

Д.І. ВЕЛЬМІСКІН

АНТЕННІ СИСТЕМИ

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ОДЕСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ЕКОЛОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

Д.І. Вельміскін

АНТЕННІ СИСТЕМИ

Конспект лекцій

Одеса "ТЕС" 2007

ББК – 32.845

В – 28

УДК – 621.396.67

Друкується за рішенням Вченої ради Одеського державного екологічного університету (протокол № _____ від _____.____.2007 р.).

Вельміскін Д.І.

Антенні системи. Конспект лекцій. –Одеса, Вид-во
2007. – с. 144

В конспекті лекцій розглянуті основи загальної теорії антен и принципи електричного розрахунку основних типів антен.

Автор виражає свою искреннюю признательность Соколенко О.Д., Лозинской Р.В., Сиротенко Т.В. за помощь, оказанную при подготовке конспекта лекций к печати.

© Одеський державний
екологічний університет, 2007

Зміст

1 Призначення і класифікація антен.....	5
1.1 Призначення передавальної і приймальної антен.....	5
1.2 Класифікація антен за діапазонами хвиль.....	7
1.3 Класифікація антен УКХ.....	8
2 Основні параметри передавальних антен.....	19
2.1 Далека зона антени. Особливості поля антени в далекій зоні.....	19
2.2 Діаграма спрямованості по полю і по потужності.....	27
2.3 Фазова діаграма спрямованості.....	32
2.4 Коефіцієнт спрямованої дії (КСД) і коефіцієнт підсилення (КП)..	34
2.5 Опір випромінювання антени.....	39
2.6 Вхідний опір антени.....	42
2.7 Поляризаційна діаграма антени.....	43
2.8 Робочий діапазон частот антени.....	46
2.9 Припустима величина випромінюваної потужності.....	47
3 Теорія приймальних антен.....	48
3.1 Основні питання теорії приймальних антен.....	48
3.2 Принцип взаємності.....	48
3.3 Струм і ЕРС у приймальній антені. Вхідний опір і ДН приймальної антени.....	50
3.4 Потужність, що віддається антеною приймачу. Коефіцієнт використання площі.....	54
3.5 КСД і КП приймальних антен.....	56
3.6 Шумова температура антени.....	58
3.7 Особливості передавальних і приймальних антен.....	62
4 Вібраторні антени.....	64
4.1 Загальні відомості.....	64
4.2 Поле і ДН симетричного вібратора.....	64
4.3 Опір випромінювання, вхідний опір, КСД.....	68
5 Рупорні антени.....	74
5.1 Випромінювання з відкритого кінця прямокутного хвилеводу.....	75
5.2 Випромінювання з відкритого кінця круглого хвилеводу.....	78
5.3 Типи рупорних антен. Метод дослідження рупорів.....	81
5.4 Структура поля в рупорі. Амплітудно-фазовий розподіл у розкритті рупора.....	83
5. ДС і КСД рупорних антен.....	90

6 Дзеркальні антени.....	96
6.1 Основні типи дзеркальних антен.....	96
6.2 Методи розрахунку поля випромінювання дзеркальних антен....	97
6.3 Параболоїд обертання. Основні геометричні співвідношення та опромінювачі параболоїда обертання.....	102
6.4 Управління положенням ДС дзеркальної антени.....	104
7 Фазованні антенні решітки (ФАР).....	108
7.1 Визначення ФАР. Переваги РЛС із ФАР.....	108
7.2 Класифікація ФАР.....	110
7.3 Багатопроменеві ФАР.....	110
7.4 Принцип хитання променя.....	114
7.5 Частотний спосіб хитання променя.....	115
8 Бічні пелюстки в діаграмах спрямованості систем МРЛ.....	120
8.1 Основні фактори, які впливають на рівень бічних пелюстків ДС антени.....	120
8.2 Антени з біноміальним амплітудним розподілом.....	123
9 Обтічники антени.....	127
9.1 Призначення і класифікація обтічників.....	127
9.2 Діелектричні матеріали, застосовані в обтічниках.....	129
9.3 Радіотехнічні характеристики обтічників, методика їх розрахун ку.....	130
Література.....	142

1 ПРИЗНАЧЕННЯ І КЛАСИФІКАЦІЯ АНТЕН

1.1 Призначення передавальної і приймальної антен

Будь-яка радіолінія складається з двох пристроїв – передавального і приймального, зв'язок між якими здійснюється за допомогою електромагнітних хвиль, що поширюються в просторі.

Найпростіша блок-схема радіолінії наведена на рис. 1.1.

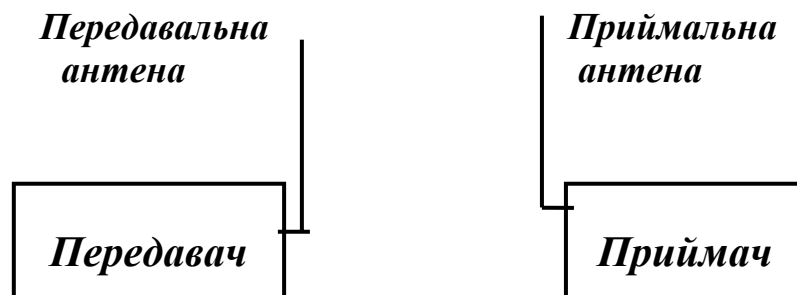


Рис 1.1 – Схема радіолінії

Модульовані високочастотні коливання, вироблені передавачем, підводяться до спеціального пристрою, задачею якого є випромінювання радіохвиль, що вільно поширюються. Цей пристрій називається випромінюючою чи передавальною антеною.

Отже, основним призначенням передавальної антени є випромінювання електромагнітних хвиль, які вільно поширюються.

Утворени електромагнітні хвилі поширюються у вільному просторі і досягають приймальної установки. Остання повинна містити пристрій, що уловлює частину енергії з поля приходящих електромагнітних хвиль. Цей пристрій називається приймальною антеною.

Отже, основним призначенням приймальної антени є уловлювання енергії з поля радіохвиль, що поширюються, і передача цієї енергії в приймач.

Якщо передавальна антена перетворить енергію струмів високої частоти в енергію електромагнітних хвиль, що вільно поширюються, то приймальна антена виконає зворотну задачу – перетворить енергію електромагнітних хвиль, що вільно поширюються, в енергію струмів високої частоти.

В обох випадках основним фізичним процесом в антені є взаємодія зарядів з електромагнітним полем.

У випадку передавальної антени струми, що течуть в антені, збуджують електромагнітне поле в просторі. Так як поле поширюється, "іде" від антени, то необхідно увесь час підтримувати його, що здійснюється завдяки передачі енергії від зарядів, що рухаються в антені, полю.

У випадку приймальної антени, поле приходячих радіохвиль впливає на наявні в антені вільні заряди. Під впливом цього поля заряди здобувають складову швидкості в напрямку дії електричного поля, тобто в антені виникає перемінний струм. При цьому частина енергії падаючої хвилі надходить в антену, що у свою чергу передає її з визначеним КПД приймачу.

Зворотний характер процесів, що відбуваються в передавальній і приймальній антенах, визначає їх оборотність. Останнє означає, що принципово передавальну антену можна використовувати як приймальну, і навпаки. Ця властивість оборотності має велике практичне значення і широко використовується в РЛС, де дуже часто та сама антена працює як на передачу, так і на прийом. Такі антени називаються **приймально-передавальними**.

Цінність властивості оборотності є ще у тім, що мається тісний зв'язок між параметрами антени в режимі передачі і прийому. Це дуже важливо з погляду аналізу антен, тому що дозволяє обійтися вивченням параметрів антени при роботі її в одному з режимів.

Перетворення енергії струмів високої частоти в енергію радіохвиль у режимі передачі або зворотне перетворення в режимі прийому є **першою функцією** антени. **Друга функція** антени – концентрація випромінювання у визначених напрямках при заданій поляризації радіохвиль у режимі передачі або переважний прийом приходячих з визначених напрямків радіохвиль заданої поляризації у режимі прийому.

Антена, як самостійний елемент будь-якого передавального і приймального пристрою, була вперше запропонована винахідником радіо О.С. Поповим. В 1895 р. він уперше застосував антену для реєстрації грозових розрядів. В 1896 р. О.С. Попов застосував антену для випромінювання радіохвиль. Як передавальну і приймальну антену застосовували вертикальний заземлений провід (рис. 1.2), до затисків 1–1 якого підключався приймач чи передавач.

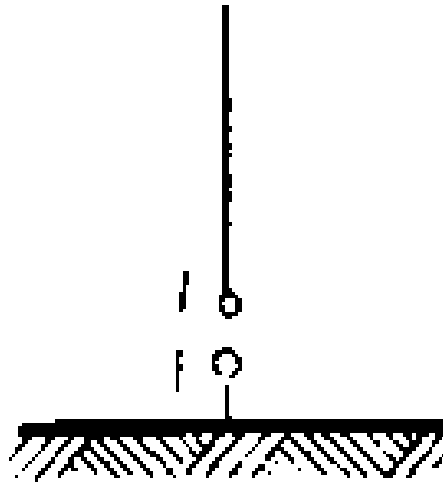


Рис. 1.2 – Передавальна та приймальна антени

Протягом тривалого часу, аж до 20-х років, заземлений провід (несиметричний вібратор) у різному конструктивному виконанні був основним типом антен, що застосовувалися у радіозв'язку на довгих і середніх хвилях. Освоєння короткохвильового, а в наслідку, починаючи з 30-х років, і УКХ діапазонів привели до інтенсивного розвитку антеною техніки і в даний час існує велика кількість різноманітних типів антен. Розходження в їх конструкції та електричних параметрах обумовлено діапазоном хвиль і різних вимог, пропонованими до антен радіоустановок різного призначення.

1.2 Класифікація антен за діапазонами хвиль

Відповідно до використаного діапазону хвиль розрізняють антени довгих, середніх, коротких хвиль, антени УКХ і антени оптичного діапазону.

На довгих, середніх і коротких хвилях антени являють собою системи тонких проводів, що перетворюють струми високої частоти в радіохвилі і формують діаграму спрямованості. Відношення лінійного розміру антени

L до довжини хвилі λ тут менше чи порядку одиниці (для антен довгих і середніх хвиль $\frac{L}{\lambda} < 1$, для антен коротких хвиль $\frac{L}{\lambda} \sim 1$).

Анени УКХ можна розділити на метрові і НВЧ анени, до яких ми віднесемо анени дециметрових, сантиметрових і міліметрових хвиль.

Для антен УКХ діапазону (особливо НВЧ антен) характерні наступні три особливості:

- розмір їх звичайно значно більше довжини хвилі ($\frac{L}{\lambda} \gg 1$), що дозволяє забезпечити високі спрямовані властивості анени;

- замість лінійних струмів, що течуть по тонких проводах, широко використовуються поверхневі струми, що обтікають великі металеві поверхні;

- перетворення струмів високої частоти в радіохвилі і формування діаграми спрямованості виконується найчастіше різними елементами анени. Так, у дзеркальних чи лінзових антенах джерелом випромінювання є звичайно вібратор, щілина, рупор (чи система вібраторів, щілин, рупорів). Діаграма ж спрямованості цих антен формується дзеркалом чи лінзою.

Діапазон УКХ, який є основним для радіолокації, характеризується великою різноманітністю застосованих у ньому типів антен. Це обумовлено, з одного боку, широкими можливостями варіювання відносних розмірів анени, а з іншого боку – дуже різноманітними вимогами, пропонованими до антен РЛС.

Слід зазначити, що в РЛС антена є одним з найбільш важливих пристроїв, який визначає значною мірою тактико-технічні дані станції. Основні тактико-технічні вимоги до РЛС: дальність дії, точність визначення координат, дозволяюча здатність, перешкодозахищеність, швидкість огляду простору і т.д. значною мірою забезпечуються належним вибором анени. Правильний вибір анени має істотне значення і з погляду надійності, зручності експлуатації, мобільності і вартості станції. Вартість сучасної РЛС значною мірою визначається вартістю антенного пристрою.

На відміну від ряду інших вузлів РЛС антена не може бути "захована" і тому найбільш піддана як впливу різного роду метеофакторів, так і впливу з боку супротивника. Це змушує найчастіше застосовувати різні міри захисту анени, наприклад, обтічники.

1.3 Класифікація антен УКХ

Діапазон УКХ відрізняється великою різноманітністю застосованих у ньому типів антен.

Коротка характеристика основних класів антен УКХ (рис. 1.3)

Дротові антени. Цей клас антен можна розбити на два основних підкласи: вібраторні і спіральні.

У підкласі вібраторних антен основним елементом є симетричний вібратор довжиною біля $\frac{\lambda}{2}$ (рис. 1.4). Ряд таких вібраторів, однаково орієнтованих і розміщених на деякій відстані друг від друга, утворюють вібраторні решітки. Ці решітки можуть бути двох основних типів: з поперечним і з осьовим випромінюванням.

У решітках першого типу максимум випромінювання спрямований по нормалі до площини решіток чи відхилений від нормалі на деякий кут.

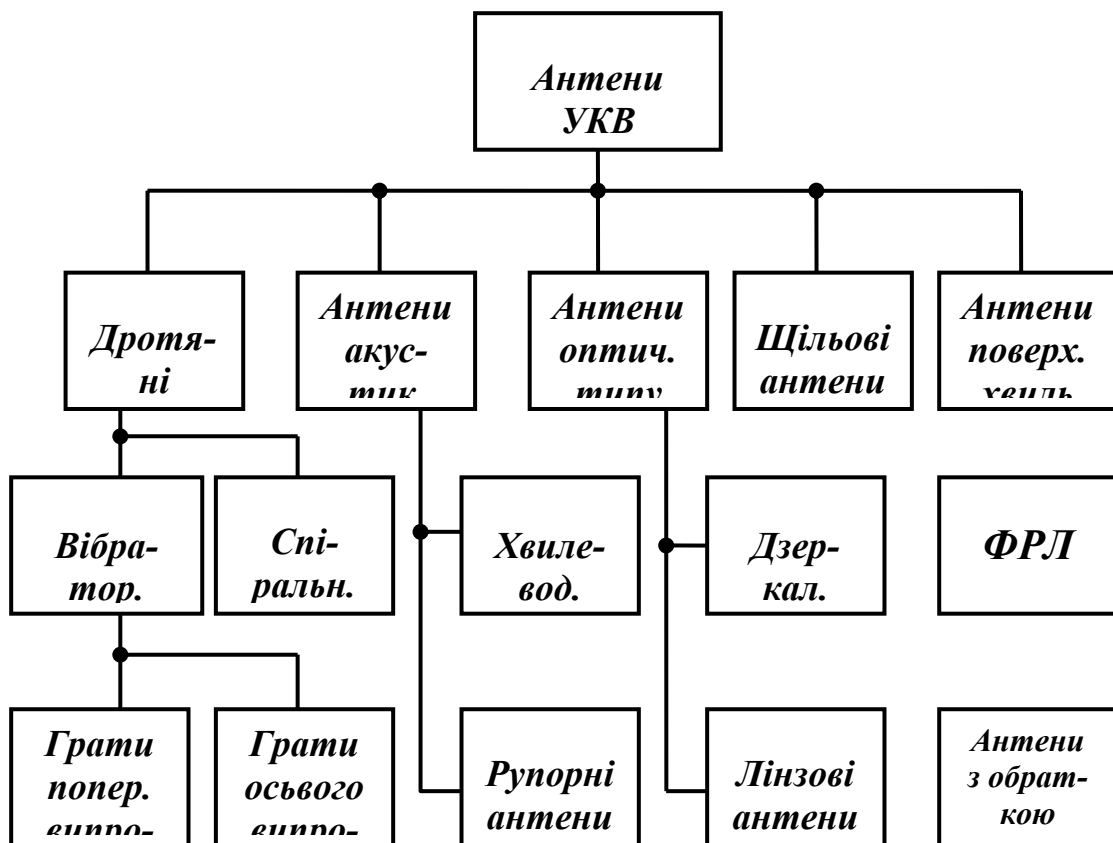


Рис. 1.3 – Класифікація антен

Приклад таких решіток – антена "синфазне полотно", наведена на рис. 1.5. Вібратори тут живляться синфазно.

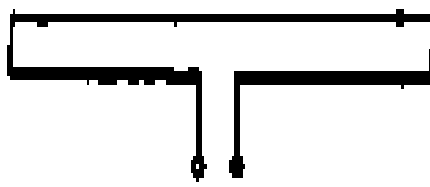


Рис. 1.4 – Симетричний вібратор

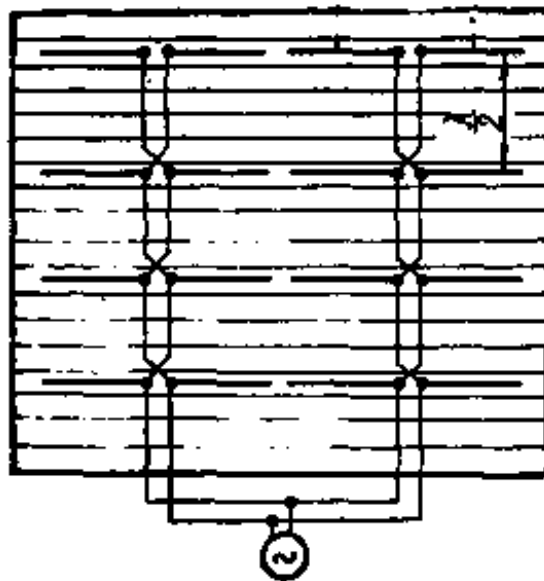


Рис. 1.5 – Синфазна полотнина

Максимум випромінювання спрямований по нормалі до площини полотна. Для того, щоб випромінювання в подібних антенах було в один бік, застосовують рефлектор (металевий лист, сітку чи аналогічні решітки вібраторів), установлений на відстані приблизно чверті довжини хвилі від решіток.

У ґратах з осьовим випромінюванням вібратори живляться бігучою хвилею. Максимум випромінювання спрямований уздовж лінії розташування вібраторів. Прикладом подібної системи є дуже проста по конструкції директорна антена (рис. 1.6).



Рис. 1.6 – Директорна антена

У цій системі живлється лише один – "активний" вібратор, поле якого збуджує інші "пасивні" вібратори. Необхідні фази струмів у вібраторах забезпечуються підбором довжин вібраторів і відстаней між ними.

Крім простоти конструкції перевагою антен осьового випромінювання є формування порівняно вузької діаграми спрямованості одночасно в двох взаємно перпендикулярних площинах шляхом збільшення лише одного лінійного розміру – довжини антени, у той час як в антенах з поперечним випромінюванням для цього необхідно збільшувати обидва розміри полотна.

Недоліком антен осьового випромінювання (у порівнянні з антенами з поперечним випромінюванням) – великий рівень бічних пелюстків.

Зупинимося тепер на спіральних антенах. Найбільш типовим представником їх є циліндрична спіраль (рис. 1.7).

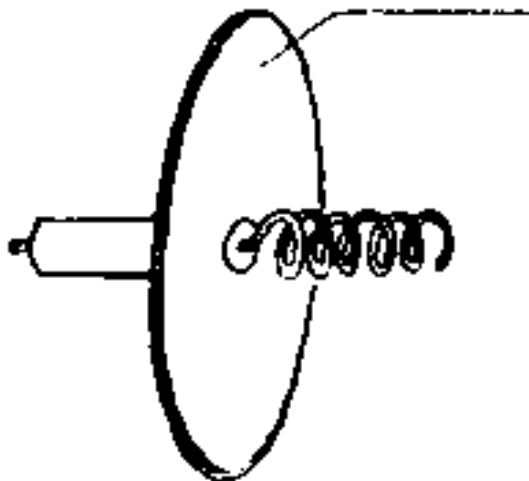


Рис. 1.7 – Спиральна антена

Звичайно така спіраль застосовується з рефлектором. Якщо довжина витка спіралі приблизно дорівнює довжині хвилі у вільному просторі, то максимум випромінювання спрямований уздовж осі.

