередині та поза хвильоводом діелектриками та при збудженні випромінюючого розкриву модами вищих порядків

У роботі Л. Левіна вперше методом часткових областей вирішено завдання випромінювання з прямокутного хвильоводу з нескінченним фланцем. Завдання зведено до інтегрального рівняння, яке вирішувалося у наближенні, що на розкрив падає лише хвиля основного типу. У роботі [38] отримані

коефіцієнти відбиття як для одномодових, так для надрозмірних хвильоводів. Коефіцієнт відбиття визначається із співвідношення:

$$\Gamma = \frac{1-Y}{1+Y}, \quad (2.5)$$

де провідності відкритого кінця хвильоводу з нескінченним ідеально провідним фланцем отримані у вигляді:

$$Y = \frac{2i\gamma_{01}}{\pi ab} \int_0^b \int_0^a dy dx (a-x) \left[(b-y) \cos \frac{\pi y}{b} + \frac{b}{\pi} \frac{k^2 + (\pi/b)^2}{k^2 - (\pi/b)^2} \sin \frac{\pi y}{b} \right] \frac{\exp(-ik\sqrt{x^2+y^2})}{\sqrt{x^2+y^2}}, \quad (2.6)$$

$$Y_{01} = \sqrt{k^2 - \left(\frac{\pi}{b}\right)^2}. \quad (2.7)$$

Врахування коефіцієнтів відбиття за строгим методом Левіна дозволяє записати точніше поля в розкритті хвильоводу, а тим самим збільшити точність розрахунку полів випромінювання з використанням апертурного методу.

2.2. Методика розрахунку поляризаційної діаграми апертурних антен у ближній зоні

Для розрахунку поляризаційної діаграми антени достатньо знайти залежність від напрямку поляризаційного відношення лінійно [26] або кругополяризованих ортогональних компонентів електричного вектора поля:

$$\dot{p}(\theta, \varphi) = \frac{\dot{E}_\varphi}{\dot{E}_\theta}, \quad \dot{q}(\theta, \varphi) = \frac{\dot{E}_\pi}{\dot{E}_n}. \quad (2.8)$$

Розглянемо антену з плоским випромінюючим розкритвом довільної форми. Точки розкритву описуватимемо координатами x і y прямокутної системи координат, початок якої помістимо в середину розкритву, а точки спостереження будемо описувати сферичними координатами θ, φ, R , причому початок сферичної системи координат сумісний з початком прямокутної системи, кут θ відрховуємо від осі z , кут φ від осі x в площині $хоу$.

Вважатимемо, що у розкритті задані еквівалентний електричний та магнітний струми. Вектор електричного поля випромінювання антени визначається через вектори Герца:

$$\vec{E} = -i\omega\mu\text{rot}\vec{\Pi}^M + \text{graddiv}\vec{\Pi}^e + k^2, \vec{\Pi}^e, \quad (2.9)$$

де

$$\vec{\Pi}^M = \frac{1}{4\pi i\omega\mu} \int_S \vec{j}^M \Psi dS - \quad (2.10)$$

- магнітний вектор Герца,

$$\vec{\Pi}^e = \frac{1}{4\pi i\omega\epsilon} \int_S \vec{j}^e \Psi dS - \quad (2.11)$$

- електричний вектор Герца,

$\vec{j}^M, \vec{j}^e$ - магнітний та електричний струми в розкритті,

$$r = \sqrt{R^2 - 2xR\sin\theta\cos\varphi - 2yR\sin\theta\sin\varphi + x^2 + y^2} - \quad (2.12)$$

- відстань від точок розкриття з поточними координатами x, y до точки спостереження з координатами θ, φ, R .

Замінімо електричний та магнітний струми у розкритті еквівалентними полями відповідно до відомих співвідношень:

$$\vec{j}^M = -[\vec{z}^0 \vec{E}_s], \quad (2.13)$$

$$\vec{j}^e = -[\vec{z}^0 \vec{H}_s]. \quad (2.14)$$

Тут $\vec{z}^0$ —орт зовнішньої нормалі до розкриття.

Оскільки поляризаційну діаграму електромагнітного поля в радіофізиці визначають саме по вектору електричного поля (на відміну від оптики) виразимо магнітне поле у розкритті $\vec{H}_s$ через електричне. Вважаємо поле у розкритті поперечним, при цьому

$$\vec{H}_s = \frac{1}{\dot{W}_s} [\vec{z}^0 \vec{E}_s], \quad (2.15)$$

де $\dot{W}_s = \frac{\dot{E}_s}{H_s}$ - хвильовий опір розкриву.

З урахуванням цього отримаємо

$$\vec{j}^M = -\frac{1}{\dot{W}_s} \vec{E}_s \quad (2.16)$$

Розкладемо еліптично поляризоване поле $\vec{E}_s$ в прямокутній системі координат у розкритті по ортах:

$$\vec{E}_s = \vec{x}^0 \dot{E}_x + \vec{y}^0 \dot{E}_y. \quad (2.17)$$

Компоненти електричного поля випромінювання антени визначаються проекціями доданків в (2.9) на орти сферичної системи координат. Для обчислення цих проекцій врахуємо розкладання ортів $\vec{x}^0$ і $\vec{y}^0$ по ортах сферичної системи координат:

$$\begin{aligned} \vec{x}^0 &= \vec{\theta}^0 \cos \varphi \cos \theta - \vec{\phi}^0 \sin \varphi + \vec{R}^0 \cos \varphi \sin \theta, \\ \vec{y}^0 &= \vec{\theta}^0 \sin \varphi \cos \theta + \vec{\phi}^0 \cos \varphi + \vec{R}^0 \sin \varphi \sin \theta. \end{aligned} \quad (2.18)$$

і те, що поза поверхнею інтегрування справедливі наступні співвідношення:

$$\text{grad div} \int_s \vec{j}^3 \psi ds = \int_s \text{grad div} (\vec{j}^3 \psi) ds = \int_s \text{grad} (\text{grad} \psi) ds. \quad (2.19)$$

Виконавши обчислення згідно (2.9) з урахуванням (2.10), (2.11), (2.13), (2.16) - (2.19), отримаємо компоненти електричного вектора поля:

$$\dot{E}_R = \frac{\cos \theta}{4\pi} \int_s (x \dot{E}_x + y \dot{E}_y) f_1 \psi ds + \quad (2.20)$$

$$+ \frac{1}{4\pi i \omega \epsilon \dot{W}_s} \left\{ \sin \theta \int_s (\dot{E}_x \cos \varphi + \dot{E}_y \sin \varphi) f_1 \psi ds + \right. \\ \left. + \int_s f_3 f_2 [R - \sin \theta (x \cos \varphi + y \sin \varphi)] \psi ds - \right. \\ \left. - k^2 \sin \theta \int_s (\dot{E}_x \cos \varphi + \dot{E}_y \sin \varphi) f_1 \psi ds \right\} \quad (2.21)$$

$$\dot{E}_\theta = \frac{1}{4\pi} \left(R \frac{\cos \theta}{i \omega \epsilon \dot{W}_s} \right) \int_s (\dot{E}_x \cos \varphi + \dot{E}_y \sin \varphi) f_1 \psi ds - \\ - \frac{\sin \theta}{4\pi} \int_s (x \dot{E}_x + y \dot{E}_y) f_1 \psi ds - \frac{\cos \theta}{4\pi} \int_s f_3 f_2 (x \cos \varphi + y \sin \varphi) \psi ds - \\ \dot{E}_\varphi = \frac{1}{4\pi} \left(R \cos \theta + \frac{1}{i \omega \epsilon \dot{W}_s} \right) \int_s (\dot{E}_x \sin \varphi - \dot{E}_y \cos \varphi) f_1 \psi ds + \\ + \frac{1}{4\pi i \omega \epsilon \dot{W}_s} \left\{ \int_s f_3 f_2 (x \sin \varphi - y \cos \varphi) \psi ds + \right. \quad (2.22)$$

$$\left. + k^2 \int_s (\dot{E}_x \sin \varphi - \dot{E}_y \cos \varphi) f_1 \psi ds \right\} \\ f_1 = \frac{ik}{r} + \frac{1}{r^3}; \\ f_2 = \frac{3}{r^4} + \frac{3ik}{r^3} - \frac{k^2}{r^2}; \\ f_3 = x \dot{E}_x + y \dot{E}_y - R \sin \theta (\dot{E}_x \cos \varphi + \dot{E}_y \sin \varphi).$$

За знайденими трьома ортогональними компонентами можна визначити поляризацію в будь-якій точці спостереження з координатами θ, φ, R .