Крім циліндричної використовуються і інші види спіральних антен – конічна, з перемінним кутом намотування, плоска і т.д.

Найбільш цінними якостями спіральних антен є їхня діапазонність і кругова поляризація поля, створюваного ними в напрямку осі спіралі.

До дротових антен відносяться також антени, що складаються з тонких проводів чи металевих стрічок: прямолінійних чи вигнутих у вигляді зигзага, рамки і т.п.

Антени акустичного типу. До них відносяться хвилеводні випромінювачі і рупорні антени.

Найпростішим хвилеводним випромінювачем є відкритий кінець прямокутного чи круглого хвилеводу (рис. 1.8 а, б). Спрямованість випромінювання такої антени невелика. Крім того, вона погано погоджена з вільним простором.

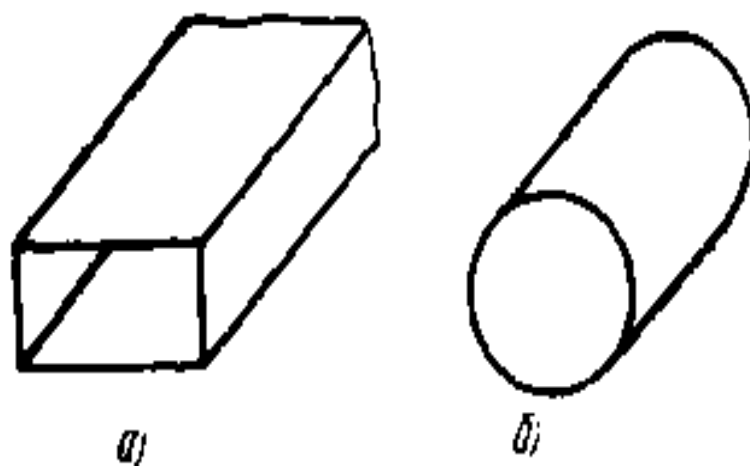


Рис. 1.8 – Хвилевідний випромінювач:
а – прямокутний; б – круглий

Для збільшення спрямованості і поліпшення узгодження відкритий кінець хвилеводу постачають рупором, що у конструктивному відношенні подібний акустичному рупору.

Можливі різні типи рупорів: пірамідальний, секторіальний, конічний і т.п. (рис. 1.9 а, б, в).

Рупорні антени прості і широкосмужні. Вони знаходять широке застосування як самостійні антени (особливо у вимірювальній техніці), та як елементи більш складних антен.

Недоліком рупорних антен є труднощі одержання вузьких діаграм спрямованості.

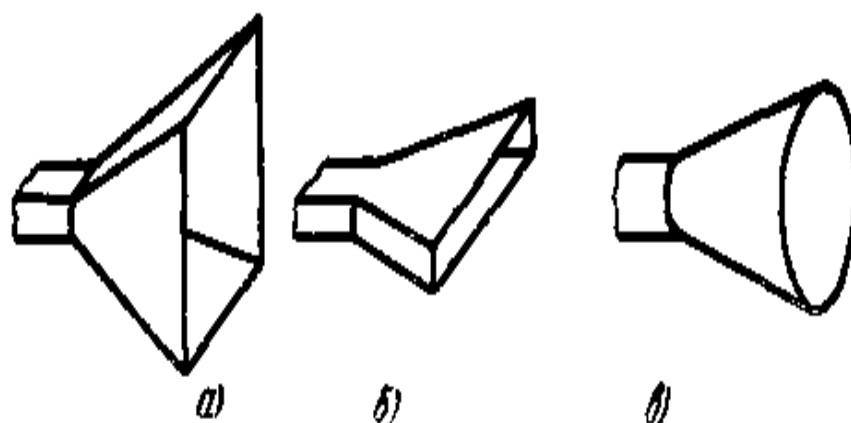


Рис. 1.9 – Типи рупора:
а – пірамідальний; б – секторіальний; в – конічний

Антенни оптичного типу. До антен оптичного типу відносяться дзеркальні (рефлекторні) (рис. 1.10) і лінзові антени (рис. 1.11).

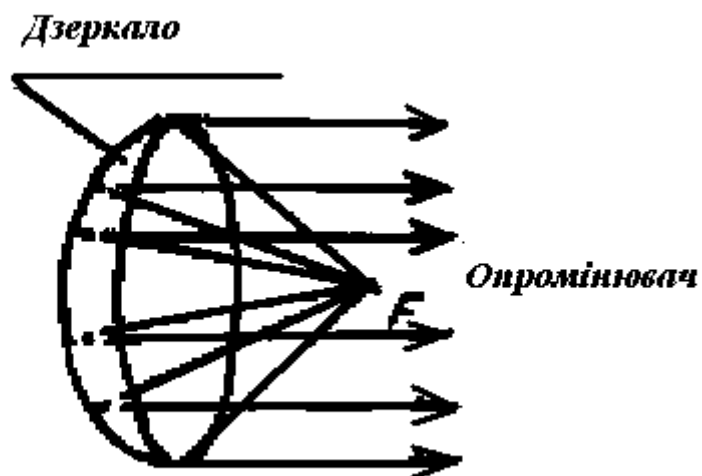


Рис. 1.10 – Дзеркальна антена

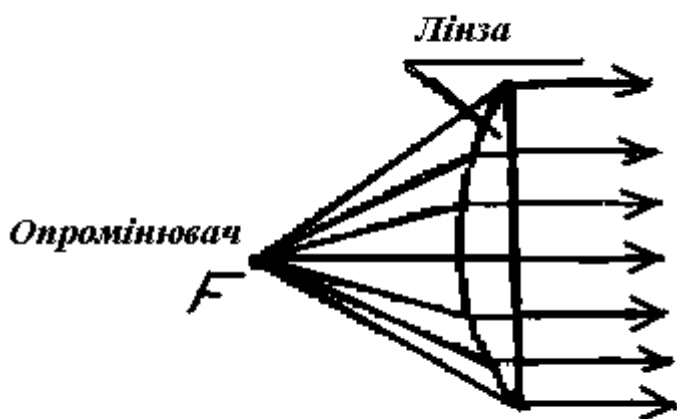


Рис. 1.11 – Лінзова антена

Принцип роботи цих антен запозичений з оптики. Антени складаються з двох елементів – первинного джерела (опромінювач) і дзеркала чи лінзи, що перетворюють розбіжний від точкового опромінювача пучок променів у паралельний на виході системи.

Дзеркальні антени мають дуже широке поширення. Вони є основним типом антен, застосованих у радіолокації, космічному зв'язку, радіоастрономії. Це обумовлено простотою і механічною міцністю конструкції цих антен, їх діапазонністю, високим ККД і можливостями порівняно нескладними способами створювати різні діаграми спрямованості.

Застосовуються дзеркала різної форми – параболоїд обертання, усічений параболоїд, параболічний циліндр і т.д. В даний час широке застосування знаходять багатозеркальні конструкції.

Лінзи можуть бути виконані з діелектриків з малими втратами. Однак діелектричні лінзи великих розмірів мають велику вагу і високу вартість. Тому замість діелектриків застосовуються штучні заломлюючі середовища (штучні діелектрики), що представляють собою решітки з металевих часток, запресованих у діелектрик з коефіцієнтом переломлення близьким до одиниці. Зі штучного діелектрика виготовляють лінзи, подібні діелектричним (рис. 1.12), але більш дешеві і з меншою вагою.

На відміну від оптики в радіодіапазоні використовуються не тільки сповільнюючі лінзи з коефіцієнтом переломлення більше одиниці, але і прискорюючі лінзи, наприклад, металевопластинковий (рис. 1.13). Якщо вектор E паралельний пластинам, то фазова швидкість у лінзі більше швидкості світла, що відповідає коефіцієнту переломлення, меншому одиниці.

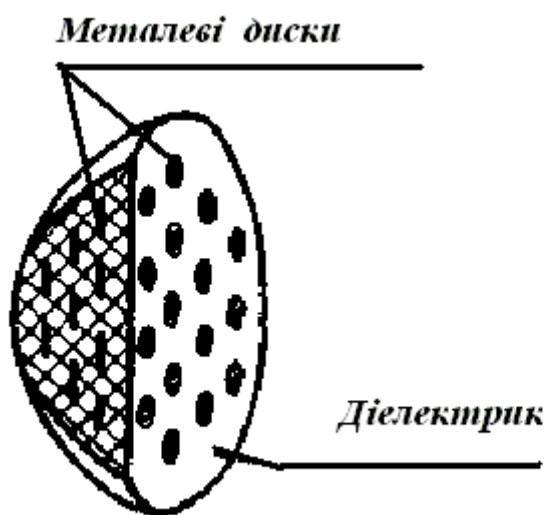


Рис. 1.12 – Діелектрична лінза

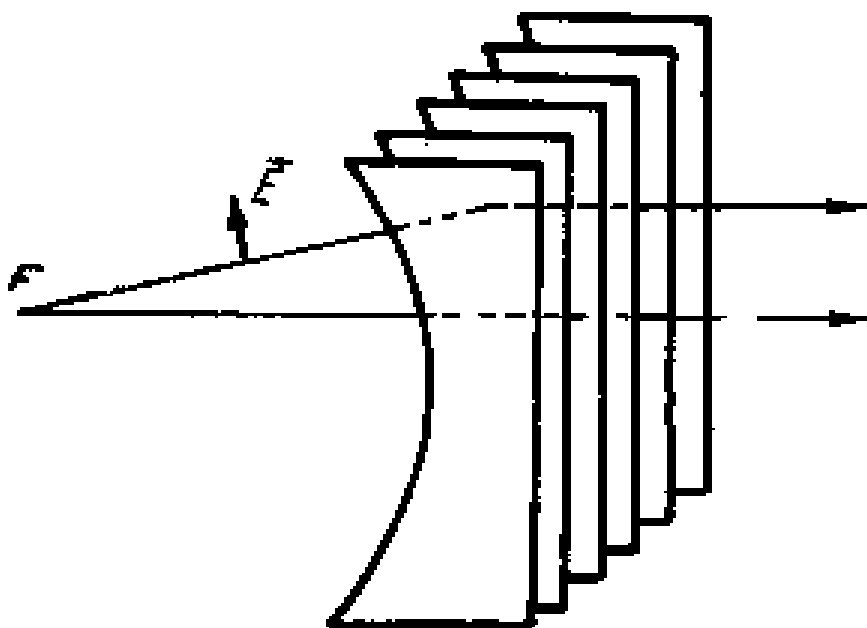


Рис. 1.13 – Прискорююча лінза

Перевагою лінзових антен у порівнянні з дзеркальними є: відсутність елементів, що затінюють випромінюючий розкриття, це сприяє зниженню рівня бічного випромінювання; широкі можливості формування бажаної діаграми спрямованості шляхом зміни профілю двох поверхонь, величини коефіцієнта переломлення і закону зміни його усередині лінзи; можливість створення антен для хитання променю в широкому секторі. Загальним недоліком усіх типів лінзових антен, використаних у радіодіапазоні, є велика вага і складність конструкції.

Помітимо, що дзеркальні і лінзові антени є основними типами антен оптичного діапазону хвиль.

Щілинні (дифракційні) антени (рис. 1.14). Ці антени являють собою системи щілин (найчастіше напівхвильових), прорізаних на поверхні хвилеводу, коаксіального кабелю чи об'ємного резонатора. За спрямованими властивостями щілинні антени багато в чому аналогічні вібраторним антенам. Подібно вібраторним антенам можливі щілинні системи осевого випромінювання, у яких щілини живляться бігучою хвилею.

Перевага щілинних антен – простота і відсутність частин, що виступають за межі поверхні, на якій прорізані щілини. Це обумовило широке

застосування щілинних антен як не виступаючих антен літальних апаратів. Недоліком щілинних антен є їх вузькосмужність. (рис. 1.15).

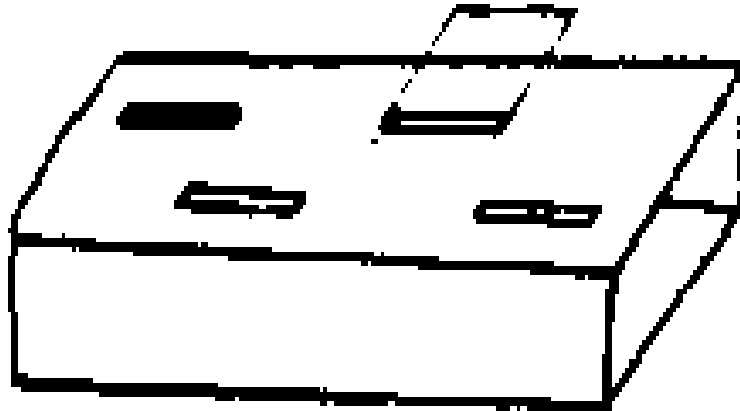


Рис. 1.14 – Щілинна антена

Антени поверхневих хвиль (рис. 1.15). Основним елементом цих антен є сповільнююча структура, яка створює поверхневу хвилю. Хвиля, випромінювана рупором, поступово трансформується в поверхневу. Це сприяє збільшенню спрямованості системи в порівнянні зі спрямованістю рупора.

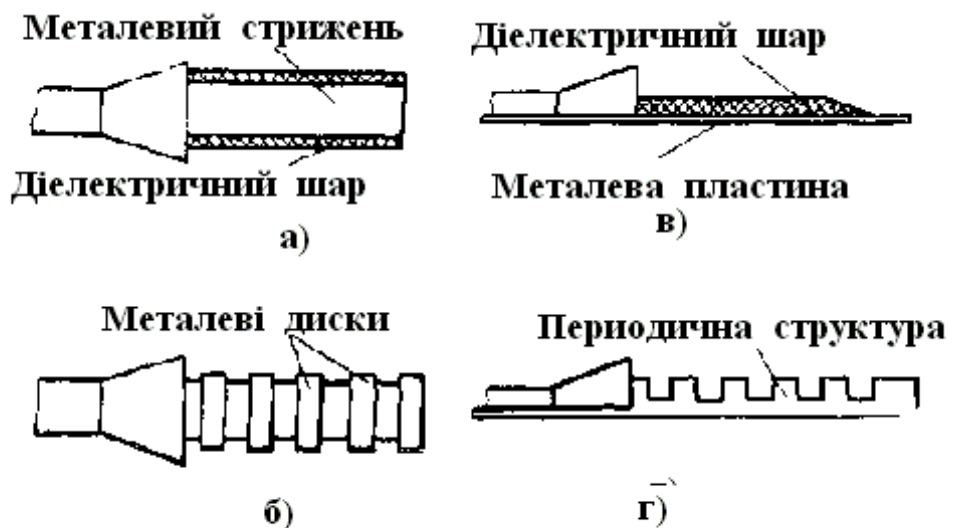


Рис. 1.15 – Антени поверхневих хвиль

Можливі численні варіанти конструктивного виконання антен поверхневих хвиль (АПХ), які розрізняються типом сповільнюючої структури, (гладка – рис. 1.15, а, в або періодична – рис. 1.15 б, г) і її геометрією (плоска – рис. 1.15, в, г, стержнева – рис. 1.15, а, в та ін.).

Перевагою АПХ є широкосмужність (особливо для АПХ із гладкими сповільнюючими структурами), малі розміри по висоті (для плоских АПХ), багаті можливості створення різних діаграм спрямованості шляхом варіювання параметрів сповільнюючих структур.

Недоліки АПХ – помітні втрати та обмеження по потужності, що пропускається, особливо в АПХ із періодичними сповільнюючими структурами.

На рис. 1.3 окремо виділені два дуже перспективних класи антен: фазованні антенні решітки (ФАР) і антени з обробкою сигналу. Ці антени являють собою складні пристрої з розгалуженою схемою керування і обробки сигналу. У якості випромінюючих елементів тут використовують розглянуті вище типи антен.

Контрольні питання

- 1 Призначення і класифікація антен.
- 2 Призначення передавальної і приймальної антен.
- 3 Класифікація антен за діапазонами хвиль.
- 4 Класифікація антен УКХ.

2 ОСНОВНІ ПАРАМЕТРИ ПЕРЕДАВАЛЬНИХ АНТЕН

В даний час існує багато різних типів антен. Однак можна вказати ряд основних властивостей притаманних будь-якої антені електричних параметрів, що характеризують властивості антени як перетворювача енергії і спрямованих її властивостей.

Значення цих параметрів звичайно визначаються при електричному розрахунку чи експериментальному дослідженні антени. Вони дозволяють якісно і кількісно оцінювати властивості антени, зіставляти різні типи антен між собою і робити вибір доцільно типу антени.

Розглянемо основні параметри передавальної антени.

Параметри антени в режимі прийому можна, відповідно до принципу взаємності, знайти за її параметрами в режимі передачі.

Попередньо розглянемо питання про далеку зону антени і з'ясуємо особливості поля будь-якої антени в цій зоні.

2.1 Далека зона антени. Особливості поля антени в далекій зоні

Розглянемо довільну передавальну антену, що представляє собою систему тонких провідників $L_0, L_1, L_2, \dots$, із заданими струмами, що знаходяться в деякому обсязі V (рис. 2.1). Початок координат виберемо в якійсь точці провідника L_0 .

Поле довільної антени з заданими струмами можна визначити, використовуючи загальне рішення рівнянь Максвелла для вектора Герца $\mathbf{P}$ або векторного потенціалу $\mathbf{A}$ і переходячи далі від цих векторів до векторів поля $\mathbf{E}$ та $\mathbf{H}$. Можна, однак, знайти вектори $\mathbf{E}$ та $\mathbf{H}$ і іншим, більш простим шляхом, якщо скористатися відомим з курсу теорії електромагнітного поля рішенням для елементарного вібратора. З цією метою розіб'ємо кожний із провідників на елементарні ділянки довжиною багато менше довжини хвилі. Кожну з таких ділянок можна розглядати як елементарний вібратор з відомою орієнтацією в просторі і відомим значенням струму. Загальне поле антени знаходимо, використовуючи принцип суперпозиції – підсумовуючи поля, створені всіма елементарними вібраторами

$$\mathbf{E} = \sum_i \mathbf{E}_i. \quad (2.1)$$

Далі розглянемо поле в досить далекій точці P .

Розглянемо два елементарних вібратори (рис. 2.2). Один з вібраторів розташований на початку координат, а інший, довільний (і-й), знаходиться в якійсь точці обсягу V .

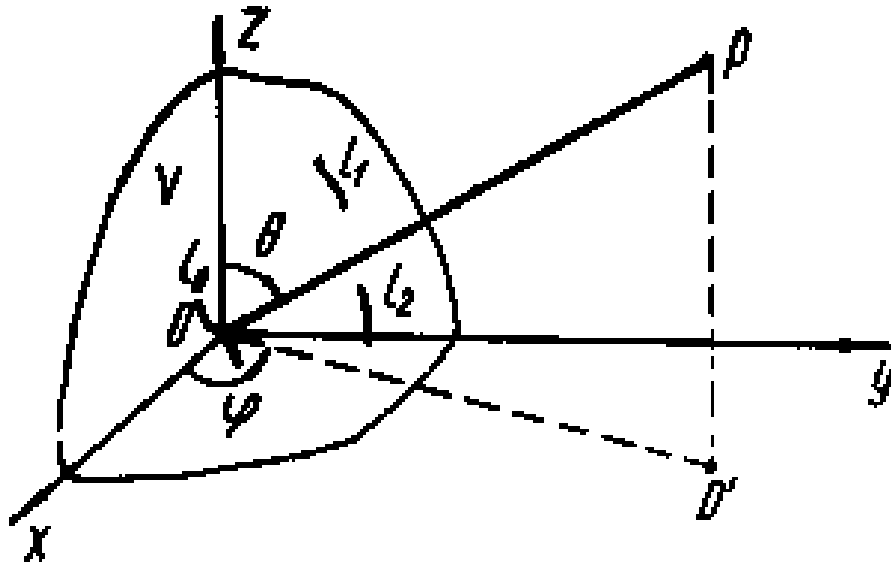


Рис. 2.1 – Система тонких провідників

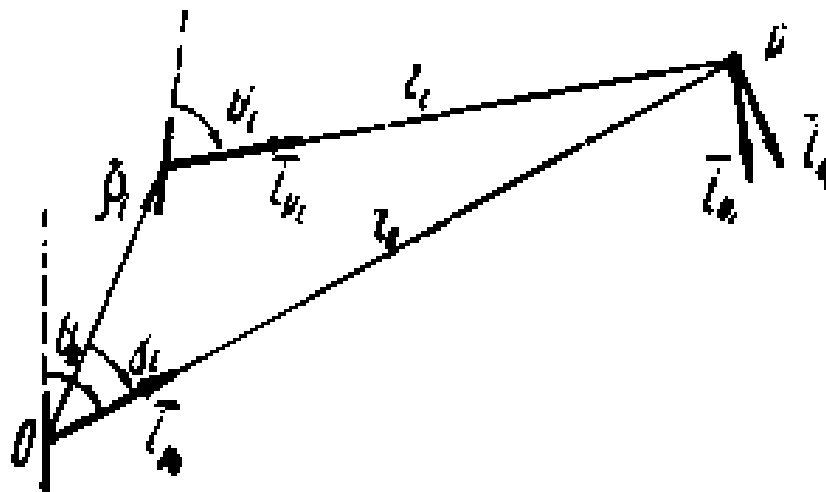


Рис. 2.2 – Розміщення двох елементарних вібраторів

Введемо позначення:

r_0, r_1 – відстані від вібратора до точки спостереження P ;

i_{p_0}, i_{p_i} – орти, які визначають напрямки радіусів-векторів від вібратора на точку P ;

$\theta_0, \theta_i, i_{\theta_0}, i_{\theta_i}$ – углы и орты сферических систем координат, связанных с вибраторами;

j_0, i_i – комплексні амплітуди струмів у вібраторах;

ρ_i – радіус-вектор від початку координат до i -го вібратора;

γ_i – кут між векторами i_{p_0} та i_{p_i} .

Поле довільного елементарного вібратора E_i в далекій (хвильовий) зоні вібратора ($r \gg \lambda$) визначається, як відомо, наступним виразом:

$$E_i = j \frac{60\pi I_i \Delta L_i}{\lambda r_i} \sin \theta_i e^{j(\omega t - kr_i)} i_{\theta_i}. \quad (2.2)$$

Тут ΔL_i – довжина вібратора. Інші позначення ясні з попереднього.

Якщо точка P знаходиться досить далеко, те вектори i_{p_0}, i_{p_i} колінеарні, тобто промені, що йдуть з будь-яких точок антени в точку P , можна вважати паралельними.

Область, у якій промені, що йдуть від антени в точку спостереження, можна вважати паралельними, називається далекою (фраунгоферовою) зоною антени.

Визначимо границю цієї зони, тобто знайдемо, на якій відстані від антени можна з визначеним ступенем точності вважати промені, що йдуть з будь-яких точок антени в точку спостереження, паралельними.

Нехай максимальний лінійний розмір антени (обсягу V) L . Нас цікавить умова паралельності променів, проведених із крайніх точок антени в точку P (рис. 2.3).

Якщо промені паралельні, то $r = r_0 - L \cos \gamma$. При цьому різниця ходу хвиль, що приходять з точок O та B в точку P буде

$$\Delta r_{nap} = r - r_0 = -L \cos \gamma. \quad (2.3)$$

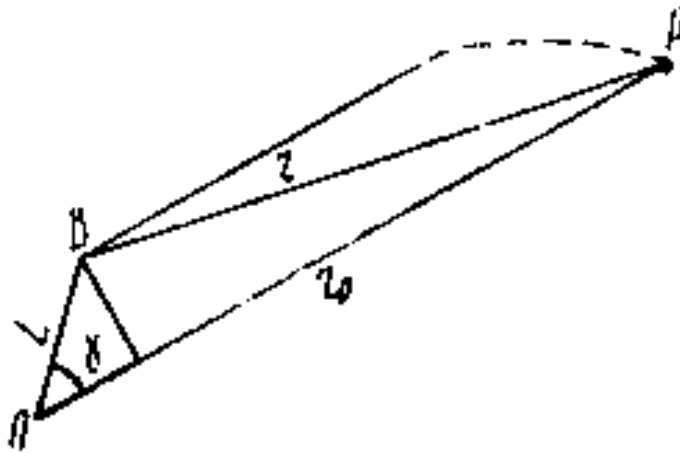


Рис. 2.3 – Умова паралельності променів

Знайдемо істинну різницю ходу. З *ОВР*, користуючись теоремою косинусів, маємо

$$r = \sqrt{r_0^2 + L^2 - 2r_0L \cos \gamma} = r_0 \left[1 + \frac{L^2 - 2r_0L \cos \gamma}{r_0^2} \right]^{1/2}. \quad (2.4)$$

Позначимо тимчасово

$$\alpha = \frac{L^2 - 2r_0L \cos \gamma}{r_0^2}.$$

Уявляючи, що $L \ll r_0$ тобто $\alpha \ll 1$, використовуємо розкладання за формулою бінома Ньютона

$$\sqrt{1 + \alpha} \approx \left(1 + \frac{\alpha}{2} - \frac{\alpha^2}{8} \right).$$

Підставляючи значення α і обмежуючись членами не вище другого ступеня величини $\frac{L}{r_0}$, одержимо далі з (2.4) наступний вираз для величини r :

$$r = r_0 - L \cos \gamma + \frac{L^2}{2r_0} \sin^2 \gamma \quad (2.5)$$

$$\Delta r_{uct} = r - r_0 = -L \cos \gamma + \frac{L^2}{2r_0} \sin^2 \gamma. \quad (2.6)$$

Очевидно, що формулу (2.6) можна замінити формулою (2.3), якщо обумовлена цією заміною помилка в обчисленні різниці фаз складених коливань, мала в порівнянні з π , тобто помилка в різниці ходу мала в порівнянні з $\frac{\lambda}{2}$.

Таким чином, промені можна вважати паралельними, якщо

$$\Delta r_{uct} - \Delta r_{nap} = \frac{L^2}{2r_0} \sin^2 \gamma \ll \frac{\lambda}{2}.$$

Ця нерівність повинна мати місце для всіх значень $\sin^2 \gamma$, в тому числі для найбільшого значення $\sin^2 \gamma = 1$, що дає

$$\frac{L^2}{r_0} \ll \lambda. \quad (2.7)$$

Звідси і випливає критерій далекої зони

$$r_0 \geq \frac{L^2}{\lambda}.$$

Практично полагають, що умова далекої зони виконується, якщо $\frac{L^2}{r_0} \leq \frac{\lambda}{2}$.

Тоді критерій далекої зони визначається виразом

$$r_0 \geq \frac{2L^2}{\lambda}. \quad (2.8)$$

Будемо вважати, що видалення точки P таке, що нерівність (2.7) виконано. При цьому

$$i_{p_i} = i_{p_0}$$

і відповідно

$$r_1 = r_0 - \rho_i \cos \gamma_i r_0 - \rho_i i_p. \quad (2.9)$$

Тут і далі індекс "0" при орті i_p опущений.

Підставимо (2.9) в (2.2) і отриманий для E_j вираз підставимо потім у (2.1). Приймаючи при цьому всі $\Delta l_j = \Delta l$ і зневажаючи розходженнями між величинами r_i в амплітудних множниках, знаходимо

$$E = j \frac{60\pi I_0 \Delta l}{\lambda r_0} e \sum_i i_{\theta_i} \frac{I_i}{I_0} \sin \theta_i e^{jk \rho_i i_p} \quad (2.10)$$

Вхідна у вираз (2.10) сума залежить від розподілу струмів в антені, її геометрії, що описана векторами ρ_i , і напрямку на точку спостереження, що характеризується кутами θ та φ . Істотно, що сума не залежить від відстані r_0 . Залежність поля від відстані має вигляд сферичної хвилі

$$e = i_0 f(\theta, \varphi) \frac{e^{j(\omega t - kr_0)}}{r_0}.$$

Таким чином, поле будь-якої антени в далекій зоні можна представити у вигляді

$$E = I_0 f(\theta, \varphi) \frac{e^{j(\omega t - kr_0)}}{r_0}, \quad (2.11)$$

де векторна комплексна функція

$$f(\theta, \varphi) = j \frac{60\pi \Delta l}{\lambda} \sum_i i_{\theta_i} \frac{I_i}{I_0} \sin \theta_i e^{jk \rho_i i_p}. \quad (2.12)$$

З формул (2.1), (2.10-2.12) можна зробити ряд важливих висновків про особливості поля будь-якої антени в далекій зоні.

1) Тому що для кожного елементарного вібратора в далекій зоні вектор $H_i = \sqrt{\frac{\varepsilon_a}{\mu_a}} [i_{p_i} E_i]$, то і для повного поля вектор $H = \sqrt{\frac{\varepsilon_a}{\mu_a}} [i_p E]$,

тобто

вектори $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ зв'язані між собою так само, як і в плоскій хвилі (ε_a та μ_a – абсолютна діелектрична і магнітна проникність середовища відповідно).

2) Усі вектори i_{θ_i} лежать в одній площині, перпендикулярній радіусу-вектору r_0 , проведеному від антени до точки спостереження. Тому поле антени в далекій зоні має поперечний характер. Складові поля в напрямку поширення відсутні.

3) Тому що залежність поля від відстані має вигляд сферичної хвилі $\frac{e^{-jk r_0}}{r_0}$, то поле будь-якої антени в далекій зоні подібно з полем точкового

джерела, що знаходиться на початку координат. Амплітуда поля при видаленні від антени не є поле чисто точкового джерела, тому що еквіфазні поверхні лише локально (на невеликій ділянці) близькі до сфер. В цілому вони не є сферами, оскільки сума, що входить у (2.10), у загальному випадку комплексна і залежить від кутів θ та φ .

4) Характер зміни поля в просторі при фіксованому значенні r_0 визначається векторною функцією $f(\theta, \varphi)$, названою векторною комплексною діаграмою спрямованості (ДС). Ця функція залежить від розподілу струмів в антені і геометрії їх розташування.

Для того, щоб спростити подальший розгляд питання про просторовий розподіл поля, розглянемо окремий випадок, коли струми у всіх елементарних вібраторах, що утворюють антену, орієнтовані однаково. Не зменшуючи спільності, припустимо, що струми орієнтовані паралельно осі z , тобто $\theta_i = \theta$. При цьому усі вектори i_{θ_i} колінеарні ($i_{\theta_i} = i_{\theta}$). Поле антени поляризовано лінійно. Векторна ДС у цьому випадку буде

$$f(\theta, \varphi) = j(\theta, \varphi) i_{\theta}, \quad (2.13)$$

де комплексна функція

$$f(\theta, \varphi) = j \frac{60\pi \Delta l}{\lambda} \sin \theta \sum_i i_{\theta_i} \frac{I_i}{I_0} e^{jk \rho_i i_p} = f(\theta, \varphi) e^{j\Phi(\theta, \varphi)}. \quad (2.14)$$

Для комплексної амплітуди поля маємо з (2.11) наступний вираз

$$E = I_0 f(\theta, \varphi) \frac{e^{-jk r_0}}{r_0}. \quad (2.15)$$

Комплексна функція $f(\theta, \varphi)$ називається комплексною діаграмою спрямованості антени. Модуль цієї функції $f(\theta, \varphi)$ характеризує залежність амплітуди поля антени від просторових кутів і називається амплітудною

ДС антени чи ДС по полю. Помітимо, що відповідно до (2.15) амплітуда поля будь-якої антени з лінійною поляризацією визначається в далекій зоні співвідношенням

$$E = |E| = \frac{I_0}{r_0} f(\theta, \varphi). \quad (2.16)$$

Аргумент функції $f(\theta, \varphi)$ – функція $\Phi(\theta, \varphi)$ характеризує залежність початкової фази поля від просторових кутів і називається фазовою ДС антени.

Закінчуючи розгляд питання про далеку зону антени і про особливості поля антени в цій зоні, необхідно підкреслити наступне. У далекій зоні антени кутовий розподіл поля не залежить від відстані. Починаючи з $r_0 \approx 2L_2/\lambda$ можна вважати інтерференційну картину поля сформованою. Зі змінюю відстані змінюється лише масштаб цієї картини. Саме цю сформовану інтерференційну картину і описує ДС антени. Отже, саме поняття ДС антени справедливо, строго говорячи, лише в далекій зоні, тобто на практиці при виконанні умови (2.8).

При $r_0 < \frac{2L^2}{\lambda}$ далека зона антени переходить у проміжну зону (що зветься іноді зоною Френкеля). У цій зоні при підсумовуванні полів елементарних вібраторів (2.2) розходженнями r_i в амплітудних множниках зневажають, так само як і в далекій зоні. Однак у фазових множниках для величин r_i треба використовувати замість (2.9) вираз (2.5) (змінивши при цьому природно L на ρ_i та γ на γ_i). Останнє приведе до того, що вираз для поля антени E замість суми, що є в (2.10), буде мати суму, що залежить від відстані. Це не дозволяє представити поле у формі (2.11) чи (2.15). Структура поля в проміжній зоні виявляється більш складною, чим у далекій зоні. Залежність поля від відстані вже не має характеру сферичної хвилі $\frac{e^{-jkr_0}}{r_0}$. Як показують розрахунки, у проміжній зоні на монотонне

убування амплітуди поля за законом $\frac{1}{r_0}$ накладається осцилююче

загасаюче коливання. Крім того, кутовий розподіл поля (чи ДС, якщо умовно користатися цим поняттям у проміжній зоні) залежить від відстані.

Ще більш складною виявляється структура поля поблизу антени. При перебуванні поля в безпосередній близькості від антени необхідно замість (2.2) використовувати повний вираз для поля елементарного вібратора, причому величини r_i треба визначати за точною формулою (2.4). Ця область називається ближньою зоною чи зоною індукції. Її називають також областю реактивного ближнього поля, оскільки тут переважають

реактивні поля. Для великих антен зовнішня границя ближньої зони вилучена на відстань, що не перевищує декількох довжин хвиль. Відстань береться від точки спостереження до найближчої точки антени.

Надалі, при аналізі поля випромінювання різних типів антен ми будемо вивчати лише характеристики цього поля в далекій зоні, що представляє антени. Спочатку ми визначимо ці параметри стосовно до антени з лінійною поляризацією поля.

2.2 Діаграма спрямованості по полю і по потужності

Діаграмою (чи характеристикою) спрямованості по полю $f(\theta, \varphi)$ називається залежність амплітуди поля, випромінюваного антеною, від просторових кутів θ та φ при постійній відстані до точок спостереження і незмінних умов збудження антени.

Як уже відзначалося, $f(\theta, \varphi)$ являє собою модуль комплексної ДС, обумовленої виразом (2.14). ДС може бути виражена або аналітично (у вигляді визначеної формули), або графічно (у вигляді визначеної поверхні).

Дуже зручним є використання так названої нормованої діаграми спрямованості.

Під нормованою ДС розуміється відношення значення ДС у довільному напрямку до максимального значення ДС. Нормовану ДС будемо далі позначати

$$F(\theta, \varphi) = \frac{f(\theta, \varphi)}{f_{\max}(\theta, \varphi)} = \frac{E(\theta, \varphi)}{E_{\max}(\theta, \varphi)}. \quad (2.17)$$

Очевидно, що найбільше значення нормованої діаграми спрямованості дорівнює одиниці.

Використання нормованих ДС полегшує порівняння спрямованості властивостей різних антен.

Крім ДС по полю, широко використовуються також ДС по потужності.

Діаграмою спрямованості по потужності називається залежність щільності потоку випромінюваної потужності S від просторових кутів θ та φ при постійній відстані до точок спостереження і незмінних умов збудження антени.

Нормована ДС по потужності позначається $\psi(\theta, \varphi)$:

$$\Psi(\theta, \varphi) = \frac{S(\theta, \varphi)}{S_{\max}(\theta, \varphi)} = \frac{E^2(\theta, \varphi)}{E_{\max}^2(\theta, \varphi)} = F^2(\theta, \varphi). \quad (2.18)$$

Звичайно радіолокаційні антени мають складну багатопелюсткову діаграму спрямованості (рис. 2.4)

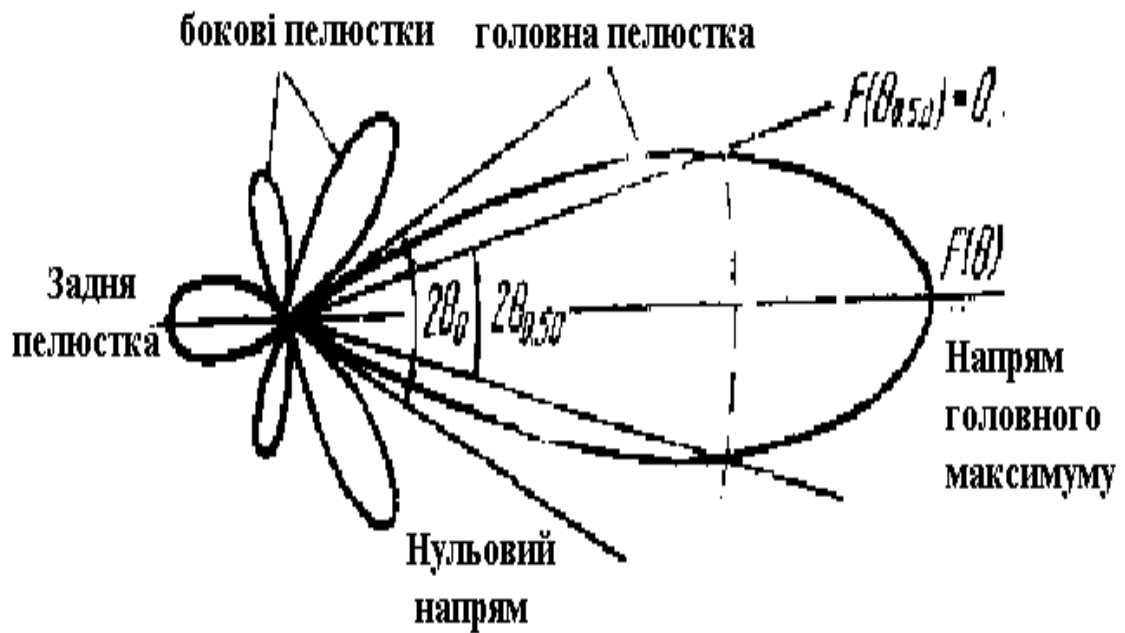


Рис. 2.4 – Багатопелюсткова діаграма спрямованості

Найбільший пелюсток називається головним, а напрямом, у якому поле має найбільшу величину, зветься напрямком головного максимуму. Інші пелюстки називаються бічними чи побічними. Якщо існує пелюсток у напрямку, протилежному головному, то його називають заднім пелюстком. Напрямки, у яких антена не випромінює, називаються нульовими напрямками.

Просторова ДС незручна для зображення. Тому, як правило, користаються її плоскими перетинами, що проходять через напрям головного максимуму. Звичайно для антен, випромінюючих лінійно поляризоване поле, розглядають ДС в електричній і магнітній площинах. Ці площини (названі також головними) взаємно перпендикулярні і

проходять через напрямок головного максимуму і вектори E чи H відповідно.

Діаграму спрямованості характеризують формою головного пелюстка і шириною його в двох взаємо-перпендикулярних площинах, а також рівнем бічних пелюстків у визначеному секторі.

Форма головного пелюстка може бути різною – тороїдальною, голчастою, голчатою, спеціальної форми (наприклад, косекансною, воронкоподібною і т.п.).

Тороїдальна ДС (рис. 2.5а) характерна відсутністю спрямованості випромінювання в одній з головних площин; при голчастому ДС (рис. 2.5 б) головний пелюсток приблизно однаковий у головних площинах; у випадку віялоподібної ДС (рис. 2.5в) – головний пелюсток в одній площині значно ширше, ніж в іншій; при косекансній ДС (рис. 2.5г) форма головного пелюстка ДС по полю в одній із площин змінюється за законом $\operatorname{cosec} \theta$.