2.2.1. Результати розрахунків

Для подальшого аналізу поляризації в ближній та проміжній зонах антени необхідно задати її розміри та форму розкриву, амплітудно-фазові розподіли ортогональних лінійно поляризованих компонент поля у розкриві та

поляризацію в середині розкриву, яка визначається відношенням компонентів $\dot{E}_x$ та $\dot{E}_y$.

Розглянемо найбільш простий для аналізу випадок антени з прямокутним синфазним розкритвом з амплітудним розподілом, що розділяється. Виявляється, що навіть у разі постійного амплітудного розподілу інтеграли (2.20) (2.22) взяти неможливо і необхідне чисельне інтегрування.

Насамперед цікавить дослідження зміни поляризації у напрямі головного максимуму випромінювання антени. Якщо поляризація у розкритві антени змінюється [27], то поляризація у головному максимумі випромінювання антени відрізняється від поляризації в середині розкриву, і тим сильніше, чим більше відрізняються амплітудно-фазові компоненти розподілу. Отже, налаштування випромінювача апертурної антени на кругову поляризацію в його головному максимумі не забезпечує кругової поляризації в головному максимумі випромінювання антени. Тому важливо з'ясувати, на якій відстані від антени поляризація у напрямку головного максимуму стає близькою до поляризації у дальній зоні.

Щоб визначити загальні закономірності зміни поляризації в ближній зоні антени, були проведені розрахунки на комп'ютері для окремих випадків: квадратного розкритву розміром $10\lambda \times 10\lambda$ і двох прямокутних з розмірами $10\lambda \times 5\lambda$ і $10\lambda \times 2\lambda$. Поляризація в середині розкритву кругова. Амплітуда розподілу обох компонентів по осі y постійні, осі x у першому випадку також постійні, у другому - компоненти $\dot{E}_x$ - постійна, компоненти $\dot{E}_y$ - спадаюча за законом

$$A_{y(x)} = \cos \frac{\pi x}{L_x}.$$

Таким чином, поляризація в розкритві в першому випадку кругова і однакова по всьому розкритву, в другому змінюється по осі x від кругової в

середині до лінійної на краю розкриву, причому орієнтація еліпса однакова, а коефіцієнт еліптичності змінюється за косинусоїдальним законом.

Розраховувався коефіцієнт еліптичності та кут орієнтації поляризаційного еліпса в площині, перпендикулярній напрямку на точку спостереження.

Поляризація в ближній і проміжній зонах змінюється по осцилюючим закономірностям, причому і коефіцієнт еліптичності і кут орієнтації змінюються в широких межах.

Глибина і кількість осциляції у другому варіанті більша, отже, глибина осциляцій та довжина області осциляції тим більша, чим сильніше змінюється поляризація у розкриві. Коефіцієнт еліптичності стає близьким до свого значення в дальній зоні на відстанях, приблизно в десять разів менших від відстані дальньої зони.

При прийнятих припущеннях поляризація у напрямі головного максимуму слабо залежить від співвідношення сторін прямокутного розкриву.

Експериментальні дослідження якісно підтвердили висновки про характер зміни поляризації у ближній та проміжній зонах антени.

Отримані результати слід враховувати при експериментальних дослідженнях еліптично та кругополяризованих антен.

3. ФОРМУВАННЯ РІВНОМІРНОГО РОЗПОДІЛУ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ У БЛИЖНІЙ ЗОНІ СЕКТОРІАЛЬНИХ РУПОРНИХ АНТЕНН

При практичному використанні електромагнітних хвиль мікрохвильового діапазону в біомедичних цілях, зокрема для експериментальних досліджень впливу випромінювання на біологічні об'єкти, в технологічних мікрохвильових установках тощо, як опромінювальні пристрої використовуються хвилеводні і рупорні випромінювачі. У всіх цих дослідженнях і практичних додатках важливо знати локальні амплітуди електричного та магнітного полів та щільності потоку потужності у різних точках об'ємів або на різних площинах у ближній та проміжній зонах спостереження випромінювачів. Для створення нових технічних пристроїв на базі випромінювачів мікрохвильового діапазону потрібні антени, які б забезпечували однорідний розподіл амплітуд E - в H -полів як в поздовжньому, так і в поперечному перерізі на малій відстані від антени. У зв'язку з цим необхідний детальний аналіз фізичних процесів, що відбуваються при випромінюванні електромагнітних хвиль апертурними антенами, в ближній і проміжній зонах спостереження.

Поблизу апертурних антен із симетричною круглою апертурою утворюється область «прожекторного променя», в якій амплітуди компонент та потужність поля осцилюють, але середня амплітуда зберігається постійною аж до відстані половини відстані дальньої зони. Ця відстань добре відома і складає $R \leq L^2/\lambda$. Такі ж явища мають місце й у разі симетричної апертури квадратної форми [28]. З фізичних міркувань очевидно, що квадратичні фазові розподіли також суттєво мають впливати на формування просторового розподілу поля в об'ємі та на поперечних площинах поблизу антени. У зв'язку з цим виникає необхідність дослідження впливу форми випромінюючого розкриву і фазового розподілу джерел поля на закономірності формування просторового розподілу випромінювання апертурних антен в області ближніх випромінюючих полів

(зона Френеля), і в області ближніх реактивних полів (БРП) [39]. Дослідимо хвильові процеси поблизу рупорних антен та визначимо можливостей формування близького до однорідного розподілу поля на площині або в об'ємі шляхом зміни форми випромінюючого розкриву та глибини рупора.

3.1. Методика розв'язання задачі

Для дослідження закономірностей формування просторового розподілу випромінювання апертурних антен поблизу випромінюючого розкриву розглянемо характеристики типового випромінювача у вигляді прямокутного хвилевода та секторіального рупора, які збуджуються модою основного типу H_{10} .

Поле на відкритому кінці прямокутного хвилеводу приймемо аналогічно [44] рівним полю хвилі основного типу H_{10} , що набігає на розкрит:

$$E_x = E_0 \cos(\pi y/b), E_y = 0, \quad (3.1)$$

де b - ширина великої стінки хвилеводу.

В E -секторіальному рупорі створюється циліндрична хвиля з такою ж фазовою швидкістю поширення, як і в хвилеводі. При цьому амплітуда поля в H -площині змінюється за законом косинуса, але фазові спотворення відсутні. Фазові спотворення мають місце лише в E -площині, де амплітуда поля стала. Структура поля в рупорі подібна до структури поля в прямокутному хвилеводі, проте є істотні відмінності. Хвиля в рупорі є циліндричною, внаслідок цього поле в апертурі рупора буде несинфазним, а максимальне відхилення фронту хвилі від плоского матиме місце на краях апертури. Таким чином, в апертурі рупору виникають квадратичні фазові розподіли джерел поля, що призводять до збільшення ширини діаграми спрямованості [44].