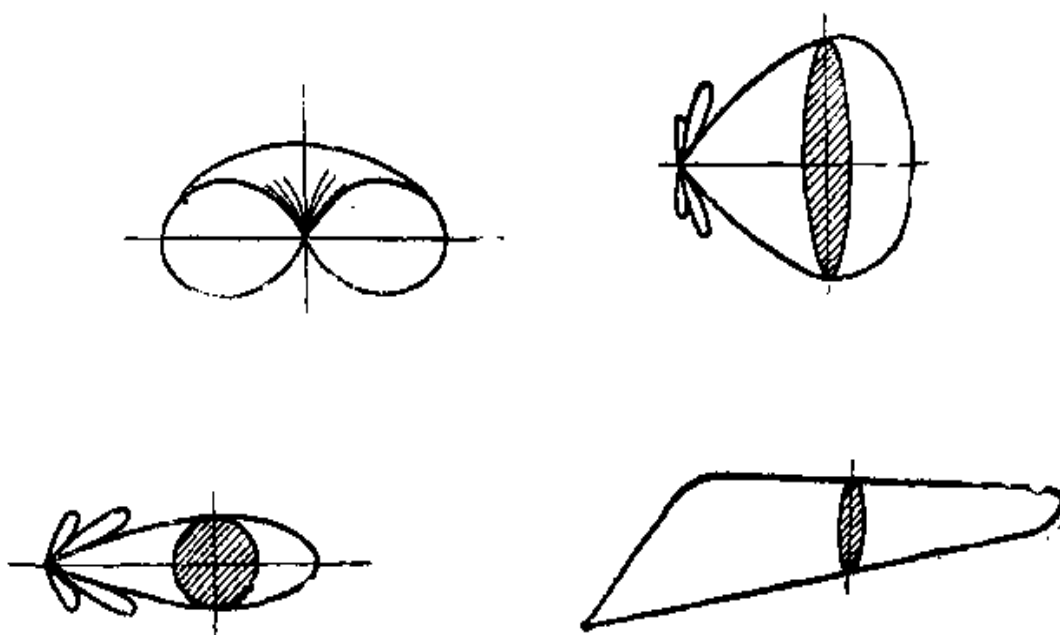


Рис. 2.5 – Форми головного пелюстка діаграми спрямованості

Важливим чисельним параметром антени, що характеризує ступінь її спрямованості, є ДС (головного її пелюстка).

Ширина ДС відраховується на деякому умовному рівні щодо максимального значення її. Звичайно ширина ДС у даній площині визначається як кут між напрямками, у яких щільність потоку потужності

зменшується в два рази, десять разів чи до нуля в порівнянні з напрямком головного максимуму. Відповідно говорять (рис. 2.4) про ширину ДС: по половині потужності ($2\theta_{0,1P}$), або по нулям ($2\theta_0$). Найчастіше використовується величина $2\theta_{0,5P}$.

Рівень бічних пелюстків визначають як відношення максимумів бічних пелюстків до головного максимуму і виражають цю величину в відсотках чи децибелах. Звичайно бічні пелюстки характеризують рівнем першого з них (найближчого до головного), що має, як правило, найбільшу величину.

Наявність бічних пелюстків у діаграмі спрямованості РЛС небажано, тому що вони несуть даремно багато енергії, можуть привести до помилкового пеленга цілі, знижують завадостійкість РЛС, заважають нормальній роботі розташованих поруч радіотехнічних пристроїв.

Однією з важливих задач при конструюванні антен є задача одержання головного пелюстка заданої форми при мінімальному рівні бічних пелюстків.

Зупинимося на способах зображення ДС. Звичайно ДС в обраній площині зображують у полярній (рис. 2.6,а) або прямокутній (рис. 2.6,б) системах координат.

У полярній системі координат зображення ДС менш наочне, але зручне при високій спрямованості антени, тому що масштаб по осі абсцис можна розтягти. Це дозволяє більш повно відобразити деталі ДС: число і рівень бічних пелюстків.

Для тієї ж мети дуже часто використовують логарифмічний масштаб. Зображення ДС у логарифмічному масштабі може виконуватися як у прямокутній формі (рис. 2.6,в), так і в полярній (рис. 2.6,г) системі координат. Перерахування в децибелах виконується за формулою

$$\Psi(\theta, \varphi)_{дБ} = 10 \lg \Psi(\theta, \varphi) = 20 \lg F(\theta, \varphi). \quad (2.19)$$

Значення $\Psi(\theta, \varphi)_{дБ}$ скрізь буде негативним, за винятком напрямку головного максимуму, де воно дорівнює нулю. Логарифмічний масштаб особливо зручний при зображенні ДС, у яких рівень бічних пелюстків дуже малий.

Для одержання більш повного представлення про просторовий ДС останнім часом почали використовувати картографічне зображення ДС. Це зображення може бути отримане таким чином. Припустимо, що побудовано просторова нормована ДС і побудований ряд сфер із загальним центром на початку координат.

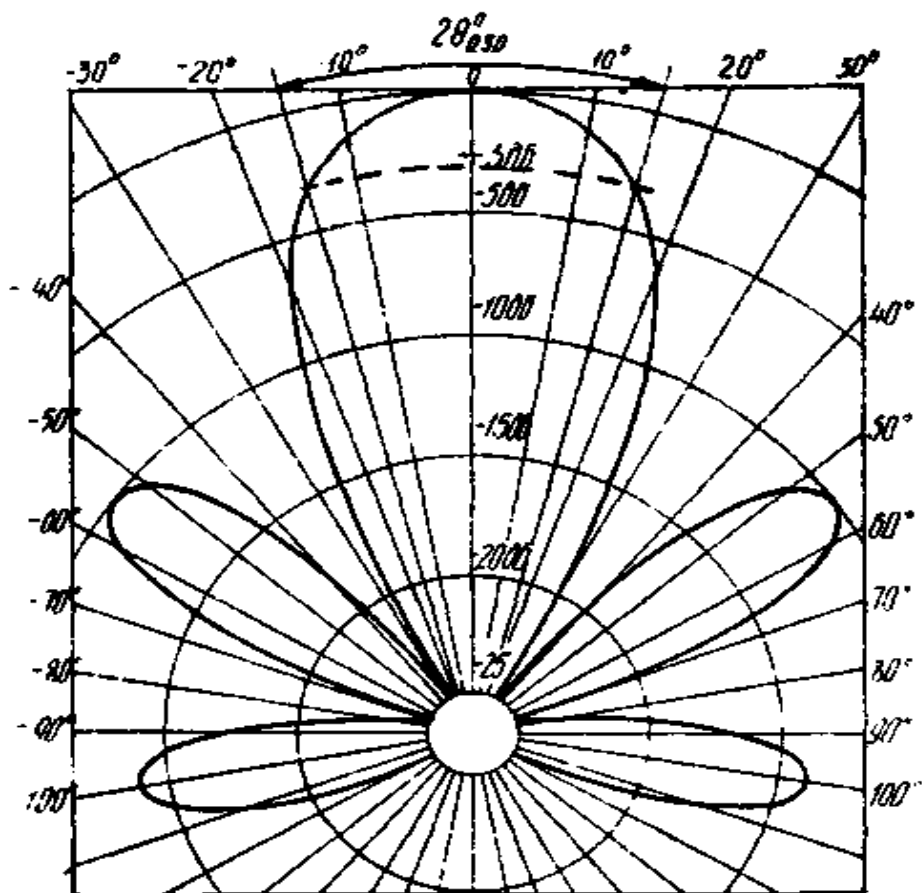
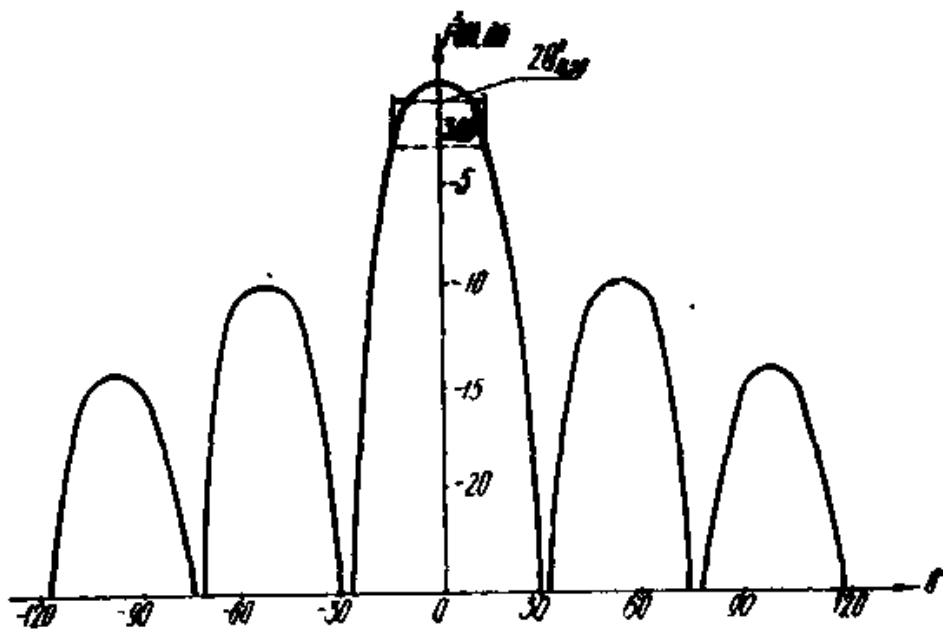


Рис. 2.6 – Діаграма спрямованості антени в прямокутній та полярній системі координат

Нехай радіуси цих сфер дорівнюють 1; 0,8; 0,6 і т.д. Сфера одиничного радіуса торкається ДС у напрямку головного максимуму. Інші сфери перетнуть ДС по деяких замкнених кривих. Проектуючи ці криві на сферу одиничного радіуса, одержимо на ній криві рівної напруженості поля. Всю отриману картину можна зобразити на площині за допомогою якої-небудь картографічної проекції. Приклад картографічного зображення ДС у прямокутних координатах приведений на рис. 2.7.

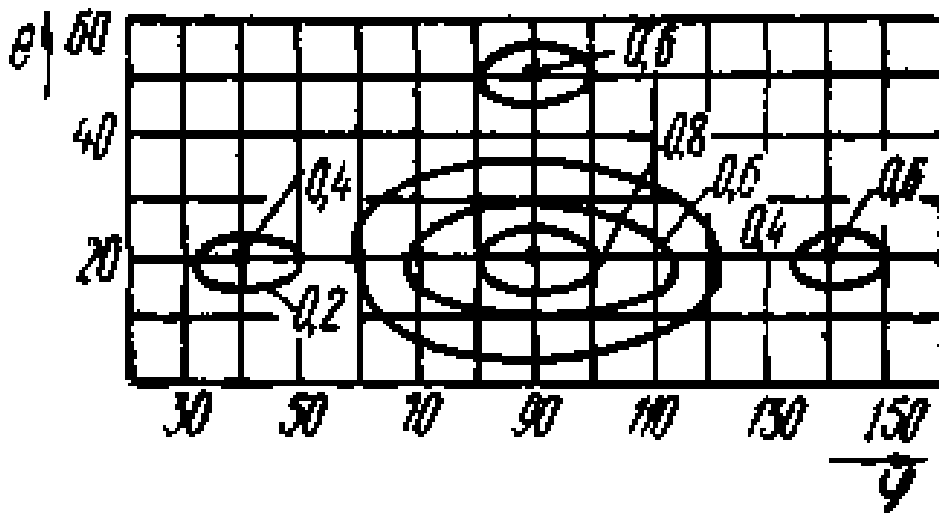


Рис. 2.7 – Картографічне зображення ДС

Точками показані напрямки максимумів головного і бічного пелюстків ДС. При осьовій симетрії картографічного зображення ДС мало би вигляд ряду концентричних кіл.

2.3 Фазова діаграма спрямованості

Фазовою діаграмою спрямованості (фазовою характеристикою) антени $\Phi(\theta, \varphi)$ називається залежність початкової фази поля від просторових кутів θ та φ при фіксованій відстані від початку координат і незмінних умов збудження антени.

Фазова ДС являє собою аргумент комплексної ДС, обумовленої співвідношенням (2.14).

Для характеристики фази випромінюваного поля зручно розглядати також еквіфазні поверхні, тісно зв'язані з фазовою ДС.

Еквіфазна поверхня (фронт хвилі) являє собою поверхня в просторі, у всіх точках якої в даний момент часу фаза поля однакова.

Запишемо комплексну амплітуду поля E у вигляді (2.14-2.16)

$$E = I_0 f(\theta, \varphi) \frac{e^{-jkr_0}}{r_0} = E e^{i[\Phi(\theta, \varphi) - kr_0 + \Phi_0]}, \quad (2.20)$$

де Φ_0 – початкова фаза току.

Полагаючи

$$\Phi(\theta, \varphi) - kr_0 + \Phi_0 = C$$

де C – деяка константа, знаходимо рівняння еквіфазної поверхні

$$r_0(\theta, \varphi) = \frac{\Phi(\theta, \varphi) + \Phi_0 - C}{k}, \quad (2.21)$$

На відміну від амплітудної ДС фазова діаграма залежить від положення початку координат на антені. Якщо змістити початок координат на величину ρ , то в новій системі координат фазова ДС $\Phi'(\theta, \varphi)$ за рахунок додаткової різниці ходу променів $\rho i_p = \rho \cos \gamma$ буде мати вигляд

$$\Phi'(\theta, \varphi) = \Phi(\theta, \varphi) - k\rho \gamma$$

Якщо можна знайти таке положення початку координат, відносно до якого $\Phi(\theta, \varphi) = \text{const}$ або змінюється стрибком на π при переході від одного пелюстка ДС до іншого, то такий початок координат називається фазовим центром антени. У цьому випадку фронт хвилі в межах кожного пелюстка являє собою частину сфери, і антену можна вважати джерелом сферичної хвилі.

Якщо ж при будь-якому положенні початка координат $\Phi(\theta, \varphi) \neq \text{const}$, то антена фазового центра не має. Еквіфазна поверхня відрізняється від сфери.

У ряді випадків знання фазової діаграми антени дуже необхідна. Наприклад, при використанні антени в якості опромінювача параболоїда обертання треба переконатися в тім, що її еквіфазні поверхні близькі до сфер. Сполучаючи далі фазовий центр опромінювача з фокусом параболоїда, забезпечимо його нормальну роботу – створення на виході плоского фронту хвилі (рис. 2.8)

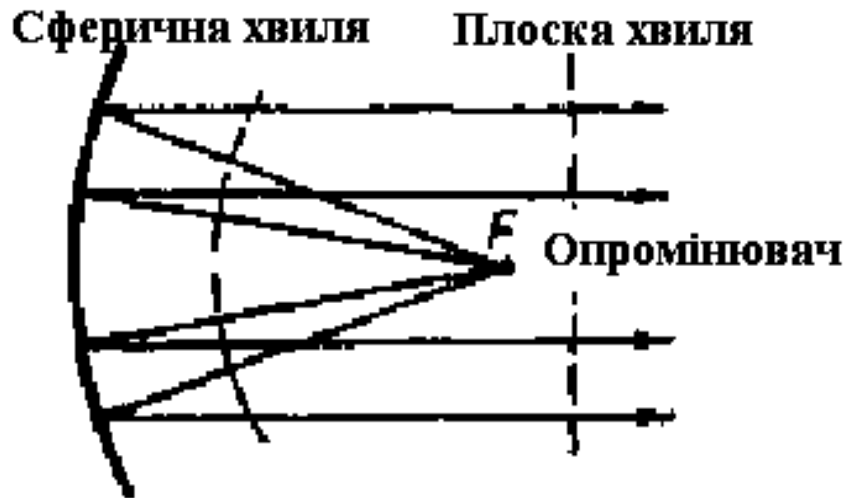


Рис. 2.8 – Створення плоского фронту хвилі

2.4 Коефіцієнт спрямованої дії (КСД) і коефіцієнт підсилення (КП)

Визначення КСД. Коефіцієнт спрямованої дії $D(\theta, \varphi)$, введений вперше О.О. Пистолькорсом у 1929 р. характеризує ступінь виграшу по потужності, одержаного внаслідок спрямованості антени.

Введемо в розгляд гіпотетичну ізотропну (ненаправлену) антену, що випромінює рівномірно у всіх напрямках. Хоча створити таку антену не можна (тому вона названа гіпотетичною), використання такої моделі дуже зручно для розуміння змісту КСД. Величини, що відносяться до ізотропної антени, будемо позначати з індексом "0" (нуль).

У теорії антен використовуються два еквівалентних один одному визначення КСД. В обох випадках розглянута антена порівнюється з ізотропною.

Перше визначення:

$$D(\theta, \varphi) = \frac{P_{\Sigma 0}}{P_{\Sigma}} \text{ при } E(\theta, \varphi) = E_0, \quad (2.22)$$

тобто КСД показує, у скільки разів потужність $P_{\Sigma 0}$, випромінювана ізотропною антеною, повинна бути більше потужності P_{Σ} ,

випромінюваною розглянутою антеною, за умови рівності збуджених ними в напрямку θ, φ полів.

Друге визначення:

$$D(\theta, \varphi) = \frac{E^2(\theta, \varphi)}{E_0^2} \quad \text{при } P_{\Sigma_0} = P_{\Sigma}, \quad (2.23)$$

тобто КСД показує, у скільки разів щільність потоку потужності, випромінюваною антеною в напрямку θ, φ , більше щільності потоку потужності, випромінюваною ізотропною антеною, за умови рівності потужностей, випромінюваних обома антенами в навколишній простір.

Друге визначення тотожне часто використовуваному в літературі визначенню КСД, як відношенню потужності, випромінюваної в одиницю тілесного кута в напрямку θ, φ , до середнього в усіх напрямках потужності, випромінюваною антеною.

Формули для обчислення КСД. Одержимо формулу, що дозволяє обчислити КСД антени через її діаграму спрямованості. Використуємо для цього перше визначення КСД – співвідношення (2.22).

Для знаходження величин P_{Σ_0} та P_{Σ} проінтегруємо щільність потоку потужності по сфері радіуса r_0 , у центрі якої знаходиться антена. Тоді

$$D(\theta, \varphi) = \frac{P_{\Sigma_0}}{P_{\Sigma}} = \frac{4\pi r_0^2 S_0}{\int_{S_{сф}} S(\theta, \varphi) ds}.$$

Враховуючи, що $ds = r_0^2 \sin \theta d\theta d\varphi = r_0^2 d\Omega$ (де $d\Omega$ – елемент тілесного кута), а також те, що $S_0 = S(\theta, \varphi)$ маємо

$$D(\theta, \varphi) = \frac{4\pi S(\theta, \varphi)}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} S(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi} = \frac{4\pi F^2(\theta, \varphi)}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} F^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi}.$$

Враховуючи, що $F^2(\theta, \varphi) = \frac{f^2(\theta, \varphi)}{f_{\max}^2(\theta, \varphi)}$, можемо записати

$$D(\theta, \varphi) = \frac{4\pi F^2(\theta, \varphi)}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} F^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi} = \frac{4\pi f^2(\theta, \varphi)}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} f^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi}. \quad (2.24)$$

Отримана формула дозволяє зробити наступні висновки:

- КСД визначається лише діаграмою спрямованості і відрізняється від ДН по потужності постійним множником;
- максимальне значення КСД $D_{\text{макс}}$ відповідає напрямку головного максимуму, для якого $F^2(\theta, \varphi) = 1$.

Відповідно

$$D(\theta, \varphi) = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} F^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi} . \quad (2.25)$$

Звичайно, коли говорять про КСД антени, то мають на увазі саме $D_{\text{макс}}$

- КСД у довільному напрямку

$$D(\theta, \varphi) = D_{\text{макс}} F^2(\theta, \varphi) \quad (2.26)$$

- Чим вужче діаграма спрямованості, тим КСД антени вище.

Допустимо, що антена випромінює рівномірно в межах тілесного кута Ω , а поза цим кутом випромінювання немає.