Поле у випромінюючому розкритті рупора, збуджуваного хвилею основного типу H_{10} , може бути представлено у цьому випадку у вигляді [44]:

$$E_x = E_0 \cos(\pi y/b) e^{-i\varphi(x)}, E_y = 0, \quad (3.2)$$

де $\varphi(x)$ - близький до квадратичного фазовий розподіл поля в апертурі рупору, що визначається наступним співвідношенням

$$\varphi(x) = \frac{2\pi}{\lambda_g} (\sqrt{R^2 + x^2} - R). \quad (3.3)$$

Тут $\lambda_g = \lambda_0 / \sqrt{1 - (\lambda_0 / \lambda_c)^2}$ - довжина хвилі в хвилеводі та рупорі, $\lambda_c = 2b$ - критична довжина хвилі основної моди прямокутного хвилеводу, $L_E \times L_H$ - розміри розкриття рупору, $R = (L_E/2) \cot \alpha$ - довжина рупору, що відраховується від його вершини до розкриття, 2α - кут апертури рупора (рис. 3.1). Константа E_0 , що входить до виразів (3.1) і (3.2), знаходиться з визначення потужності поля всередині хвилеводу.

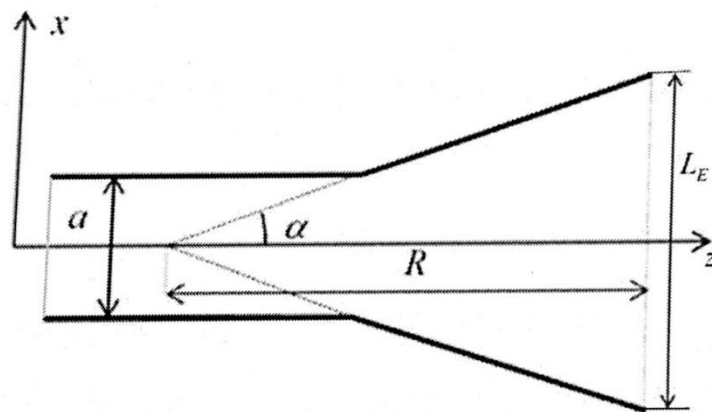


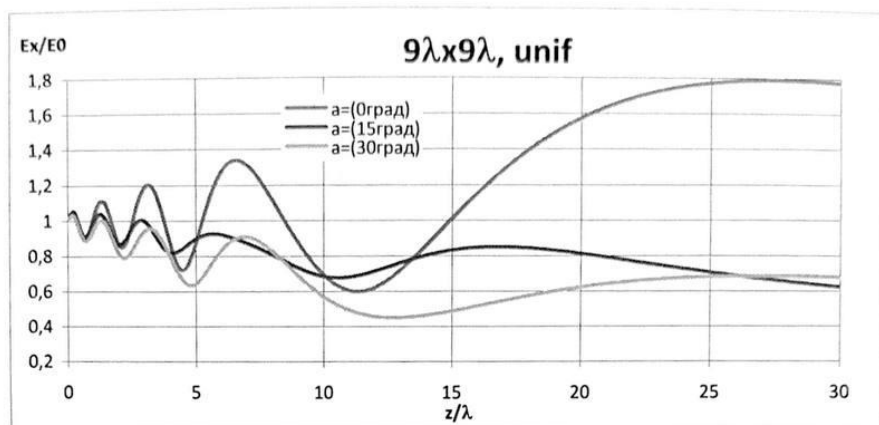
Рис. 3.1. Геометрія задачі

При фіксованому розмірі розкриття рупора що більше кут α , то більша кривизна фронту хвилі на апертурі рупора. Зазначимо, що діаграми спрямованості рупора в площинах E -і H -незалежні, тому зміна розмірів випромінюючої апертури рупора у площині призводить до зміни діаграми спрямованості лише у цій площині [44].

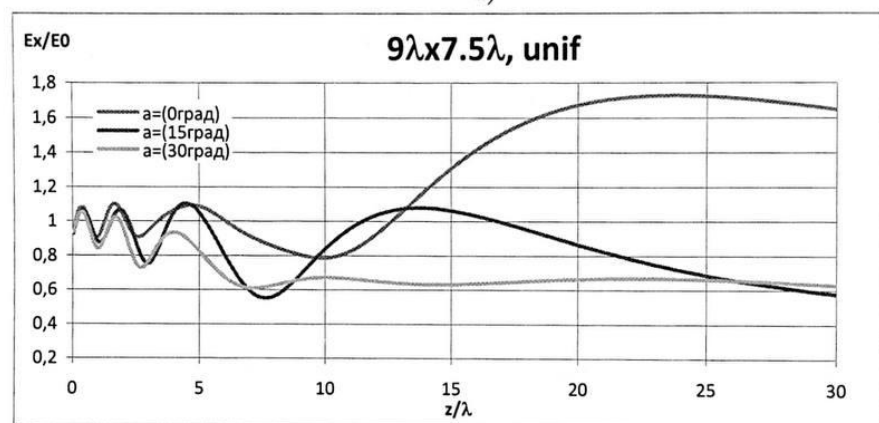
Описаний вище розподіл поля на апертурі антени використовуються для розрахунку поля в ближній зоні випромінювача методом інтеграла Кірхгофа [28, 45]. Розв'язання задачі про випромінювання апертурних антен з відомими амплітудними та фазовими розподілами джерел поля у випромінювальному розкритті у ближній та проміжній зонах спостереження у найзагальнішому вигляді у сферичній системі координат отримано у [28]. Отримані рішення та розроблені алгоритми та комп'ютерні програми дозволяють розрахувати просторові розподіли векторів напруженості електромагнітного поля поблизу реальних рупорних антен з урахуванням квадратичного фазового розподілу джерел поля - важливого фактора формування цього розподілу у всьому просторі спостереження. При цьому на розміри широкої та вузької стінок випромінюючої апертури не накладаються будь-які ніякі обмеження. В [45] отримано розв'язання цього завдання у разі хвильоводних випромінювачів прямокутної форми, що збуджуються хвилею основного типу, в декартовій системі координат.

3.2. Аналіз результатів розрахунків

Дослідимо вплив квадратичного фазового розподілу поля у випромінюючій апертурі рупора на закономірності формування просторового розподілу амплітуди вектора напруженості електричного поля у бік осі рупора. Виберемо фізико-математичну модель, яка передбачає однорідний по всій апертурі амплітудний розподіл джерел поля. І тут максимально ясно проявляються всі фізичні закономірності впливу квадратичних фазових розподілів джерел електромагнітного поля на формування просторового розподілу поля поблизу випромінювача. На рис. 3.2 показано розподіл поперечної E_x/E_0 , компоненти поля вздовж осі z/λ для випадку апертури з розмірами $9\lambda \times 7,5\lambda$, $9\lambda \times 9\lambda$, $9\lambda \times 10,5\lambda$, при куті розкриття $\alpha=0^\circ$, $\alpha=15^\circ$, $\alpha=30^\circ$ при однорідному розподілі поля.



a)



б)

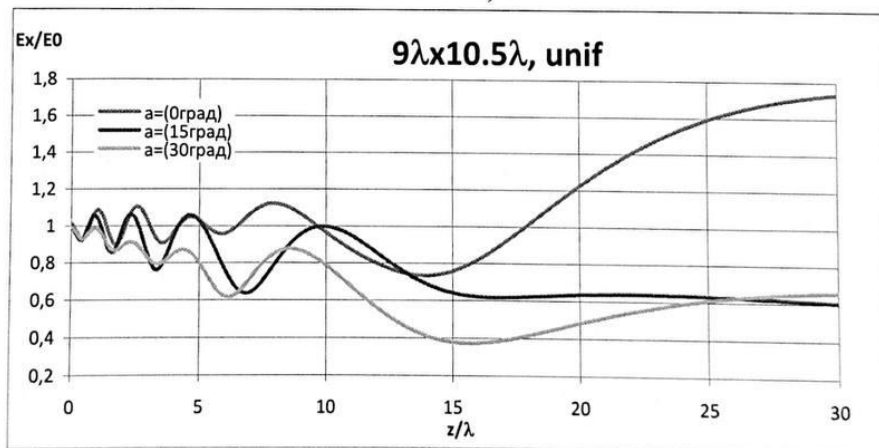


Рис. 3.2. Теоретичні залежності нормованої амплітуди електричної компоненти поля E_x/E_0 від відстані від випромінювача до точки спостереження в напрямку нормалі до апертури при однорідному амплітудному розподілі поля на апертурі

Тут ми бачимо однакову кількість максимумів та мінімумів на залежностях та зміну амплітуди осциляцій залежно від розміру апертури.

На рис.3.3 наведено розподіл у-компоненти електричного поля вздовж осі 2 для антени з апертурою $9\lambda \times 9\lambda$ при куті розкриву рупора $\alpha = 15^\circ$ для однорідного і косинусоїдального розподілу поля на випромінюючої поверхні.

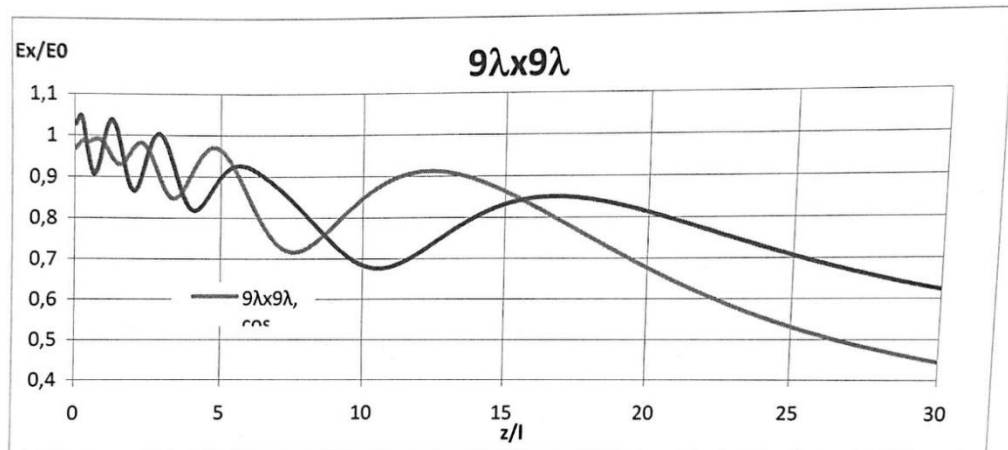


Рис. 3.3. Теоретичні залежності нормованої амплітуди електричної компоненти поля E , від відстані від випромінювача до точки спостереження в напрямку нормалі до апертури при куті розкриву $\alpha = 15^\circ$ для апертури розмірами $9\lambda \times 9\lambda$ при однорідному і косинусоїдальному розподілі поля на апертурі.

З рис. 3.3 можна дійти висновку у тому, що з однорідного розподілу поля осциляції поля є яскравіше вираженими і їх амплітуда більша.

Дослідимо далі вплив кута при вершині рупора, тобто кута розкриву рупора, на поведінку полів в ближній зоні рупорної антени з косинусоїдальним амплітудним розподілом джерел електромагнітного поля. На рис. 3.4 наведені розрахункові залежності нормованої до E_0 амплітуд x -компоненти електричної компоненти поля від поздовжньої координати z/λ при трьох кутах розкриву рупора ($\alpha=0$; 15° та 30°).

З рисунка видно, що збільшення кута розкриву рупора приводить до зменшення величини осциляцій електромагнітного поля в напрямку нормалі до

розкриву рупора. Очевидно, що цей висновок має велике значення для практики.

Далі розглянемо розподіл амплітуди електромагнітного поля в перетинах відповідних екстремумам залежностей, представлених на рис. 3.3-3.4.

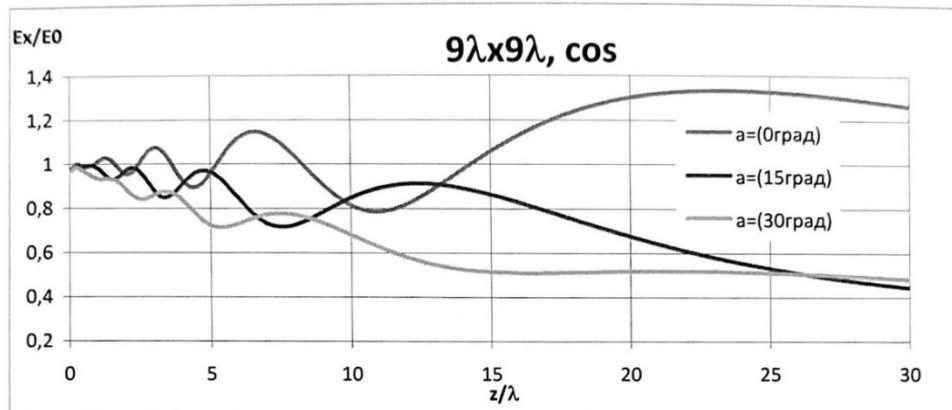


Рис. 3.4. Теоретичні залежності нормованої амплітуди електричної компоненти поля E_x/E_0 , від відстані від випромінювача до точки спостереження в напрямку нормалі до апертури при косинусоїдальному амплітудному розподілі поля на апертурі та кутах розкриву а) $\alpha=0^\circ$, б) $\alpha=15^\circ$, в) $\alpha=30^\circ$ для апертури розмірами $9\lambda \times 9\lambda$.

Розраховувався розподіл компоненти поля в E -і H -площинах для рупора з апертурою $9\lambda \times 9\lambda$ і $9\lambda \times 9.75\lambda$ на різних відстанях від антени. У E -площині залежності напруженості поля від координат змінюються складним чином: вони мають осцилюючий характер, причому характер кривих значно змінюється в залежності від відстані від антени до точки спостереження в ближній зоні, а також від кута апертури рупора. У H -площині залежності мають менш осцилюючий характер, зокрема для косинусоїдального розподілу поля на випромінюючій поверхні поле в H -площині має тільки одну варіацію вздовж просторової координати. Розподіли поля в E -і H -площинах різні: для однорідного розподілу поля осциляції в H -площині є яскравіше вираженими, а для косинусоїдального розподілу поля залежності мають суттєво різний характер.

Розглянемо далі поля і хвилі в ближній зоні Е-секторіального рупора. Такий рупор вибудовується шляхом розширення тільки однієї пари стінок прямокутного хвилеводу в Е- площинні (рис. 3.5).