Тоді

$$F(\theta, \varphi) = \begin{cases} 1 & \text{в межах кута } \Omega \\ 0 & \text{вне кута } \Omega \end{cases} .$$

При цьому з (2.25) знаходимо

$$D_{\text{макс}} = \frac{4\pi}{\Omega} . \quad (2.27)$$

Співвідношення (2.27) наочно ілюструє фізичний зміст КСД як величини, що характеризує ступінь виграшу по потужності, одержаного через спрямованість антени.

Ґрунтуючись на співвідношенні (2.27), можна одержати вираз, зручний для наближеної оцінки КСД антен з голчастою чи віяловою формою головного пелюстка. З цією метою помітимо, що повний тілесний кут 4π відповідає $4\pi \cdot 57,3 \cdot 57,3 = 41200 \text{ (град)}^2$ на сфері, а кут Ω , в який зосереджене випромінювання антени (головний пелюсток її ДН), вирізує на сфері площину приблизно $2\theta_{0,5P}^0 \times 2\varphi_{0,5P}^0$. Здесь $2\theta_{0,5P}^0, 2\varphi_{0,5P}^0$ – ширина ДН у двох головних площинах у градусах. Враховуючи це, маємо

$$D_{\max} = k \frac{4\pi}{\Omega} \approx \frac{41200}{2\theta_{0,5P}^0 \cdot 2\varphi_{0,5P}^0} \approx \frac{25000 \div 30000}{2\theta_{0,5P}^0 \cdot 2\varphi_{0,5P}^0}. \quad (2.28)$$

Коефіцієнт $k = 0,6 \div 0,7$ у співвідношенні (2.28) враховуючи те, що частина потужності, випромінюваною антеною, іде в бічні пелюстки (тобто випромінюється поза кутом Ω), а також те, що в межах головного пелюстка випромінювання нерівномірне.

Для антени з вісесиметричною ДН (ДН не залежної від φ) формули для КСД спрощуються і приймають вигляд

$$D(\theta) = \frac{2F^2(\theta)}{\int_0^\pi F^2(\theta) \sin \theta d\theta} = \frac{2f^2(\theta)}{\int_0^\pi f^2(\theta) \sin \theta d\theta}. \quad (2.24 \text{ a})$$

Максимальний КСД буде

$$D_{\max} = \frac{2}{\int_0^\pi F^2(\theta) \sin \theta d\theta}. \quad (2.25 \text{ a})$$

Зі співвідношень (2.23) і (2.26) можна одержати корисну формулу для амплітуди поля будь-якої антени

$$E^2(\theta, \varphi) = E^2 D(\theta, \varphi) = 240\pi S_0 D(\theta, \varphi) = \frac{60P_{\Sigma_0} D(\theta, \varphi)}{r_0^2} = \frac{60P_{\Sigma} D(\theta, \varphi)}{r_0^2}.$$

Відкіля

$$E(\theta, \varphi) = \frac{\sqrt{60P_{\Sigma_0} D(\theta, \varphi)}}{r_0} = \frac{\sqrt{60P_{\Sigma} D_{\max}}}{r_0} F(\theta, \varphi). \quad (2.29)$$

Формулу (2.29) називають іноді формулою ідеальної радіопередачі.

Приведемо для орієнтування значення величин $D_{\max}$ для деяких типів антен:

Таблиця 2.1

Тип антени	$D_{\text{макс}}$
Елементарний вібратор	1,5
Напівхвильовий вібратор	1,64
Директорна антена	20÷40
Дзеркальні антени (звичайні)	1000÷50000
Дзеркальні антени великих радіотелескопів	до 10^8

Величину КСД часто виражають у децибелах

$$D_{\text{макс дБ}} = 10 \lg D_{\text{макс}} \quad (2.30)$$

Іноді КСД антени визначають відносно КСД елементарного вібратора або КСД напівхвильового вібратора.

Коефіцієнт підсилення. Розглянутий вище параметр КСД характеризує виграш по потужності, обумовлений спрямованими властивостями антени. Для повної оцінки виграшу по потужності необхідно враховувати також і втрати потужності в антені. Розглянемо дві антени з голчастими діаграмами спрямованості, перетин яких мають вид, наведений на рис. 2.9. Відповідно до (2.27) КСД першої антени більше, ніж другою. Якщо у першій антені втрати потужності ($P_{\text{ном}}$) помітно більше, ніж у другій, то може виявитися, що при однаковій потужності, що підводиться до обох антен ($P_{\text{ном}}$), друга буде випромінювати в головному напрямку велику щільність потоку потужності.

Коефіцієнт підсилення $G(\theta, \varphi)$ являє собою параметр, що характеризує величину виграшу по потужності з врахуванням як спрямованих властивостей антени, так і втрат у ній.

Втрати враховуються введенням КСД антени η :

$$\eta = \frac{P_{\Sigma}}{P_{\text{подв}}}, \quad P_{\text{подв}} = P_{\Sigma} + P_{\text{ном}}, \quad (2.31)$$

тобто КПД показує, яка частина потужності, що підводиться до антени, йде на випромінювання, тобто затрачається корисно.



Рис. 2.9 – Голчасті діаграми спрямованості двох антен

Визначення коефіцієнта підсилення (КП). Розглянута антена зіставляється з ізотропною антеною, що не має втрат:

$$G(\theta, \varphi) = \frac{P_{0\text{подв}}}{P_{\text{подв}}} \quad \text{при } E(\theta, \varphi) = E_0, \quad (2.32)$$

тобто коефіцієнт підсилення показує, у скільки разів потужність, що підводиться до ізотропної антени, що не має втрат, повинна бути більше потужності, що підводиться до розглянутої антени, за умови рівності полів, збуджених цими антенами в напрямку θ, φ .

Таким чином, при визначенні КП порівнюються потужності, що підводяться до ізотропної і розглянутої антен, у той час як при визначенні КСД порівнювалися потужності, випромінювані цими антенами.

Тому що КПД ізотропної антени прийнятий рівним одиниці, то

$$G(\theta, \varphi) = \frac{P_{0\text{подв}}}{P_{\text{подв}}} = \frac{P_{\Sigma 0}}{P_{\Sigma}} \frac{P_{0\text{подв}}}{P_{\text{подв}}} = D(\theta, \varphi) \eta, \quad (2.33)$$

тобто КП антени являє собою добуток КСД на КПД.

Для більшості антен УКХ діапазону величина $\eta \approx 1$ і значення G мало відрізняється від D .

2.5 Опір випромінювання антени

Опір випромінювання R_2 – вводиться звичайно для дротових антен.

Опір випромінювання R_2 – це коефіцієнт, за допомогою якого, знаючи струм в антені, можна визначити випромінювану потужність R_2 за звичайною формулою теорії ланцюгів

$$P_{\Sigma} = \frac{I^2 R_{\Sigma}}{2}. \quad (2.34)$$

Визначимо величину R_2 . Використовуючи співвідношення (2.16) (індекс "0" при цьому опускаємо), знаходимо

$$\begin{aligned} P_{\Sigma} &= \int_{S_{c\phi}} S(\theta, \varphi) ds = \int_{S_{c\phi}} \frac{E^2}{240\pi} ds = \\ &= \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \frac{I^2}{240\pi} f^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi = \frac{I^2}{2} \frac{1}{120\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} f^2 \sin \theta d\theta d\varphi. \end{aligned}$$

Зіставляємо цей вираз з (2.34), розуміємо, що

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{120\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} f^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (2.35)$$

Установимо зв'язок між КСД і опором випромінювання R_2 . У відповідності з (2.24)

$$D(\theta, \varphi) = \frac{4\pi f^2(\theta, \varphi)}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} f^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi}.$$

Звідси, враховуючи співвідношення (2.35), одержуємо

$$D(\theta, \varphi) = \frac{f^2(\theta, \varphi)}{30P_{\Sigma}}. \quad (2.36)$$

Необхідно підкреслити умовність величини R_2 . Дійсно, з (2.24) випливає

$$R_{\Sigma} = \frac{2P_{\Sigma}}{I^2}. \quad (2.37)$$

Але амплітуда струму I в різних перетинах антени різна. Відповідно змінюється і величина R_2 . Тому, говорячи про величину R_2 , треба обов'язково вказати, до якого значення струму в антені відноситься ця величина.

Якщо відомий закон розподілу амплітуди струму в антені $I(x)$ (рис. 2.10), те легко установити правило перерахування величини R_2 при переході від одного перетину провідника до іншого. Для цього використовується співвідношення

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{2} R_{\Sigma}(x_1) I^2(x_1) = \frac{1}{2} R_{\Sigma}(x_2) I^2(x_2).$$

Звідси знаходимо

$$R_{\Sigma}(x_2) = R_{\Sigma}(x_1) \frac{I^2(x_1)}{I^2(x_2)}. \quad (2.38)$$

Звичайно величину R_2 відносять або до струму в пучності ($R_{\Sigma n}$), або до струму на вході антени ($R_{\Sigma_{\text{вх}}}$).

Входом антени називається місце, де джерельний фідер підключається до антени.

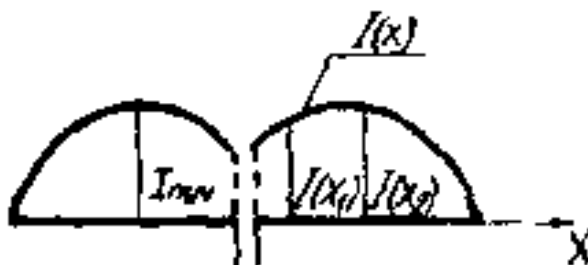


Рис. 2.10 – Амплітудний розподіл струму в антені

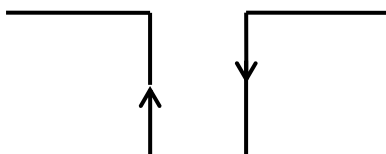


Рис. 2.11 – Схема підключення живлення антени

Величина R_2 визначається конструкцією антени і може бути різноманою – від десятих часток до тисяч Ом.

2.6 Вхідний опір антени

Вхідний опір антени $Z_{\text{вх}}$ визначається як відношення комплексної амплітуди напруги $U_{\text{вх}}$ до комплексної амплітуди струму $I_{\text{вх}}$ на вході антени (рис. 2.11):

$$Z_{\text{вх}} = \frac{U_{\text{вх}}}{I_{\text{вх}}} = R_{\text{вх}} + jX_{\text{вх}}. \quad (2.39)$$

Активна складова вхідного опору характеризує активну потужність, що витрачається в антені, яка являє собою суму потужності випромінювання і потужності втрат. Відповідно

$$R_{\text{вх}} = R_{\Sigma\text{вх}} + R_{\text{номвх}} \quad (2.40)$$

Опір втрат визначається аналогічно опору випромінювання ((2.37)):

$$R_{\text{вх}} = \frac{2P_{\text{ном}}}{I_{\text{вх}}^2}. \quad (2.41)$$

Враховуючи (2.40), маємо для КПД антени:

$$\eta = \frac{P_{\Sigma}}{P_{\text{подв}}} = \frac{R_{\Sigma\text{вх}}}{R_{\Sigma\text{вх}} + R_{\Sigma\text{номвх}}}. \quad (2.31\text{a})$$

Реактивна складова вхідного опору характеризує реактивну потужність, зосереджену поблизу антени.

Для обчислення $R_{\text{вх}}$ (зокрема $R_{\text{номвх}}$) та $X_{\text{вх}}$ необхідно знайти точне значення струму і напруги на вході антени. Ця задача, як правило, дуже складна. Тому в більшості випадків $Z_{\text{вх}}$ визначається за напівемпіричними формулами чи експериментально.

2.7 Поляризаційна діаграма антени

Важливою характеристикою антени є поляризація випромінюваного нею поля. У загальному випадку поле антени в далекій зоні, обумовлене

співвідношенням (2.10), і відповідно векторна ДН (2.12) мають дві ортогональних складових

$$E = E_{\theta} i_{\theta} + E_{\varphi} i_{\varphi} = I_0 [f_{\theta}(\theta, \varphi) i_{\theta} + f_{\varphi}(\theta, \varphi) i_{\varphi}] \frac{e^{-jkr_0}}{r_0}, \quad (2.42a)$$

$$f(\theta, \varphi) = f_{\theta}(\theta, \varphi) i_{\theta} + f_{\varphi}(\theta, \varphi) i_{\varphi}, \quad (2.42б)$$

де i_{θ} та i_{φ} – орти сферичної системи координат, $f_{\theta, \varphi}(\theta, \varphi)$ – комплексні ДН по складовим E_{θ} та E_{φ} . Кожна з величин E_{θ} та E_{φ} може бути наведена у вигляді (2.15a)

$$E_{\theta, \varphi} = I_0 f_{\theta, \varphi}(\theta, \varphi) \frac{e^{-jkr_0}}{r_0}. \quad (2.15a)$$

Величини E_{θ} та E_{φ} в загальному випадку мають різні амплітуди і зрушені відносно один одного за фазою. При цьому поле антени поляризоване еліптично – кінець вектора напруженості електричного (магнітного) поля описує за період високої частоти еліпс, що лежить у площині, перпендикулярній напрямку поширення (картинної площини).

Поляризаційний еліпс (рис. 2.12) визначається наступними параметрами – коефіцієнтом рівномірності (еліптичності, поляризації) ρ , рівним відношенню малої піввісі еліпса b до великої a , $\rho = \frac{b}{a} \leq 1$;

- кутом нахилу великої півосі еліпса β ,
- напрямком обертання вектора E .

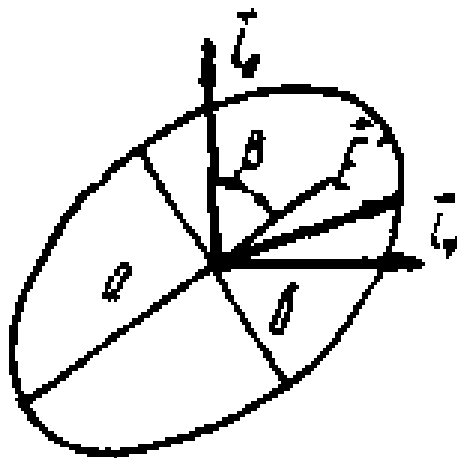


Рис. 2.12 – Поляризаційний еліпс

Напрямок обертання вектора $\mathbf{E}$ визначається таким чином: якщо дивитися услід хвилі, що іде, і бачити при цьому вектор $\mathbf{E}$ обертовим по годинній стрілці, то поле буде мати еліптичну поляризацію правого обертання; при обертанні вектора $\mathbf{E}$ проти годинної стрілки поле має еліптичну поляризацію лівого обертання. Напрямок обертання (праве чи ліве) можна вказати, приписуючи умовно той чи інший знак (плюс чи мінус) величині p .

При переході від одної точки простору до іншої параметри поляризаційного еліпса змінюються.

Залежність коефіцієнта рівномірності поляризаційного еліпса від просторових кутів θ та φ називають поляризаційною діаграмою антени.

Для антен з еліптичною поляризацією амплітудні і фазові ДН будуються окремо для кожної із складових E_θ та E_φ . Що стосується ДН антени по потужності, то тут враховуються обидві складові поля

$$\Psi(\theta, \varphi) = \frac{S}{S_{\max}} = \frac{E_\theta^2 + E_\varphi^2}{[E_\theta^2 + E_\varphi^2]_{\max}} = \frac{f_\theta^2(\theta, \varphi) + f_\varphi^2(\theta, \varphi)}{[f_\theta^2 + f_\varphi^2]_{\max}}. \quad (2.43)$$

У загальному випадку амплітудні (так само як фазові) ДН для складових поля E_θ та E_φ різні. Тому ДН по потужності можуть за формою значно відрізнятися від ДН по полю для кожної із складових.

Розглянемо питання про КСД антен з еліптичною поляризацією.

Відповідно до загальної формули (2.24) з врахуванням (2.43) маємо

$$\begin{aligned} D(\theta, \varphi) &= \frac{4\pi\Psi(\theta, \varphi)}{\int_{4\pi} \Psi(\theta, \varphi) d\Omega} = \\ &= \frac{4\pi f_\theta^2(\theta, \varphi)}{\int_{4\pi} [f_\theta^2(\theta, \varphi) + f_\varphi^2(\theta, \varphi)] d\Omega} + \frac{4\pi f_\varphi^2(\theta, \varphi)}{\int_{4\pi} [f_\theta^2(\theta, \varphi) + f_\varphi^2(\theta, \varphi)] d\Omega}. \end{aligned} \quad (2.44)$$

Кожне з доданків являє собою КСД антени для відповідної складової полючи. Враховуючи, що

$$f_{\theta, \varphi}^2(\theta, \varphi) = f_{\max \theta, \varphi}^2 F_{\theta, \varphi}^2(\theta, \varphi),$$

приведемо (2.44) до вигляду

$$D(\theta, \varphi) = D_{\max \theta} F_\theta^2(\theta, \varphi) + D_{\max \varphi} F_\varphi^2(\theta, \varphi), \quad (2.45)$$

де $D_{\max\theta}$, $D_{\max\varphi}$, $F^2_{\theta}(\theta, \varphi)$, $F^2_{\varphi}(\theta, \varphi)$ – максимальні КСД і нормовані ДС по потужності для кожної із складових поля відповідно.

Варто вказати, що знання поляризаційних властивостей антени важливо. Так, наприклад, якщо площини поляризації полів двох антен взаємно перпендикулярні, то одна не буде приймати випромінювання іншої, і навпаки. Аналогічно цьому антена, що випромінює в даному напрямку поле з деяким еліпсом поляризації, не прийме падаючої на неї з цього напрямку хвилі, еліпс поляризації якої є зворотним першому (тобто повернен на 90° і має протилежний напрямок обертання). Це необхідно враховувати при виборі приймальної і передавальної антен для тієї чи іншої радіолінії.

Вивчення поля антени з еліптичною поляризацією зводиться до вивчення порізно кожної із складових поля. Це дозволяє найчастіше при розгляді питань загальної теорії антен обмежитися вивченням їх стосовно до однієї із складових поля.

2.8 Робочий діапазон частот антени

Антени розраховуються для роботи в деякому діапазоні частот. При зміні частоти змінюється розподіл струму (чи поля) в антені, що приводить до зміни її параметрів.

Інтервал частот, у якому задані параметри антени не виходять за задані межі, називається робочим діапазоном частот антени (смугою пропускання).

Часто робочий діапазон визначають за зміною вхідного опору антени $Z_{вх}$. Зміна $Z_{вх}$ позначається на режимі роботи передавача, що може привести до його нестабільної роботи. При визначенні робочого діапазону по вхідному опору, виходять із припустимого у фідерній лінії значення коефіцієнта стоячої хвилі $K_{св}$. В залежності від вибору припустимого значення КСВ одержимо те чи інше значення смуги пропускання Δf . Звичайно у фідерних трактах наземних РЛС припускається $K_{св}$ до 1,5, у літакових – до 1,2.

В залежності від призначення радіотехнічного пристрою вихідним при визначенні робочого діапазону можуть бути також припустимі границі зміни КСД, ширини головного пелюстка, рівня бічних пелюстків і т.д.

При використанні антен з обертовою поляризацією параметром, що визначає робочий діапазон, є коефіцієнт рівномірності.

Якщо задані границі зміни декількох параметрів, то робочий діапазон будуть визначати ті з них, що швидше всього змінюються з

частотою, причому верхню границю $f_{\max}$ може визначати один параметр, а нижню $f_{\min}$ – інший.

Якщо ширина смуги пропущення Δf менше десяти відсотків стосовно середньої частоти діапазону f_0 , то антену умовно називають вузькосмужною. Антени зі смугою пропущення $(10 \div 50) \%$ називають широкосмужними.

Якщо відношення $f_{\max}/f_{\min}$ більше двох, то антену називають діапазонною. Для діапазонних антен вводиться коефіцієнт перекриття діапазону $K_D = \frac{f_{\max}}{f_{\min}}$. Антени з коефіцієнтом перекриття більше п'яти називають частотно-незалежними.