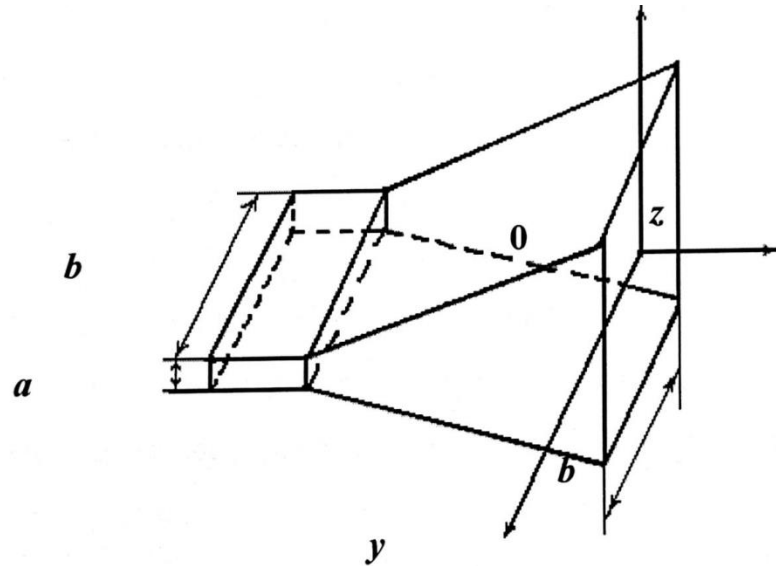


Рис. 3.5. Е-площинний секторіальний рупор

У Е-площинному рупорі створюється циліндрична хвиля. Фазова швидкість поширення хвилі в рупорі така ж, як у хвилеводі і визначається формулою $V_{\phi} = \frac{c}{\sqrt{1 - (\frac{\lambda}{2b})^2}}$. Отже, в Е-площинному рупорі існує критична довжина хвилі. У Е-площинному рупорі амплітуда поля в Н-площині змінюється за законом косинуса, але фазові спотворення відсутні. Фазові спотворення існують лише в Е-площині, де амплітуда поля стала. Структура поля в рупорі подібна до структури поля в прямокутному хвилеводі, але є істотні відмінності. Хвиля в рупорі є циліндричною, тобто фазовий фронт хвилі утворює частину поверхні циліндра. Тому поле у розкритті рупора виражається через циліндричні функції Ганкеля. Оскільки розкриття рупора плоске, а хвиля до розкриття підходить з циліндричним фазовим фронтом, то поле в будь-якій точці розкриття буде відставати по фазі на величину:

$$\varphi(x) = \frac{2\pi}{\lambda} (\sqrt{R^2 + x^2} - R), \quad (3.4)$$

де $R = \frac{a}{2} \operatorname{ctg} \alpha$, α – кут розкриття рупора.

За аналогією як у задачі випромінювання прямокутного хвилеводу припускаємо, що поля в розкритті Е площинного секторіального рупора можуть бути представлені в наступному вигляді:

$$E_x = E_0 \cos(\pi y/b) e^{-i\varphi(x)}, \quad (3.5)$$

де $\varphi(x)$ - квадратичний фазовий розподіл.

При фіксованому розмірі апертури, що більший кута α , то більший квадратичний фазовий розподіл в розкритті Е секторіального рупора.

У Е-площинному рупорі амплітуда поля в Н-площині змінюється за законом косинуса, але фазові спотворення відсутні. Фазові спотворення існують лише в Е-площині, де амплітуда поля стала. Структура поля в рупорі подібна до структури поля в прямокутному хвилеводі, але є істотні відмінності. Для розрахунку Е-секторіальних рупорів враховувався квадратичний фазовий розподіл у розкритті.

Проведено розрахунок залежностей E_x амплітуди компоненти поля в залежності від координати x , для різних відстаней від розкриття рупора до точки спостереження для різних значень розмірів розкриття. Видно, що квадратичний вид фазового розподілу призводить до розширення амплітудної характеристики (E_x компоненти поля) в Е площині в порівнянні з синфазним рупором. Фазові спотворення впливають на розподіл поля в Е-площині сильніше, ніж у Н-площині. Для всіх розглянутих розкриттів рупорів з спотвореннями на відстані $1,5\lambda$, на відміну від випадку без спотворень, з'являється різке спадання розподілу компонентів поля. На відстані 5λ у разі спотворень розподіл розгладжується. А в рупорі без спотворень на відстані 5λ в Е-і Н-площині розподіл E_x компоненти поля схожі один з одним. У Е-площині квадратичний фазовий розподіл призводить до розширення амплітудної характеристики, у характеристиках з'являються додаткові осциляції, в межах області, що відповідає розкриттю хвилеводу ($-b/2 < x < b/2$), поле спадає слабше, ніж для

випадку синфазного рупора. Фазові спотворення практично не впливають на розподіл амплітуди поля в Н-площині. При віддаленні від розкриву рупора амплітудні характеристики в Е-площині в безпосередній близькості від антени форма розподілу поля в області реактивних ближніх полів (БРП) повторює розподіл поля в розкритті хвилеводу. У дальній зоні амплітудні характеристики поля слабо змінюються від координат x . В межах розкриття, хвиля може розглядатися як квазіплоска.

У Е-площині залежності напруженості поля від координат змінюються складним чином. Залежності носять осцилюючий характер, причому характер залежностей значно змінюється в залежності від відстані від антени до точки спостереження у ближній зоні, а також від кута розкриття рупора. При куті розкриття рупора $\alpha = 80^\circ$, що відповідає великим фазовим спотворенням в безпосередній близькості від антени максимум характеристики спостерігається за нормаллю до розкриття (рис.3.6), проте при віддаленні від антени характер залежності змінюється: при віддаленні від антени, характеристика розширюється, рівень бічних осциляцій в максимумах збільшується (рис.3.7, $z=1\lambda$), а на відстані $z=2\lambda$ спостерігається провал у характеристиці в напрямку нормалі (рис. 3.8). У Н-площині характеристики носять більш плавний характер, причому форма розподілу поля в площинах на різних відстанях не змінюється істотно від кута розкриття. На більших відстанях розрахунки показані на рис. 3.9 – 3.10.

Розрахунок характеристик випромінювання на різних відстанях від антени при фіксованому розмірі випромінюючого розкриття, для різних значень кута розкриття рупора, показав, що можливий оптимальний вибір кута розкриття рупора та розміру хвилеводу для створення осесиметричного випромінювання у ближній зоні Е-секторіального рупора. Зокрема, для квадратного розкриття $5\lambda \times 5\lambda$ для $\alpha=80^\circ$, характеристики в Е- і Н-площинах збігаються з графічною точністю в межах від -0.8λ до 0.8λ для $z=0.5\lambda$. Таким чином, можлива оптимізація Е-секторіального рупора для створення осесиметричних

характеристик випромінювання шляхом підбору відповідної величини фазових квадратичних спотворень і розміру рупора.

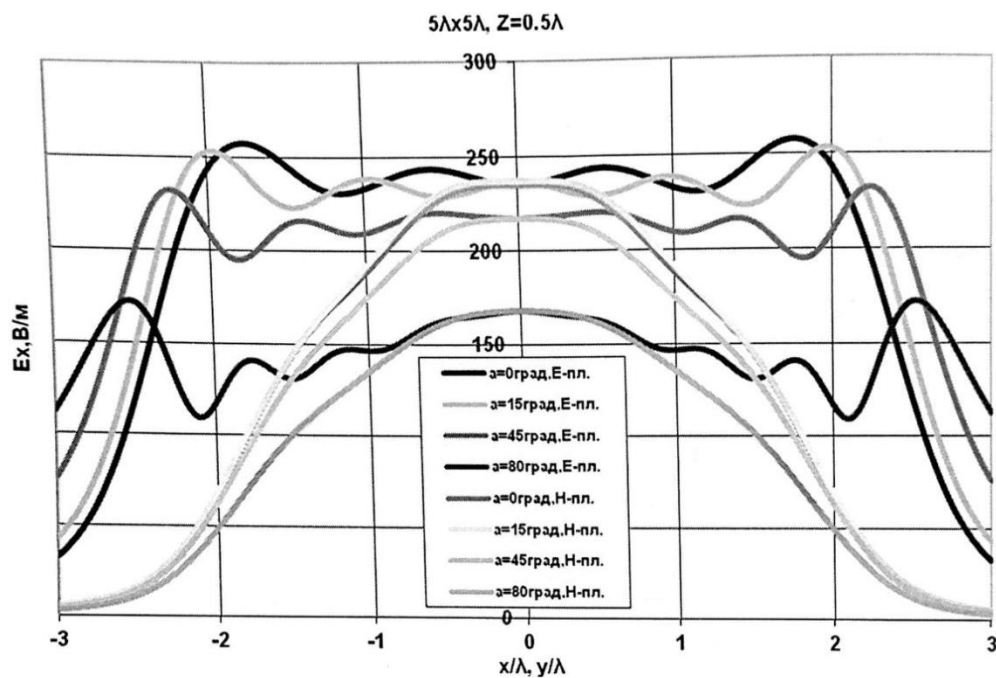


Рис.3.6. Розподіл поля E_x , компоненти в Е- та Н-площинах для розкриття $5\lambda \times 5\lambda$ на відстані $z=0.5\lambda$.

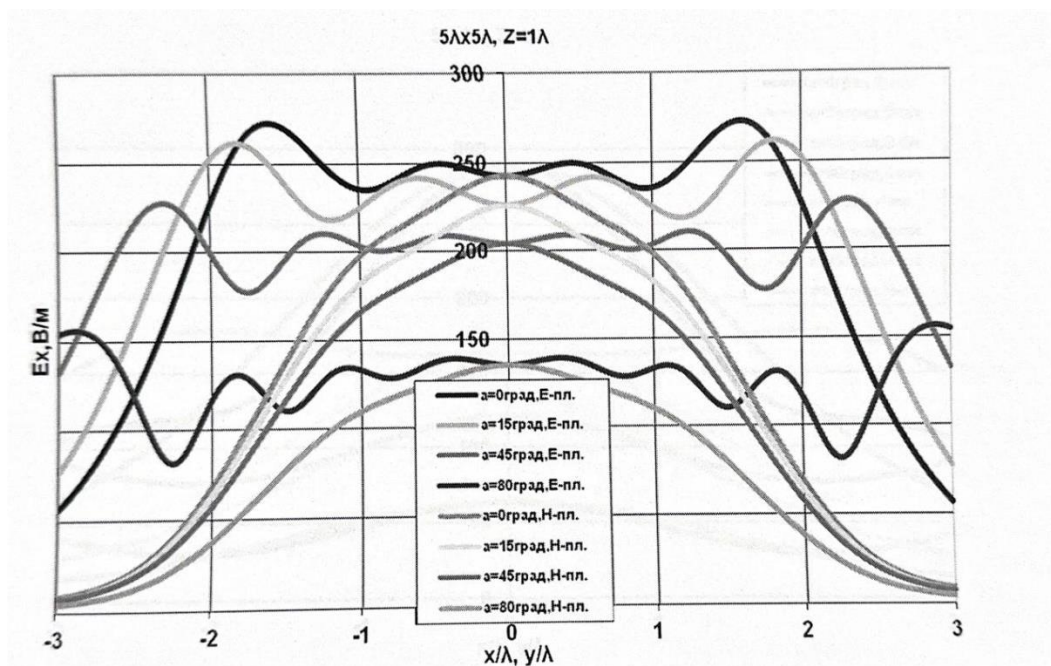


Рис.3.7. Розподіл поля E_x , компоненти в Е- та Н-площинах для розкриття $5\lambda \times 5\lambda$ на відстані $z=1\lambda$.

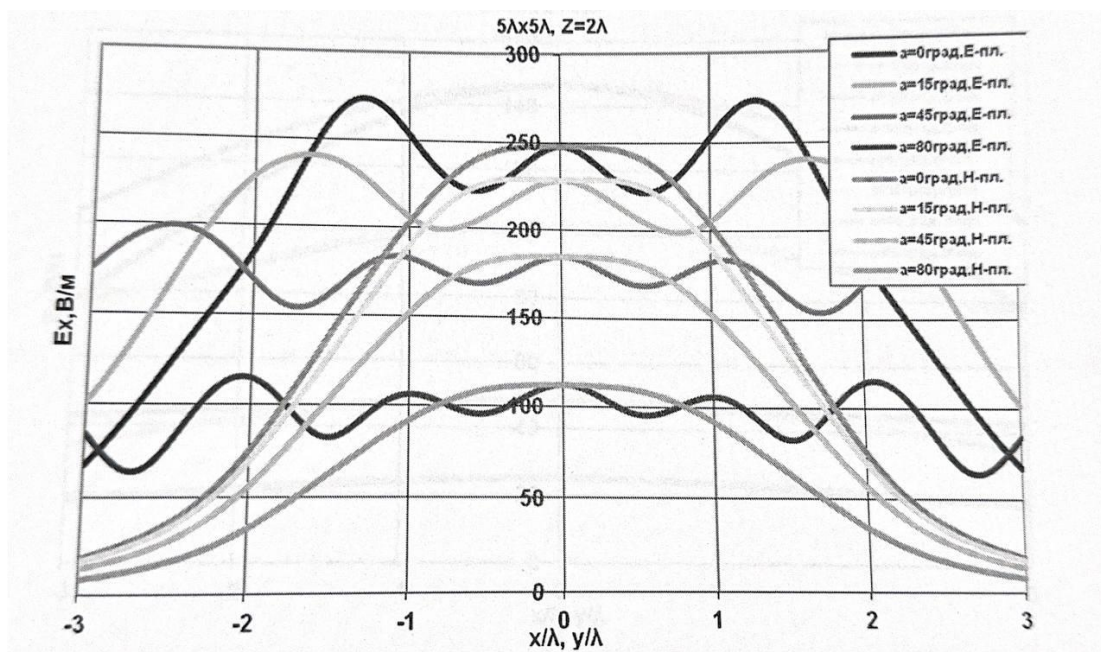


Рис.3.8. Розподіл поля E_x , компоненти в Е- та Н-площинах для розкриття $5\lambda \times 5\lambda$ на відстані $z=2\lambda$.

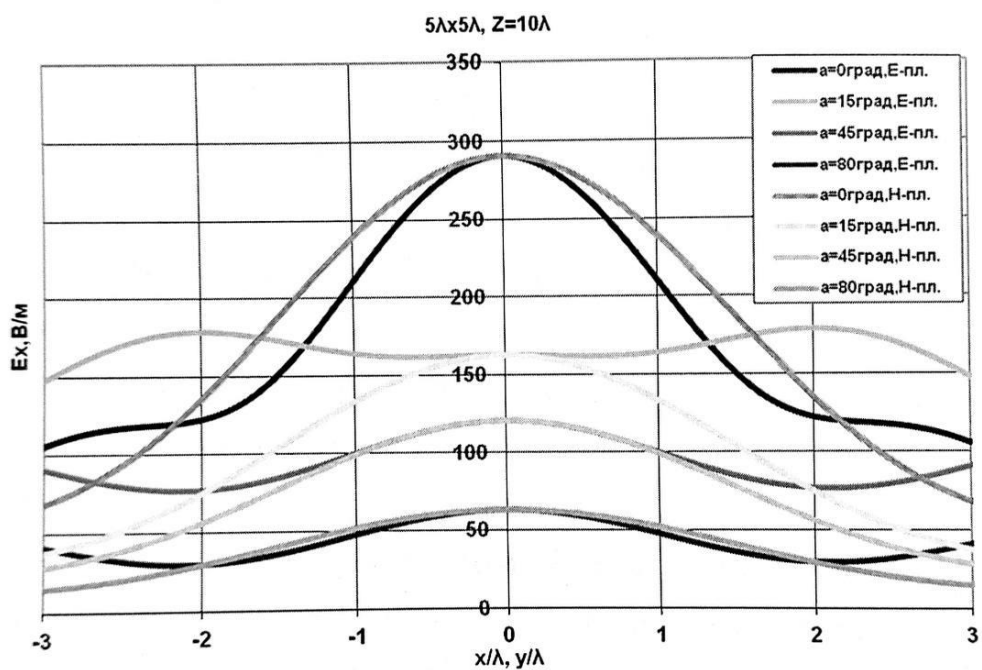


Рис.3.9. Розподіл поля E_x , компоненти в Е- та Н-площинах для розкриття $5\lambda \times 5\lambda$ на відстані $z=10\lambda$.