В даний час забезпечення широкої смуги пропущення є одним з найважливіших вимог, пропонованих до антен РЛС. Зв'язано це з необхідністю зміни робочої частоти РЛС при наявності активних перешкод, а також із впровадженням у сучасних РЛС широкосмужних сигналів.

2.9 Припустима величина випромінюваної потужності

При підвищенні потужності, випромінюваною антенною, ростуть струми і заряди на елементах антени, а отже, і напруженість електричного поля біля антени. Якщо струмонесучі частини антени оточені повітрям, то при $E < 30 \frac{\text{кВ}}{\text{см}}$ настає електричний пробій, що порушує нормальну роботу антенною системи.

Таким чином, гранично припустима потужність випромінювання визначається з умови $E < 30 \frac{\text{кВ}}{\text{см}}$ в точці максимальної напруженості поля поблизу поверхні антени. Робочу потужність антени вибирають у 2-3 рази менше гранично припустимої.

Величина гранично припустимої потужності випромінювання звичайно визначається експериментально.

Контрольні запитання

- 1 Основні параметри передавальних антен.
- 2 Далека зона антени. Особливості поля антени в далекій зоні

- 3 Діаграма спрямованості по полю і по потужності.
- 4 Фазова діаграма спрямованості.
- 5 Коефіцієнт спрямованої дії (КСД) і коефіцієнт підсилення (КП).
- 6 Опір випромінювання антени.
- 7 Вхідний опір антени.
- 8 Поляризаційна діаграма антени.
- 9 Робочий діапазон частот антени.
- 10 Припустима величина випромінюваної потужності.

3 ТЕОРІЯ ПРИЙМАЛЬНИХ АНТЕН

3.1 Основні питання теорії приймальних антен

Приймальна антена перетворює енергію радіохвиль в енергію струмів високої частоти. Вона є, таким чином, малопотужним генератором перемінного струму, навантаженням якого служить вхідний опір приймача.

При розгляді приймальної антени нас будуть цікавити наступні питання:

- які будуть величини ЕРС і струму в приймальній антені, при заданій напруженості поля радіохвиль, що падають на антену;
- як залежать ці величини від напрямку приходу і поляризації падаючої на антену хвилі;
- яка величина опору приймальної антени, що грає роль внутрішнього опору генератора;
- яка величина потужності, що віддається приймальною антеною приймачу.

При вивченні цих питань ми визначимо також параметри антени в режимі прийому і встановимо зв'язок між параметрами антени в режимі передачі і прийому.

Дослідження приймальної антени можна робити двома різними методами. Перший з них складається в безпосередньому аналізі впливу приходящої хвилі на приймальну антену. Зокрема, у випадку дротової антени надходять таким чином. Антену думкою розбивають на елементарні вібратори і знаходять ЕРС, що наводиться в кожному елементарному вібраторі. Підсумовуючи ці ЕРС по всіх елементах антени, визначають ЕРС на клеммах. Знаючи ЕРС, можна визначити струм на вході приймача та інші параметри приймальної антени. У загальному випадку для довільної антени цей метод виявляється дуже складним. Тому, як правило, користаються другим методом, заснованим на застосуванні відомого з теорії пасивних лінійних чотиріполюсників принципу взаємності. Принцип взаємності дозволяє визначити властивості і параметри приймальної антени, якщо відомі властивості і параметри цієї ж антени при роботі її в якості передавальної. Справедливість принципу взаємності для антен була доведена в 1927 р. М.П. Свешниковою. На основі цього принципу М.С. Нейманом у 1935 р. була розроблена теорія приймальних антен.

3.2 Принцип взаємності

Розглянемо дві довільні і довільно орієнтовані в просторі антени A_1 та A_2 (рис. 3.1). Проміжне середовище вважається лінійним (характерис-

тики його не залежать від величини напруженості поля) і ізотропним. Отже, виключаються випадки поширення радіохвиль у іоносфері або якому-небудь іншому ізотропному середовищі (наприклад, у фериті).

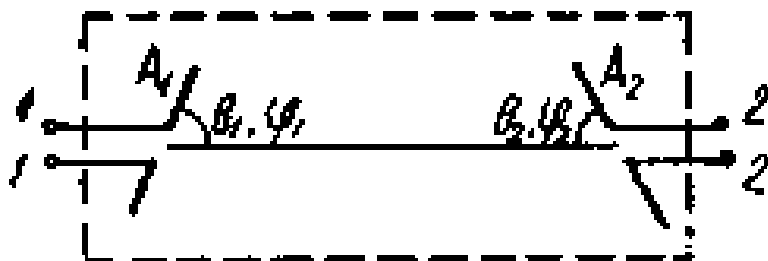


Рис. 3.1 – Розміщення двох антен

Як було доведено Свешникової, систему з двох антен можна розглядати як лінійний пасивний чотириполюсник із затисками 1–1 та 2–2. Розглянемо струми на вході і виході такого чотириполюсника для двох випадків.

1) A_1 – передавальна антена; A_2 – приймальна (рис. 3.2,а). На вході і виході включені додаткові опори Z_{H1} і Z_{H2} , які можна розглядати як внутрішній опір джерела ЕРС і опір навантаження (вхідний опір приймача) відповідно. Нехай у цьому випадку при ЕРС E_1 струм на виході чотириполюсника (струм у навантаженні) буде I_{21} .

2) A_2 – передавальна антена; A_1 – приймальна (рис. 3.2,б). Нічого не змінюючи в чотириполюснику, тобто не змінюючи взаємного положення антен і величин додаткових опорів, змінимо місцями джерело ЕРС і індикатор. Величину ЕРС у цьому випадку покладемо рівною E_2 . При такій схемі величину Z_{H2} можна розглядати як внутрішній опір джерела, а Z_{H1} – як навантаження приймальної антени. Нехай тепер при ЕРС рівної E_2 струм у навантаженні буде I_{12} .

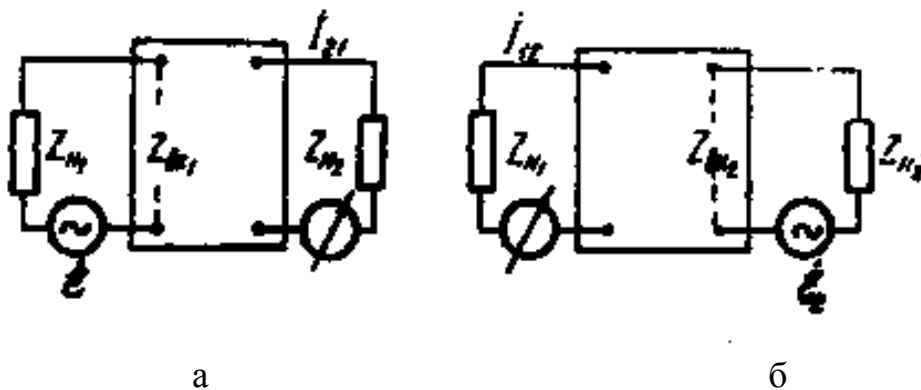


Рис. 3.2 – Схеми лінійних 4-полюсників

Принцип взаємності затверджує, що

$$\frac{I_{21}}{E_1} = \frac{I_{12}}{E_2}. \quad (3.1)$$

Це співвідношення справедливе для будь-яких відстаней між антенами і будь-якої поляризації випромінюваних ними в режимі передачі полів.

Для амплітуд струмів і ЕРС маємо

$$\frac{I_{21}}{E_1} = \frac{I_{12}}{E_2}. \quad (3.2)$$

Це співвідношення і буде використано далі для знаходження амплітуд струму та ЕРС у приймальній антені.

3.3 Струм і ЕРС у приймальній антені. Вхідний опір і ДС приймальної антени

Розглянемо антени з лінійною поляризацією поля. Вважаємо відомими параметри обох антен у режимі передачі $F(\theta, \varphi)$, $D_{\text{макс}}$, R_{Σ} , $Z_{\text{вх}}$.

Так як ми знаходимо струм у приймальній антені в залежності від величини поля, що падає на антену, то необхідно виразити ЕРС E_1 і E_2 через параметри антени при їх роботі на передачу і полі, створювані цими

антенами. Вважаємо, що антени знаходяться в далекій зоні відносно одна одної. Відстань між ними $-r$.

Відповідно до (2.29) амплітуда поля, збудженого антеною A_1 , біля антени A_2 буде

$$E_{21} = \frac{\sqrt{60P_{\Sigma 1}D_{\max 1}}}{r} F_1(\theta_1, \varphi_1). \quad (3.3)$$

Підставляючи в (3.3) вираз для потужності $P_{\Sigma 1} = \frac{l_1^2 R_{\Sigma 1}}{2}$ та враховуючи, що $l_1 = \frac{\varepsilon_1}{|Z_{H1} + Z_{ex1}|}$, розв'яжемо отриманий вираз відносно E_1 :

$$E_1 = \frac{r|Z_{H1} + Z_{ex1}|E_{21}}{\sqrt{30R_{\Sigma 1}D_{\max 1}} F_1(\theta_1, \varphi_1)}. \quad (3.4a)$$

Аналогічно для випадку роботи антени A_2 на передачу, а антени A_1 на прийом одержимо

$$E_2 = \frac{r|Z_{H2} + Z_{ex2}|E_{12}}{\sqrt{30R_{\Sigma 2}D_{\max 2}} F_2(\theta_2, \varphi_2)}. \quad (3.4b)$$

Відповідно до принципу взаємності

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{|Z_{H2} + Z_{ex2}| \sqrt{R_{\Sigma 1}D_{\max 1}} F_1(\theta_1, \varphi_1)}{|Z_{H1} + Z_{ex1}| \sqrt{R_{\Sigma 2}D_{\max 2}} F_2(\theta_2, \varphi_2)} \frac{E_{12}}{E_{21}} = \frac{I_{12}}{I_{21}}. \quad (3.5)$$

Зберемо усе, що відноситься до антени A_1 ліворуч, а A_2 – праворуч. Тоді

$$\frac{\sqrt{R_{\Sigma 1}D_{\max 1}} F_1(\theta_1, \varphi_1)}{|Z_{H1} + Z_{ex1}|} \frac{E_{12}}{I_{21}} = \frac{\sqrt{R_{\Sigma 2}D_{\max 2}} F_2(\theta_2, \varphi_2)}{|Z_{H2} + Z_{ex2}|} \frac{E_{21}}{I_{21}}. \quad (3.6)$$

Ліва частина виразу (3.6) залежить лише від параметрів першої антени. Дійсно, величини $F_1(\theta_1, \varphi_1)$, $D_{\max 1}$, $R_{\Sigma 1}$, Z_{ex1} , Z_{H1} є параметрами першої антени. Величина E_{12} залежить від параметрів другої антени, але відно-

шення E_{l2} до викликаного нею току в першій антені I_{l2} залежить лише від параметрів першої антени.

Таким чином, у (3.6) ліворуч і праворуч стоять дві незалежні величини. Ліва частина залежить від параметрів першої антени, права – від параметрів другої антени. Це дає підставу укласти, що кожна з цих величин порізно дорівнює однієї і тією же постійної, котру ми позначимо буквою N .

Таким чином, для довільної антени

$$\frac{\sqrt{R_{\Sigma} D_{\max}} F(\theta, \varphi)}{|Z_H + Z_{ex}|} \frac{E}{I} = N = \text{const} . \quad (3.7)$$

Зі співвідношення (3.7) маємо для амплітуди струму в приймальній антені:

$$I = \frac{I}{N} \frac{\sqrt{R_{\Sigma} D_{\max}} F(\theta, \varphi)}{|Z_H + Z_{ex}|} = \frac{E}{|Z_H + Z_{ex}|} . \quad (3.8)$$

Співвідношення (3.8) показує, що приймальну антену можна розглядати як генератор з ЕРС

$$E = \frac{1}{N} E \sqrt{R_{\Sigma} D_{\max}} F(\theta, \varphi) \quad (3.9)$$

і внутрішнім опором, рівним входному опору цієї антени в режимі передачі.

Якщо внутрішній опір цього генератора назвати входним опором антени в режимі прийому, то Z_{ex} у режимі прийому і передачі збігаються.

Щоб знайти постійну N , візьмемо просту антену, наприклад, елементарний вібратор, і зіставимо два значення ЕРС: одне, отримане безпосереднім обчисленням, а інше, визначене за (3.9), тобто на підставі принципу взаємності.

Якщо елементарний вібратор помістити в поле плоскої лінійно поляризованої хвилі так, щоб вісь його лежала в площині поляризації цієї хвилі і складала кут θ з напрямком приходу хвилі, то ЕРС, наведена на вібраторі довжини l , буде

$$\varepsilon = El \sin \theta . \quad (3.10)$$

З іншого боку, враховуючи, що для вібратора

$$R_{\Sigma} = 80\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2, \quad D_{\text{макс}} = 1,5, \quad F(\theta, \varphi) = \sin \theta,$$

маємо з (3.9)

$$E = \frac{\pi El}{N\lambda} \sqrt{120} \sin \theta. \quad (3.11)$$

Дорівнюючи праві частини (3.10) і (3.11), знаходимо

$$N = \frac{\pi}{\lambda} \sqrt{120}.$$

Підставляючи знайдене значення N у (3.8) і (3.9), знаходимо наступні вирази для амплітуди струму та ЕРС у приймальній антені:

$$I = \frac{\lambda}{\pi} \frac{E}{|Z_H + Z_{\text{вх}}|} \sqrt{\frac{R_{\Sigma} D_{\text{макс}}}{120}} F(\theta, \varphi), \quad (3.8a)$$

$$E = \frac{\lambda}{\pi} E \sqrt{\frac{R_{\Sigma} D_{\text{макс}}}{120}} F(\theta, \varphi). \quad (3.9a)$$

Формули (3.8a) і (3.9a) отримані в припущенні, що площини поляризації приймальної антени і прихолої хвилі збігаються.

У загальному випадку в праву часті цих співвідношень входить ще множник $\cos \chi$, де χ – кут між площинами поляризації приймальної антени і прихолої хвилі. Помітимо, що площиною поляризації приймальної антени називається площина поляризації поля, випромінюваного цією антеною в режимі передачі.

ДС приймальної антени. Як видно з (3.8a) і (3.9a), ЕРС і струм, що наводяться в антені, залежать від напрямку приходу електромагнітних хвиль.

Залежність амплітуди ЕРС (чи струму) у приймальній антені кутів θ і φ , що характеризують напрямок приходу плоскої електромагнітної хвилі, при постійній величині напруженості поля в місці прийому називається амплітудною діаграмою спрямованості приймальної антени.

З формули (3.9a) видно, що нормовані ДС антен у режимі прийому і передачі збігаються.

Помітимо, що збіг параметрів антени в режимі передачі і прийому має місце за умови, що приймач і передавач підключаються до антени однаковим образом.

Доказ збігу параметрів антени в режимі передачі і прийому для антен з лінійною поляризацією рівносильно доказу збігу параметрів антен з еліптичною поляризацією для обох лінійно поляризованих складових створюваного нею поля. Отже, параметри антен у режимах передачі і прийому збігаються в антенах з будь-якою поляризацією.

3.4 Потужність, що віддається антеною приймачу. Коефіцієнт використання площі

Визначимо потужність, що віддається приймальною антеною в навантаження (приймач)

$$P_H = \frac{I^2 R_H}{2} = \frac{E^2}{|Z_H + Z_{ex}|^2} \frac{R_N}{2}.$$

Розглянемо випадок погодженого навантаження

$$Z_{ex} = Z_n^*, \text{ тобто } R_{ex} = R_n \text{ та } X_{ex} = X_n.$$

При цьому

$$Z_{ex} + Z_n = 2 R_{ex}.$$

Використовуючи далі вирази (3.9а) для величини E (передбачається, що поляризації антени і падаючої хвилі збігаються), одержимо

$$P_H = \frac{E^2}{8R_{ex}} = \frac{E^2 \lambda^2 R_\Sigma D_{\max} F^2(\theta, \varphi)}{960\pi^2 R_{ex}}.$$

Враховуючи, що

$$\frac{R_\Sigma}{R_{ex}} = \eta, D_{\max} F^2(\theta, \varphi) = D(\theta, \varphi) \text{ та } \eta D(\theta, \varphi) = G(\theta, \varphi),$$

остаточно знаходимо

$$P_H = \frac{E^2}{240\pi} \cdot \frac{\lambda^2}{4\pi} G(\theta, \varphi). \quad (3.12)$$

Як видно з (3.12), чим більше спрямованість антени, тим більшу потужність вона витягає з поля.

У виразі (3.12) перший множник являє собою щільність потоку потужності S у точці прийому. Другий множник $\frac{\lambda^2}{4\pi} G(\theta, \varphi)$ має розмірність площі і називається ефективною чи діючою площею антени $A_{ef}(\theta, \varphi)$.

Ефективна площа являє собою таку площадку, що, будучи помноженою на щільність потоку потужності приходячої хвилі, дає потужність, що віддається антеною погодженому навантаженню за умови, що поляризації антени і падаючої хвилі збігаються

$$P_n = S A_{ef}(\theta, \varphi) \quad (3.13)$$

Співвідношення

$$A_{ef}(\theta, \varphi) = \frac{\lambda^2}{4\pi} G(\theta, \varphi) \quad (3.14)$$

є одним з найважливіших у теорії антен. Воно зв'язує ефективну площу – параметр, зручний у режимі прийому, з коефіцієнтом підсилення – параметром, використання якого природно в режимі передачі. Співвідношення (3.14) придатно для антени будь-якої конструкції без всяких обмежень.

Слід зазначити, що величина A_{ef} визначається величиною G (при постійній довжині хвилі) і так само, як і G , залежить від напрямку.

Звичайно коли говорять про A_{ef} антени, то мають у виду значення $A_{ef \text{ макс}}$, що відповідає напрямку головного максимуму.

Для антен з розкритом, має сенс порівнювати величину $A_{ef \text{ макс}}$ із геометричною площею розкриття A_{geom} .

Відношення $A_{ef \text{ макс}}$ до A_{geom} називається коефіцієнтом використання площі (КВП). Позначимо його через ν

$$\nu = \frac{A_{ef \text{ макс}}}{A_{geom}}. \quad (3.15)$$

Наочно зміст КВП можна пояснити таким чином. Уявимо собі, що плоский розкритв антени орієнтований нормально до вектора Пойнтинга падаючої хвилі. Падаюча на розкритв потужність буде

$$P_{н макс} = SA_{geom}$$

Потужність же, яка віддається антеною при узгодженні поляризації і навантаження та орієнтації на максимум прийому, буде

$$P_{н макс} = SA_{geom}$$

Отже, величина КВП

$$\nu = \frac{A_{ef макс}}{A_{geom}} = \frac{P_{н макс}}{P_{пад}}$$

характеризує, наскільки максимальна потужність, передана антеною в навантаження, менше потужності, що падає на розкриття антени, орієнтований нормально до вектора Пойнтинга падаючої хвилі.

Величина ν для різних конструкцій антен лежить у межах 0.2–0.8.

Поряд із приведеним вище визначенням ефективної площі (3.14), використовується і трохи інше визначення

$$A_{ef}(\theta, \varphi) = \frac{\lambda^2}{4\pi} D(\theta, \varphi). \quad (3.16)$$

Для більшості антен УКХ-діапазону втрати малі, тобто $D \approx G$. При цьому значення A_{ef} визначені згідно (3.14) і (3.16), практично збігаються. Збігаються і відповідні значення КВП.

3.5 КСД і КП приймальних антен

Коефіцієнт спрямованої дії і коефіцієнт підсилення були визначені для передавальних антен. Установимо зв'язок цих параметрів з ефективною площею – параметром, введеним для режиму прийому.

Поняття КСД і КП використовується і для характеристики властивостей приймальної антени, а поняття A_{ef} і КВП застосовуються і для передавальної антени.

Розглянемо КСД і КП приймальної антени.

КНД приймальної антени. КСД приймальної антени в напрямку θ, φ називається відношення потужності, що надходить на вхід приймача при прийомі з напрямку θ, φ до середнього, при прийомі в усіх напрямках, значенню потужності, що надходить на вхід приймача.