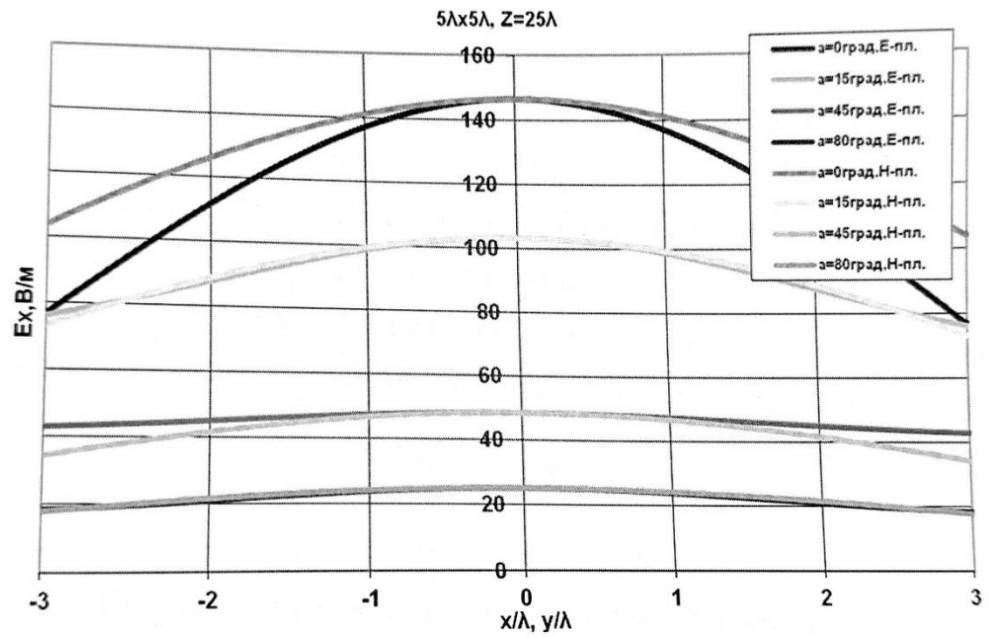


Рис.3.10. Розподіл поля E_x , компоненти в Е- та Н-площинах для розкриву $5\lambda \times 5\lambda$ на відстані $z=25\lambda$.

ВИСНОВКИ

Результати проведених досліджень коротко зводяться до наступного:

1. Розв'язано задачу про випромінювання апертурної антени із заданим розподілом джерел полів у ближній, проміжній та дальній зонах спостереження в декартовій системі координат. Отримано аналітичні вирази для всіх компонентів електричного та магнітного полів у замкнутій формі.

2. Проведено детальний комп'ютерний аналіз просторового розподілу амплітуд поля та встановлено відстані, на яких розподіл полів випромінювання стають характерним для дальньої зони. Для розкриттів малих електричних розмірів (максимальний розмір хвилеводу вбирається у λ .) класична формула для дальньої зони $2L^2/\lambda$ не застосовна. Тому визначено межі дальньої зони для випромінювачів малих електричних розмірів. Показано, що межею дальньої зони для таких випромінювачів є відстань $R=1.8\lambda$.

3. Досліджено поля пірамідальних рупорних антен у ближній зоні. Показано, що оптимальне відношення сторін 1:1.39, що забезпечує симетрію діаграми спрямованості в Е- та Н-площині в дальній зоні, не є оптимальним у ближній зоні, оскільки ширина характеристик у ближній зоні в Е- та Н-площини значно відрізняється для подібних випромінювачів. Для ближньої зони даний критерій не застосовний, тому необхідний вибір іншого оптимального співвідношення сторін для ближньої зони.

4. Показано, що в Е-площині поблизу антени розподіл поля в області ближніх реактивних полів (БРП) цілком повторює розподіл поля в розкритті хвилеводу. У дальній зоні амплітудні характеристики поля слабо змінюються від координат x , y та в межах розкриття хвиля може розглядатися як квазіплоска.

5. Квадратичні фазові розподіли призводять до розширення амплітудної характеристики (E_x компоненти поля) у Е-площині в порівнянні з хвилеводом, що збуджується плоскою хвилею. Фазовий розподіл поля в Е-площині впливає

сильніше, ніж у Н-площині. Можлива оптимізація Е-секторіального рупора шляхом підбору відповідної величини фазового квадратичного розподілу та розміру рупора.

Список літератури

1. Шахбазов V.G., Chepel L.M., Gorobets N.N. та інші. Вплив стану поляризації електромагнітних хвиль на біологічні властивості сільськогосподарських рослин. XIII-th Intern. Wroclaw Symposium "Electromagnetic Compatibility" (EMC-96). Wroclaw, Poland. 1996, pp. 133-135.
2. S. Laybros, PF. Comber, H.J. Mametsa. "The "very-near-field" Region of Equiphase Radiating Apertures".//IEEE Antennas and Propagation Magazine, Vol.47, No.4, August 2005.
3. S. Laybros, PF. Comber, "On Radiating Zone Boundaries of Short $\frac{\lambda}{2}$ and λ Dipoles", IEEE Antennas and Propagation Magazine, Vol. 45, No. 5, October 2004.
4. "IEEE Standard Definition of Terms for Antennas", IEEE Transaction on Antennas and Propagation, AP-17, 3, May 1969; and AP-22, 1, January 1974.
5. Горобець М.М. Особливості хвильових процесів у ближній зоні датчиків електричного та магнітного поля//Праці III Республіканської конф. "Методи та засоби вимірювання в галузі електромагнітної сумісності". - Вінниця (Україна).-1991.-С.95-100.
6. Горобець М.М., Шишкова Г.В., Комп'ютерний аналіз характеристик випромінювання хвилеводних та рупорних антен у ближній зоні//Матеріали Між. Кримська конф. "НВЧ-техніка та телекомунікаційні технології"-2001.- Севастополь (Україна).-С.376-378.
7. J.F. Ramsay, "Tubular Beams on Radiating Apertures", Advances in Microwaves, III, 1968, pp. 128-221.
8. P.F. Combes, "Etude de la Zone de Rayleigh des Overtures Circulaires par les Formules de Kottler et la Theorie Geometrique de la Diffraction", (These de Doctorates sciences), Revue du CETHEDDEC, 78-2, 1978.
9. R.C. Hansen, Microwave Scanning Antennas, Los Altos, CA, Peninsula Publishing, 1985.

10. A.D. Yaghjian "An Overview of Near-Field Antenna Measurements", IEEE Transaction on Antennas and Propagation, AP-34, 1, January 1986, pp. 30-45.
11. C.A. Balanis, Antenna Theory: Analysis and Design, New York, John Wiley, 1982.
12. Атрошенко Л.М., Горобець М.М., Шишкова Г.В., Овсяннікова Є.Є. Розподіл поля в ближній зоні хвильоводних і рупорних випромінювачів// 14-й Російський симпозіум з міжнародною участю "Міліметрові хвилі в медицині та біології"-2007.- С.254-257.
13. Овсяннікова Є.Є., Шишкова Г.В., Розподіл амплітуд електромагнітних полів на площині в ближній та проміжній зоні антени з прямокутною апертурою//Матеріали 3-ї Між. молодіжної науково-технічної конф. "Сучасні проблеми радіотехніки телекомунікацій" РТ-2007. - Севастополь (Україна). - С.125.
14. Дробкін А.Л. Ближнє електромагнітне поле апертурного випромінювача. Радіотехніка та електроніка, 1979, т.24, № 10, с.2007-2013.
15. Система рівнянь визначення діаграми спрямованості антени по відлікам ближнього поля. Соловцов С. Л. «Вісті. Вузів. Радіоелектрон.», 1984, 27 № 2, 83-84.
16. Гаусові розкладання полів для великих апертурних антен. Elkins Rush E. IEEE Antennas and Propag., 1986, 34, № 2, 228-243 (англ.).
17. Поле в ближній та дальній зоні апертурних антен, розраховане методом асимптотичної теорії дифракції. Sanyal Subrata, Bhattacharyya A. K. «Int. Symp. Dig. Antennas and Propag., Albuquerque, N. M., May 24-28, 1982. Vol. 2». New York, N. Y., 1982, 629-631 (англ.).
18. Дослідження розподілу нульових значень поля у ближній зоні апертурної антени. Yukuan Mao, Yari Li. «Electromagn. Compat., 1986. 8th Int. Wrocl. Symp. Electromagn. Compat. Full. pap. Pt 2». Wroclaw, 1986, 540-547.
19. Особливості поля поблизу кутів апертур. Field singularities near aperture corners, by Smedt p., Van Bladel J. G. JEEProc.", 1987, A134, №8, 694-698.

20. Дослідження розподілу нулів у ближній зоні апертурної антени. Yakuan Mao, Vari Li. Electromagn. Compaf. 8th 1 nl. Wroct. Symp., 1986. Sum» Wroctaw, 1986, p.41-42.
21. Метод розрахунку ближнього поля плоского випромінюючого розкриву. Тролкін С. К., Хемалян А. Д. Кондратьев А. С.; ред. ж. «Вісті Вузів. Радіофізика», 1987. 20 с., (Рукопис деп. у ВІНТІ 25.06.87, № 4687-887).
22. Шубарін Ю.В. Антени надвисоких частот. Х.: Вид. Харківського держ. університету, 1960. –283 с.
23. Clarricoats P. J. B. Advanced Antenna Technology. London: Microwave Exhibition&Publishers, 1981. P. 301-305.
24. Горобець М. М., Орлова Л. В. Розрахунок випромінювання з відкритого кінця круглого хвильоводу./РДЕНТП.–Київ, 1986. – 27 с. – Деп. В УКРНІНТІ, №876. -Ук 86.
25. Hombach V. Radiation from Flanged Waveguide // Proc. International Symp. на Electromagnetic Theory (URSI). – Santiagode Compostela (Spain). 1983.P.77-80.
26. Ю. В. Шубарін, М. М. Горобець. Залежність поляризаційної діаграми від амплітудно-фазового розподілу поля у розкриві антен надвисоких частот. «Вісті Вузів, Радіотехніка», Т. 8, №5, 1965.
27. Ю. В. Шубарін, М.М. Горобець. Налаштування антен з круговою поляризацією. «Вісті Вузів, Радіофізика», Т. 8, №5, 1965.
28. Горобець М.М. Амплітудні, фазові та поляризаційні діаграми апертурних антен у ближній, проміжній та дальній зонах. Вісник Харківського університету. №203. Радіофізика електроніка. 1980. Випуск 9. Ст. 26-34.
29. Clarricoats P.J.B., Olver A.D. Випромінювання рупорних антен з ребрами//Electron. Let. 1971. - Vol.7, №16-P.446-448
30. Ким А.С. Аналіз та оптимізація всеспрямованих та гостроспрямованих вісесиметричних дводзеркальних антени: Автореф. дис.

канд. техн. наук: 05.12.07 / Київський національний технічний університет. К., 2000.- 16с.

31. Горобець М.М., Шишкова Г.В. Аналіз коефіцієнтів розсіювання, відбиття та трансформації при збудженні круглого хвильоводу симетричними та несиметричними хвилями. Харківський Національний Університет, 17 жовтня 2000 р.

32. Горобець М.М., Мокан Т.К., Орлова Л. В. // Вісник. Харків. ун-ту, № 248. Фізика та техніка сантиметрових, міліметрових та субміліметрових хвиль. Харків: ХДУ, 1983. С. 10.

33. Айзенберг Г.З., Ямпільський В.Г., Терешин О.М. Антени УКХ. Зв'язок, 1977. Ч. 1.

34. Вініченко Ю.П., Леманський АЛ., Мітяшов М.Б. // РЕ. 1980. Т. 25 №7. С. 1397.

35. Вініненко Ю.П., Леманський АЛ., Мітяшов М.Б. // РЕ. 1983. Т. 28. № 10. С. 2064.

36. Ямпільський В.Г., Суханов В.І. // Радіотехніка. 1981. Т. 36. №7. З 70.

37. Александров І.Л., Зелкін Є.Г. // Електромагнітні хвилі та електронні системи. 1997. Т. 2. № 1. С. 94.

38. Kumar A. // Int. J. Electronics. 1987. V. 62. №4. P. 507.

39. Laybros S., Combed PF, Mametsa H.J. The "Very-Near-Field" Region of Equiphase Radiating Apertures // IEEE Antennas and Propagation Magazine, Vol.47, No.4, August 2005, pp. 50-66.

40. Лебедєв І. В. Техніка та прилади НВЧ. Вища школа, 1970. - Т.1.-438 с.

41. Булгаков О. О., Горобець М. М., Лященко В. О. Аналіз узгодження та спрямованих характеристик хвильоводних та рупорних випромінювачів. Радіотехніка і електроніка, 2001, том 46, №8, с. 961-965.

42. Горобець М. М. Амплітудні, фазові та поляризаційні діаграми апертурних антени в ближній, проміжній та дальній зонах // Вісн. Харків. ун-ту. Радіофізика та електроніка. 1971. - №203. – С. 26-34.

43. Горобець М. М., Цехмістро Р. І. Характеристики електромагнітного поля коротких дріт'яних антен у ближній зоні // Вісник Харк. нац. ун-ту, №467 - Радіофізика та електроніка, 2000 р., вип. 1, с. 62-66.
44. Шубарін Ю.В. Антени надвисоких частот. Х.: Вид. Харківського держ. університету, 1960 -283 с.
45. Горобець М.М., Овсяннікова Є.Є., Шишкова Г.В. Відстань дальньої зони хвилеводних випромінювачів. Вісник Харківського університету. №834. Радіофізика електроніка. 2008 р. Випуск 13. ст.67-76.
46. Овсяннікова Є.Є., Шишкова Г.В., Горобець М.М. Вплив виду амплітудного розподілу на характеристики полів у ближній зоні апертурних антен. Вісник Харківського університету. №853. Радіофізика електроніка. 2009. Випуск 14. Ст.26-24.
47. Драбкін А. Л., Зузенко В.Л., Кислов А.Г. Антенно-фідерні пристрої. Рад. радіо, 1974. 535 с.
48. Сазонов Д.М., Антени та пристрої НВЧ. Виц.шк., 1988. 480 с.