Тобто КСД характеризує виграш у прийнятій потужності за рахунок спрямованості антени.

Зіставляючи визначення КСД, для передавальної і приймальної антени і враховуючи, що відповідно до принципу взаємності спрямовані властивості антени в режимах передачі і прийому однакові, можна затверджувати, що КСД будь-якої антени однаковий в обох режимах.

ККД приймальної антени. КСД приймальної антени називається її КСД в режимі передачі. Фізичний зміст КСД приймальної антени можна пояснити виходячи зі співвідношення (3.12). Потужність, що віддається в погоджене навантаження.

$$P_H = S \frac{\lambda^2}{4\pi} \eta D(\theta, \varphi).$$

Якби антена не мала втрат ($R_{вх} = R_{\Sigma}$), то вона віддавала б у погоджене навантаження потужність

$$P_0 = S \frac{\lambda^2}{4\pi} D(\theta, \varphi)^*.$$

Таким чином, ККД

$$\eta = \frac{P_H}{P_0},$$

тобто ККД приймальної антени показує, у скільки разів потужність, передана антеною в погоджене навантаження, менше потужності, що антена могла б передати, якщо вона не мала втрат.

КП приймальної антени. Тому що КСД і ККД антени в обох режимах однакові, то однаковими в обох режимах будуть і значення КП, визначеного в режимі прийому таким чином.

Коефіцієнтом підсилення приймальної антени називається відношення потужності, що надходить на вхід приймача при прийомі на ненаправленій антені. При цьому передбачається, що дана антена і ненаправлена антена погоджені з приймачем, і що ненаправлена антена має ККД, яке дорівнює одиниці.

Приведене визначення погодиться зі співвідношенням (3.12). Дійсно, згідно (3.12) потужність, що віддається антеною в погоджене навантаження, буде

$$P_H = S \frac{\lambda^2}{4\pi} G(\theta, \varphi).$$

Для ненаправленої антени з $\eta=1$ маємо

$$P_{H0} = S \frac{\lambda^2}{4\pi}.$$

Відношення P_n до P_{H0} дає саме величину $G(\theta, \varphi)$. Звідси випливає, що для КСД приймальної антени можна, крім визначення, приведенного раніше, дати і друге визначення, аналогічне визначенню КП.

КСД приймальної антени називається відношення потужності, що надходить на вхід приймача при прийомі на даній антені, до потужності, що надходить на вхід приймача при прийомі на ненаправленій антені. При цьому передбачається, що дана антена і ненаправлена антена погоджені з приймачем і що обидві антени мають рівний ККД.

Розходження визначень для КП і КСД зводиться як видно до наступного. У першому випадку передбачається, що ненаправлена антена має ККД, дорівнює одиниці, у другому – що обидві антени мають однаковий ККД.

Неважко показати, що друге визначення КСД приймальної антени тотожно приведеному раніше.

3.6 Шумова температура антени

У зв'язку з успіхами в створенні підсилювачів високої частоти з низьким рівнем шуму виникла необхідність враховувати при розрахунку чутливості приймальних пристроїв шуми, внесені антеною.

Шуми антени складаються з двох складових – шуму, обумовленого втратами в антені (власний шум антени) і шуму за рахунок зовнішніх джерел. Власний шум антени визначається її фізичною температурою T_0 і опором втрат R_{nom} . Відповідно до формули Найквіста середній квадрат шумової напруги

$$\overline{U}_{ш\,nom}^2 = 4kT_0 R_{nom} \Delta f, \quad (3.17)$$

де k – постійна Больцмана, рівна $1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/град;

Δf – смуга приймача.

Для характеристики зовнішнього шуму, прийнятого антеною, використовується формула вигляду (3.17), але цей шум відносять до опору випромінювання антени R_Σ .

$$\overline{U}_{u\Sigma}^2 = 4kT_\Sigma R_\Sigma \Delta f, \quad (3.18)$$

де T_2 – коефіцієнт пропорційності, що являє собою таку температуру опору R_Σ , при якій його тепловий шум дорівнює зовнішньому шуму, прийнятому антеною.

Величина T_2 називається еквівалентною шумовою температурою опору випромінювання R_Σ . Оскільки власні і зовнішні шуми статистично незалежні, то сумарний шум буде

$$\overline{U}_{uA}^2 = \overline{U}_{u\text{nom}}^2 = \overline{U}_{u\Sigma}^2 = 4kT_A \Delta f (R_{\text{nom}} + R_\Sigma) = 4kR_{\text{ex}} T_A \Delta f, \quad (3.19)$$

де $R_{\text{ex}} = R_\Sigma + R_{\text{nom}}$ – вхідний опір антени, а

$$T_A = T_\Sigma \frac{R_\Sigma}{R_{\text{nom}} + R_\Sigma} + T_0 \frac{R_{\text{nom}}}{R_{\text{nom}} + R_\Sigma} = \eta T_2 + (1 - \eta) T_0 \quad (3.20)$$

– еквівалентна шумова температура антени, така температура опору R_{ex} при якій його тепловий шум дорівнює сумарному шуму антени.

Потужність сумарного шуму антени на погодженому навантаженні буде

$$P_{uA} = \frac{\overline{U}_{uA}^2}{4R_{\text{ex}}} = kT_A \Delta f. \quad (3.21)$$

У співвідношенні (3.20) перший доданок визначає складову шумової температури, обумовлену зовнішніми шумами, другий – дає складову шумової температури, обумовлену втратами в антені. При високому ККД антени основну роль грає зовнішній шум. Якщо зневажити опором втрат, тобто власним шумом антени, то

$$T_A = T_\Sigma = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} D(\theta, \varphi) T_J(\theta, \varphi) d\Omega, \quad (3.22)$$

де T_J – яркісна температура простору в межах тілесного кута $d\Omega$.

Таким чином, шумова температура ідеальної антени (антени без втрат) являє собою усереднену яркісну температуру навколишнього простору з урахуванням спрямованості антени.

Основними джерелами зовнішніх шумів у діапазоні УКХ є:

- теплове радіовипромінювання земної атмосфери;
- космічне радіовипромінювання, включаючи радіовипромінювання планет і зірок;
- теплове радіовипромінювання землі і предметів, розташованих поблизу антени.

Найбільш істотний вплив на величину T_A робить земля і навколишні антени предмети, шумова температура яких приймається рівною 290°K (17°C). Що стосується космічних шумів і шумів атмосфери, то залежність їх шумової температури від частоти і кута місця наведена на рис. 3.5.

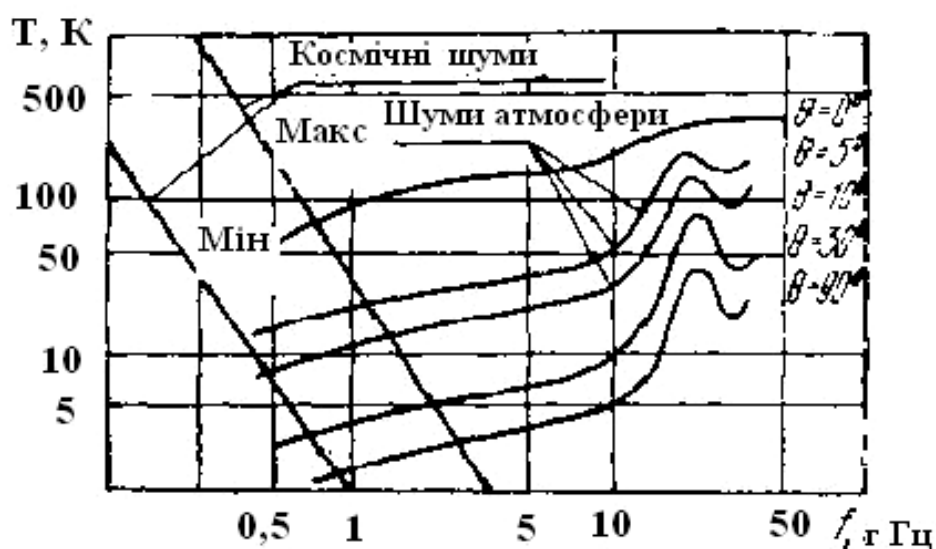


Рис. 3.5 – Залежність шумової температури від частоти і кута місця

Як видно з рис. 3.5, у метровому діапазоні космічне радіовипромінювання дуже істотне. З укороченням довжини хвилі воно зменшується і у сантиметровому діапазоні стає дуже малим. Більше значення в цьому діапазоні хвиль здобувають шуми атмосфери. Ці шуми ростуть зі зменшенням кута місця, оскільки росте товщина шару атмосфери, що бере участь у створенні шумів.

При розрахунку шумової температури необхідно враховувати також той факт, що на загальному фоні більш-менш рівномірного космічного

радіовипромінювання спостерігається безліч "яскравих" дискретних джерел радіовипромінювання – радіозірок.

Найбільш могутніми дискретними джерелами є Сонце, Місяць, Кассіопея-А, Лебедь-А та ін.

Відзначимо, що наявність дискретних джерел радіовипромінювання лежить в основі радіоастрономічних методів вимірювання параметрів антени (РАМ). У цих методах дискретні джерела використовуються в якості допоміжної передавальної антени. Досліджувана антена працює в режимі прийому. Вимірюється збільшення шумової температури антени ΔT_A при проходженні через її ДС дискретного джерела (чи переміщення електричної осі антени щодо джерела). Якщо кутові розміри джерела багато менше ширини ДН (джерело "точечне") і зміною фоновому радіовипромінювання можна знехтувати, то нормована ДС по потужності являє собою відношення $\frac{\Delta T_A}{\Delta T_{\text{Амакс}}}$.

При використанні РАМ знімаються труднощі, властиві "наземним" методам виміру параметрів антен (необхідне виконання умови далекої зони і виключення впливу землі), особливо серйозні для великих антен.

Недоліками РАМ є: мала інтенсивність прийнятих сигналів, великий час вимірів, необхідність виключення фоновому радіовипромінювання і т.д.

Повернемося до розгляду шумової температури антени.

Зручним при оцінці цієї величини є використання параметра, називаного коефіцієнтом розсіювання β .

Коефіцієнт розсіювання показує, яка частина всієї потужності надходить в антену через бічні пелюстки ДС, якщо антена знаходиться в полі рівномірно розподіленого зовнішнього випромінювання.

Відповідно до визначення

$$\beta = \frac{\int_{\Omega_6} F^2(\theta, \varphi) d\Omega}{\int_{4\pi} F^2(\theta, \varphi) d\Omega} = 1 - \frac{\int_{\Omega_7} F^2(\theta, \varphi) d\Omega}{\int_{4\pi} F^2(\theta, \varphi) d\Omega}, \quad (3.23)$$

де Ω_6 , Ω_7 – тілесні кути, займані бічними пелюстками і головним пелюстком ДС відповідно.

Іноді величину β у свою чергу представляють у вигляді

$$\beta = \beta_n + \beta_z$$

де β_n та β_z характеризують, яка частина всієї потужності надходить в антену через бічні пелюстки переднього і заднього напівпростору відповідно.

Якщо тепер ввести поняття середньої яркісної температури в межах головного пелюстка T_z , бічних пелюстків переднього напівпростору T_n і заднього напівпростору T_z , то згідно (3.22) одержимо для шумової температури ідеальної антени наступний вираз:

$$T_A = T_\Sigma = T_z (1 - \beta) + \beta_n T_n + \beta_z T_z. \quad (3.24)$$

Для антени з втратами, враховуючи (3.20) і (3.24), знаходимо

$$T_A = T_z (1 - \beta) \eta + \beta_n T_n \eta + \beta_z T_z \eta + T_0(1 - \eta). \quad (3.25)$$

В залежності від орієнтації антени її шумова температура змінюється. Для того, щоб мати можливість порівнювати за шумовою температурою різні антени, умовилися характеризувати шумову температуру антени значенням її при орієнтації антени в зеніт.

Спеціальні міри, прийняті в сучасних антенах по збільшенню ККД антенно-фідерного розсіювання (особливо величини β_z), дозволили створити мал шумлячі антени з еквівалентною шумовою температурою порядку $(5 \div 15)_0K$.

3.7 Особливості передавальних і приймальних антен

Передавальна антена призначена для забезпечення огляду заданої зони простору при максимально можливій величині поля в напрямку головного максимуму.

Тому для передавальних антен важливими є вимоги високих КСД, ККД і ліпшого узгодження з фідером. На конструкцію передавальних антен робить також серйозний вплив необхідність забезпечення випромінювання великих потужностей без електричного пробою.

Якість приймальної антени визначається не абсолютною величиною корисного сигналу, прийнятого антеною, а відношенням потужності корисного сигналу до потужності шумів. Це відношення з обліком (3.13) , (3.21) має вид

$$\frac{сигн}{шум} = \frac{SA_{ef}(\theta, \varphi)}{P_{шпр} + P_{шA}} = \frac{S \frac{\lambda^2}{4\pi} \eta D(\theta, \varphi)}{k \Delta f [\Gamma_{np} + \eta T_\Sigma + T_0(1 - \eta)]}, \quad (3.26)$$

де $P_{шпр}$, T_{np} – потужність шуму і шумова температура приймального пристрою.

Зі співвідношення (3.26) видно, що для збільшення відносини сигнал/шум, потрібно не тільки забезпечити високий КСД антени (що важливо і для передавальних антен), але і знижувати шумову температуру приймального і антенного пристроїв.

Для звичайних приймачів у сантиметровому діапазоні хвиль шумова температура приймача T_{np} значно перевершує температуру антени. У цьому випадку для збільшення відносини сигнал/шум однаково важливо збільшити як КСД антен, так і ККД.

Для малошумлячих приймачів основну роль починає грати шумова температура антени. При великих зовнішніх шумах переважаючим у знаменнику виразі (3.26) є доданок ηT_{Σ} . У цьому випадку немає необхідності при побудові приймальної антени піклуватися про її високий ККД, що значно здешевшее її конструкцію. Втрати в антені рівною мірою зменшують сигнал і перешкоди і їх відношення зберігається незмінним.

Якщо вжити спеціальних заходів до зменшення зовнішніх шумів антени, то велику роль здобувають власні шуми антени $T_0(1-\eta)$. Для їх зменшення потрібно підвищувати ККД антенно-фідерного тракту. У цьому випадку конструктивні розходження між передавальними і приймальними антенами зменшуються.

Контрольні запитання

- 1 Основні питання теорії приймальних антен.
- 2 Принцип взаємності.
- 3 Струм і ЕРС у приймальній антені. Вхідний опір і ДС приймальної антени.
- 4 Потужність, що віддається антеною приймачу. Коефіцієнт використання площі.
- 5 КСД і КП приймальних антен.
- 6 Шумова температура антени.
- 7 Особливості передавальних і приймальних антен.

4 ВІБРАТОРНІ АНТЕНИ

4.1 Загальні відомості

Симетричний вібратор є прямолінійний провід, в середині якого включено джерело перемінної ЕРС (рис. 4.1). Під дією цієї ЕРС по провіднику тече перемінний струм, збуджуючий електромагнітне поле в зовнішньому просторі.

Виконується симетричний вібратор із суцільного чи трубчастого стержня круглого перетину. Діаметр стержня, як правило, малий у порівнянні з довжиною хвилі і довжиною вібратора

Найчастіше в радіолокаційній практиці використовують напівхвильовий вібратор $\left(2l \approx \frac{\lambda}{2}\right)$. При цьому звичайно він використовується не як самостійна антена, а як елемент складних антен (директорна антена, антенне полотно) чи як елемент опромінювачів дзеркальних антен.

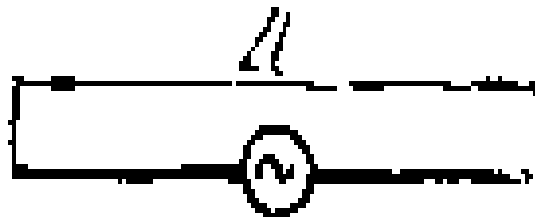


Рис. 4.1 – Симетричний вібратор

4.2 Поле і ДС симетричного вібратора

Для знаходження поля та ДС симетричного вібратора необхідно спочатку знайти розподіл струму на вібраторі. Поле, створене вібратором, записують через невідомий поки струм у вібраторі. При цьому шукана функція – розподіл струму виявляється під знаком інтеграла. Тому що провід передбачається ідеально провідним, то тангенціальний компонент електричного поля на поверхні проводу дорівнює нулю. Отримане при цьому інтегральне рівняння вирішується щодо струму.

З розв'язання випливає, що у випадку досить тонких вібраторів розподіл струму уздовж вібратора приблизно підкоряється синусоїдальному закону. Якщо довжина вібратора близька до половини довжини хвилі, то цей закон зберігається при будь-якому розподілі сторонньої ЕРС.

Строге розв'язання задачі виявляється досить складним. Крім того, воно мало придатно для застосовуваних на НВЧ вібраторів, що мають помітну товщину. Тому звичайно для знаходження розподілу струму використовують наближення теорії довгих ліній.

Уявимо собі, що симетричний вібратор отриманий з розімкнутої двохпровідної лінії без утрат шляхом розведення проводів (рис. 4.2). Будемо вважати, що розподіл струму у вібраторі зберігається приблизно таким же, яким воно було в лінії, тобто синусоїдальним з вузлом струму на кінці.

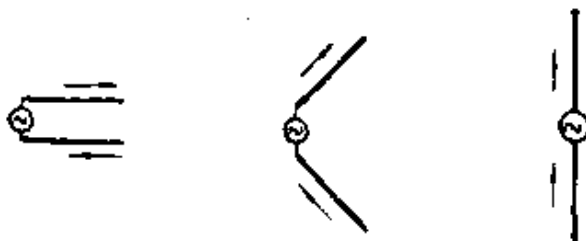


Рис. 4.2 – Порядок отримання симетричного вібратора

Необхідно відзначити, що використання теорії довгих ліній при аналізі вібраторної антени є, звичайно, не строгим, тому що маються істотні розходження між відрізком довгої лінії і симетричним вібратором. Вібратор є випромінюючою системою, тоді як лінія служить для каналізації електромагнітної енергії і є практично не випромінюючою системою. Проте, як показує експеримент, припущення про синусоїдальний закон розподілу струму у вібраторі є прийнятним і дозволяє зробити розрахунок поля в далекій зоні з достатньою для інженерної практики точністю.

Отже, комплексну амплітуду струму уздовж вібратора приймемо у вигляді (рис. 4.3)

$$I(z) = I_{\Pi} \sin(l - |z|), |z| \leq l, \quad (4.1)$$

де I_{Π} – струм у пучности.

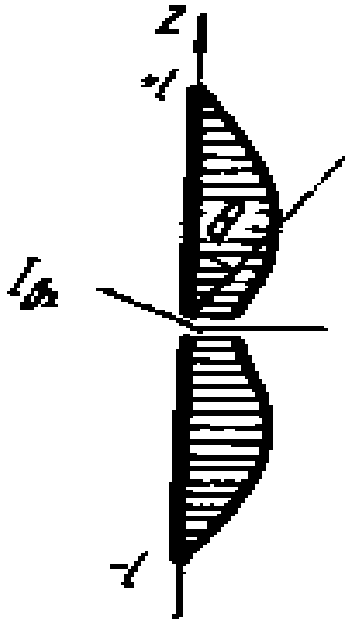


Рис. 4.3 – Комплексна амплітуда струму уздовж вібратора

Розглядаючи симетричний вібратор як систему однаково орієнтованих диполів Герца і застосовуючи до цієї системи правило Бонч-Бруєвича, маємо для комплексної амплітуди поля вібратора

$$E = E_0 f_{cucm}(\theta), \quad (4.2)$$

де

$$E_0 = j \frac{60\pi I_{PX}}{\lambda r_0} \sin \theta e^{-jkr_0}, \quad (4.3)$$

а

$$f_{cucm}(\theta) = \int_{-l}^l A(z) e^{j[\varphi(z) + kz \cos \theta]} dz,$$

Враховуючи, що амплітудно-фазовий розподіл струму в системі

$$A(z) = A(z) e^{j\varphi(z)} = \frac{I(z)}{I_{ex}} = \frac{\sin(l - |z|)}{\sin kl},$$

знаходимо

$$f_{cucm}(\theta) = \frac{1}{\sin kl} \left[\int_{-l}^0 \sin k(l+z) e^{jkz \cos \theta} dz + \int_0^l \sin k(l-z) e^{jkz \cos \theta} dz \right].$$

Після елементарних обчислень одержуємо

$$f_{cucm}(\theta) = \frac{2}{k \sin kl} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin^2 \theta}. \quad (4.4)$$

Підставляючи (4.3) та (4.4) в (4.2), маємо

$$E = j \frac{60 I_{II}}{r_0} e^{jkr_0} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin \theta}. \quad (4.5)$$

Тому що амплітуда поля

$$E = \frac{1}{r_0} f(\theta, \varphi),$$

те віднесена до пучності струму ДС буде

$$f(\theta) = 60 \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin \theta}. \quad (4.6)$$

Знайдемо нормовану ДС. Як показує розрахунок, при $\frac{2l}{\lambda} \leq \frac{5}{4}$ максимум ДС відповідає $\theta = \frac{\pi}{2}$. При цьому $f_{\max} = 60(1 - \cos kl)$ та нормована ДС має вигляд

$$F(\theta) = \frac{1}{1 - \cos kl} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin \theta}. \quad (4.7)$$

Для напівхвильового вібратора $\cos kl = 0$ та

$$F(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta}, \quad (4.8a)$$

або при відліку кута θ від нормалі до вісі вібратора

$$F(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \sin \theta\right)}{\cos \theta} . \quad (4.86)$$

Ширина ДС напівхвильового вібратора $2\theta_{0,SP}=78^0$.

4.3 Сопротивление излучения, входное сопротивление, КСД

Використовуючи співвідношення (2.35) і (4.6) одержимо

$$R_{\Sigma} = \frac{1}{120\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} f^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi = 60 \int_0^{\pi} \frac{[\cos(kl \cos \theta) - \cos kl]^2}{\sin \theta} d\theta .$$

Це – опір випромінювання, віднесений до пучності. Обчислення інтеграла приводить до досить громіздкої формули – Баллантайна-Кляцкина

$$R_{\Sigma II} = 30[(Si4kl - 2Si2kl)\sin 2kl + \\ + (C + Inkl + Ci4kl - 2Ci2kl)\cos 2kl + 2(C + In2kl - Ci2kl)], \quad (4.9)$$

де $C = 0,577$ – постійна Ейлера;
 $Si x$ та $Ci x$ – інтегральні синус і косинус:

$$Si x = \int_0^x \frac{\sin u}{u} du, \quad Ci x = - \int_x^{\infty} \frac{\cos u}{u} du .$$

Функції, що входять у (4.9), табульовані, що дозволяє розраховувати $R_{\Sigma n}$ при заданій довжині $2l$. На практиці користуються графіком (рис. 4.4), побудованим за формулою (4.9).

З графіка видно, що при $2l > \lambda$, коли на вібраторі з'являються ділянки зі струмом протилежної фази, крива для $R_{\Sigma n}$ має максимуми і мінімуми при довжині вібратора, приблизно рівної парному і непарному числу напівхвиль відповідно.

Знаючи $R_{\Sigma n}$ можна визначити КСД симетричного вібратора за формулою (2.36) $D(\theta, \varphi) = \frac{f^2(\theta, \varphi)}{30R_{\Sigma}} .$

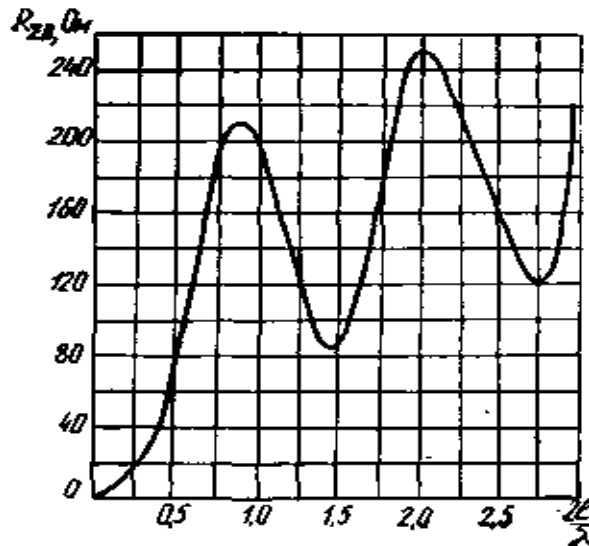


Рис. 4.4 – Графік множувача системи

Зокрема для максимального КСД напівхвильового вібратора, враховуючи, що $f(0)=60$ та $R_{\Sigma\Pi}=73.1$ Ом, одержимо

$$D=1,64 \quad (D_{\partial Б}=2,17 \text{ дБ}).$$

По визначенню $Z_{\text{вх}} = \frac{U_{\text{вх}}}{I_{\text{вх}}}$. Якщо використовувати відомі співвідношення для розімкнутої лінії без утрат

$$U_{\text{вх}} = jZ_B I_{\Pi} \cos kl, \quad I_{\text{вх}} = I_{\Pi} \sin kl,$$

де Z_B – хвильовий опір лінії, то для Z_{BX} маємо відому з теорії довгих ліній формулу

$$Z_{BX} = -jZ_B \operatorname{ctg} kl. \quad (4.10)$$

Перш, ніж проаналізувати цей вираз, зупинимося на величині Z_B . У довгій лінії

$$Z_B = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}, \quad (4.11)$$

де L_l та C_l – постійні для даної лінії погонні індуктивність і ємність, що виражаються в $\frac{\Gamma_H}{м}$ та $\frac{\Phi}{м}$ відповідно.

Іноді зручно користатися формулою

$$Z_0 = \frac{30}{[C_l]} . \quad (4.12)$$

При розведенні проводів двохпроводної лінії, погонні параметри її в різних перетинах різні (рис. 4.5). Виходить лінія з перемінними параметрами. Для такої лінії доцільно ввести поняття еквівалентного хвильового опору Z_{BE} . Можливі два шляхи введення Z_{BE} .

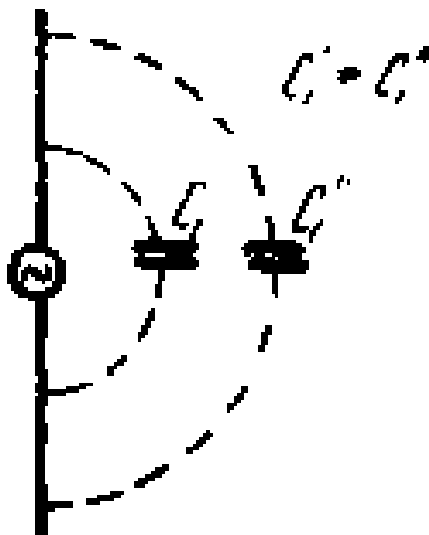


Рис. 4.5 – Погонні параметри двохпроводної лінії

Електростатичний підхід. Методами електростатики знаходиться ємність відокремленого проводу (антени) і середня за довжиною погонна ємність $[C_{lcp}]$. Використовуючи далі формулу (4.12), визначаємо еквівалентний хвильовий опір

$$Z_{BE} = \frac{30}{[C_{lcp}]} . \quad (4.13)$$

Електродинамічний підхід. Цей підхід заснований на тому, що для лінії, у якій установився режим біжучої хвилі, вхідний опір має чисто активний характер і дорівнює хвильовому опору лінії $Z_{BX}=Z_B$.

Розраховується опір випромінювання проводу з біжучою хвилею струму. Цей опір приймається рівним Z_{BE} . Таким чином одержуємо формулу

$$Z_{BE}=120\left(\ln\frac{\lambda}{\pi a}-0.577\right), \quad (4.14)$$

де a – радіус проводу.

Для тонких проводів $\left(\frac{a}{\lambda} \sim 10^{-2} \div 10^{-4}\right)$ маємо $Z_{BE}=(300 \div 1000) \text{ Ом}$. С

збільшенням товщини проводу хвильовий опір зменшується.

Повернемося до аналізу Z_{BX} . Формулу (4.10) тепер потрібно записати у вигляді $Z_{BX}=-jZ_{BE} \operatorname{ctg} kl$. Звідси випливає, що Z_{BX} має чисто реактивний характер. Це не відповідає дійсності, тому що відомо, що повинна бути активна складова Z_{BX} , обумовлена випромінюванням (омічними втратами зневажаємо).

Для того, щоб виправити положення, необхідно насамперед врахувати опір випромінювання, тобто записати Z_{BX} у вигляді

$$Z_{BX}=R_{\Sigma BX}-jZ_{BX} \operatorname{ctg} kl=\frac{R_{\Sigma \Pi}}{\sin^2 kl}-Z_{BX} \operatorname{ctg} kl. \quad (4.15)$$

Однак цього недостатньо. Згідно (4.15) для напівхвильового вібратора $Z_{BX}=0$. Тим часом досвід і теорія дають для напівхвильового вібратора $Z_{BX}=42,5 \text{ Ом}$. Ця обставина ще раз підтверджує відмінність антени від довгої лінії, зокрема, різний характер поля в ближній зоні, що визначає величину Z_{BX} . Для того, щоб врахувати відмінність ближнього поля антени від поля лінії, природно доповнити (4.15) додатковою реактивністю 42,5 Ом.

Таки чином, одержуємо остаточно наступну формулу для вхідного опору вібратора, близького до напівхвильовому

$$Z_{BX}=\frac{R_{\Sigma \Pi}}{\sin^2 kl}+j(42,5-Z_{BX} \operatorname{ctg} kl). \quad (4.16)$$

Слід зазначити, що в даний час, коли мається строге розв'язання для тонкого вібратора, мається відповідно і більш точний вираз для величини

Z_{BX} . Однак в антенній практиці, зокрема при розрахунку скорочення вібратора, усе-таки продовжують користатися простим, хоча і дуже наближеним співвідношенням (4.16).

Укорочення вібратора. Для напівхвильового вібратора вхідний опір має реактивну частину, рівну $42,5 \text{ Ом}$. Для того, щоб одержати чисто активний вхідний опір, треба трохи покоротшати вібратор (рис. 4.6).



Рис. 4.6 – Визначення активного вхідного опору вібратора

Покоротшати його треба настільки, щоб компенсувати індуктивний опір $42,5 \text{ Ом}$, тобто необхідно підібрати довжину вібратора $2l$ так, щоб

$$Z_{BX} \operatorname{ctg} kl = 42,5.$$

Позначаючи $l = \frac{\lambda}{4} - \Delta$ і враховуючи, що скорочення Δ невелике, маємо

$$\operatorname{ctg} kl = \operatorname{ctg} k \left(\frac{\lambda}{4} - \Delta \right) = \operatorname{ctg} \left(\frac{\pi}{2} - k\Delta \right) = \operatorname{tg} k\Delta \approx k\Delta.$$

Таким чином,

$$k\Delta = \frac{42,5}{Z_{BE}}.$$

Звідси знаходимо

$$\Delta = \frac{42,5}{kZ_{BE}} = \frac{42,5}{2\pi Z_{BE}} \lambda.$$

Звичайно величину скорочення виражають у відсотках

$$\frac{\Delta}{\lambda/4}\% = \frac{27}{Z_{BE}}100\% . \quad (4.17)$$

При такому скороченні вібратор буде набудований у резонанс. При $Z_{BE} = (1000 \div 300) \text{ Ом}$ величина $\Delta = (3 \div 9)\%$. Зі збільшенням товщини проводу Z_{BE} зменшується, відповідно скороченню росте.

Контрольні запитання

- 1 Вібраторні антени. Загальні відомості.
- 2 Поле і ДС симетричного вібратора.
- 3 Опір випромінювання, вхідний опір, КСД.

5 РУПОРНІ АНТЕНИ

Хвильоводні випромінювачі, тобто хвильоводи з відкритим випромінюючим кінцем, використовуються звичайно як опромінювачі дзеркальних і лінзових антен чи як елементи фазованих антенних ґрат.

Найпростішими хвильоводними випромінювачами є відкритий кінець прямокутного чи круглого хвильоводів, у яких збуджуються основні типи хвиль, відповідно H_{10} та H_{11} .

Крім прямокутних і круглих хвильоводів, в антенній техніці знаходять застосування квадратний і еліптичний хвильоводи, а також хвильоводи, у яких поширюються кілька типів хвиль – багатомодові хвильоводи.

Точне розв'язання задачі про випромінювання з відкритого кінця хвильоводу було отримано в 1948 р. Л.О. Ванштейном для плоского хвильоводу (хвильоводу кінцевої висоти і нескінченної ширини) і хвильоводу круглого перетину. Цінність строгого розв'язання полягає в тому, що воно підтверджує, поряд з експериментом, можливість використання у визначених межах результатів, отриманих більш простими, наближеними методами.

Одним з наближених методів є апертурний метод. Відповідно до цього методу будемо вважати (рис 5.1), що поле на зовнішній поверхні хвильоводу S_1 дорівнює нулю, а поле в розкритті S_0 дорівнює полю хвилі H_{10} (для прямокутного хвильоводу) чи H_{11} (для круглого хвильоводу). Таким чином, ми зневажаємо струмами, що затікають на зовнішню поверхню хвильоводу, а також відбитою хвилею і хвилями вищих типів, що виникають поблизу розкриття.

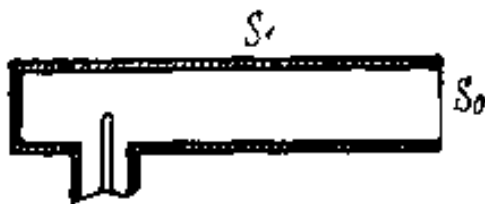


Рис. 5.1 – Рупорна антена

Варто помітити, що у випадку хвильоводу розміри розкриття порівнянні з довжиною хвилі. Тому, в основі апертурного методу лежать допущення Кирхгофа про рівність нулю поля S_1 і про рівність поля в розкритті полю набігаючої хвилі, є для хвильоводних випромінювачів досить грубими. Проте відсутність точного розв'язання для прямокутного хвильоводу спонукує користатися цим простим, хоча і дуже наближеним (для хвильоводних випромінювачів методом.

5.1 Випромінювання з відкритого кінця прямокутного хвильоводу

Поле, у розкритті хвильоводу (рис. 5.2), приймаємо рівним полю хвилі H_{10} у регулярному хвильоводі

$$E_P(x, y) = E_{mP} \cos \frac{\pi x}{a}. \quad (5.1)$$

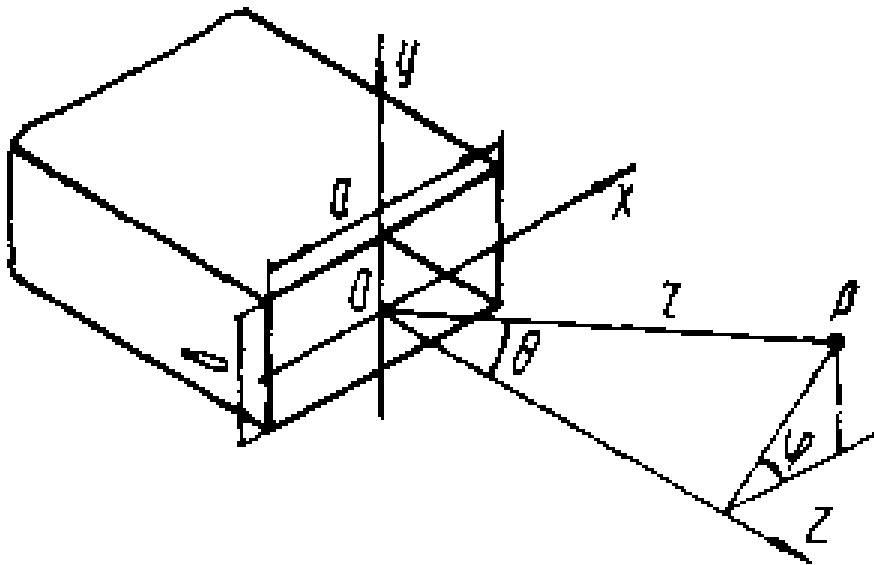


Рис. 5.2 – Визначення поля випромінювання прямокутного хвильовода

Розглядаючи розкритв, як систему однаково орієнтованих ідентичних випромінювачів Гюйгенса, маємо відповідно до правила перемножування для поля в точці P далекої зони наступний вираз

$$E(P) = E_0(P) f_{\text{сист}}(\theta, \varphi) \quad (5.2)$$

Поле центрального одиничного випромінювача Гюйгенса $E_0(P)$ у головних площинах визначається зі співвідношення

$$E_0(P) = j \frac{1 + \cos \theta}{2\lambda} \frac{e^{-jkr}}{r} E_{mp}. \quad (5.3)$$

Знаходимо множник системи $f_{сист}(\theta, \varphi)$. У нашому випадку амплітудно-фазовий розподіл

$$A(x, y)e^{j\varphi(x, y)} = \cos \frac{\pi x}{a}. \quad (5.4)$$

тобто амплітудно-фазовий розподіл поділяючий:

$$A_1(x) = \cos \frac{\pi x}{a}; \quad A_2(y) = 1; \quad \varphi_1(x) = \varphi_2(y) = 0. \quad (5.5)$$

Враховуючи (5.5), маємо :
в *E-площині* (площини yoz)

$$f_{сист}(\theta) = \int_{-a/2}^{a/2} \cos \frac{\pi x}{a} dx \int_{-b/2}^{b/2} e^{jky \sin \theta} dy = \frac{2ab}{\pi} \frac{\sin \psi}{\psi}, \quad (5.6)$$

де

$$\psi = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \theta;$$

в *H-площині* (площини xoz)

$$\begin{aligned} f_{сист}(\theta) &= \int_{-b/2}^{b/2} dy \int_{-a/2}^{a/2} \cos \frac{\pi x}{a} e^{jky \sin \theta} dx = \\ &= \frac{ab}{2} \left[\frac{\sin(\psi + \frac{\pi}{2})}{\psi + \frac{\pi}{2}} \div \frac{\sin(\psi - \frac{\pi}{2})}{\psi - \frac{\pi}{2}} \right], \end{aligned} \quad (5.7)$$

де

$$\psi = \frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta.$$

Як і очікували, множники системи в двох головних площинах збігаються із множниками лінійних систем, що мають рівномірний і косинусоїдальний амплітудний розподіл.

Нормовані ДС для двох головних площин будуть

$$F_E(\theta) = \frac{1 + \cos \theta}{2} \frac{\sin \psi}{\psi}, \quad (5.8)$$

$$F_H(\theta) = \frac{1 + \cos \theta}{2} \frac{\pi}{4} \left[\frac{\sin(\psi + \frac{\pi}{2})}{\psi + \frac{\pi}{2}} \div \frac{\sin(\psi - \frac{\pi}{2})}{\psi - \frac{\pi}{2}} \right]. \quad (5.9)$$

Результати розрахунку ДС за формулами (5.8) і (5.9) для хвильоводу з розмірами $a=0.71\lambda$ і $b=0.32\lambda$ наведені на рис. 5.3

Ширина ДС:

$$\text{в } E\text{-площині} \quad 2\theta_{0.5P}^E = 110^\circ; \quad 2\theta_{0.1P}^E = 210^\circ;$$

$$\text{в } H\text{-площині} \quad 2\theta_{0.5P}^H = 80^\circ; \quad 2\theta_{0.1P}^H = 180^\circ.$$

Іноді необхідно розширити ДС у H -площині для того, щоб просторова ДС була близькою до вісесиметричної. Цього можна досягти декількома методами. Один з них полягає в тому, що зменшують розмір відкритого кінця хвильоводу в H -площині. Для того, щоб довжина хвилі не виявилася більше критичної, хвильовід заповнюють діелектриком з досить великою величиною діелектричної проникності.

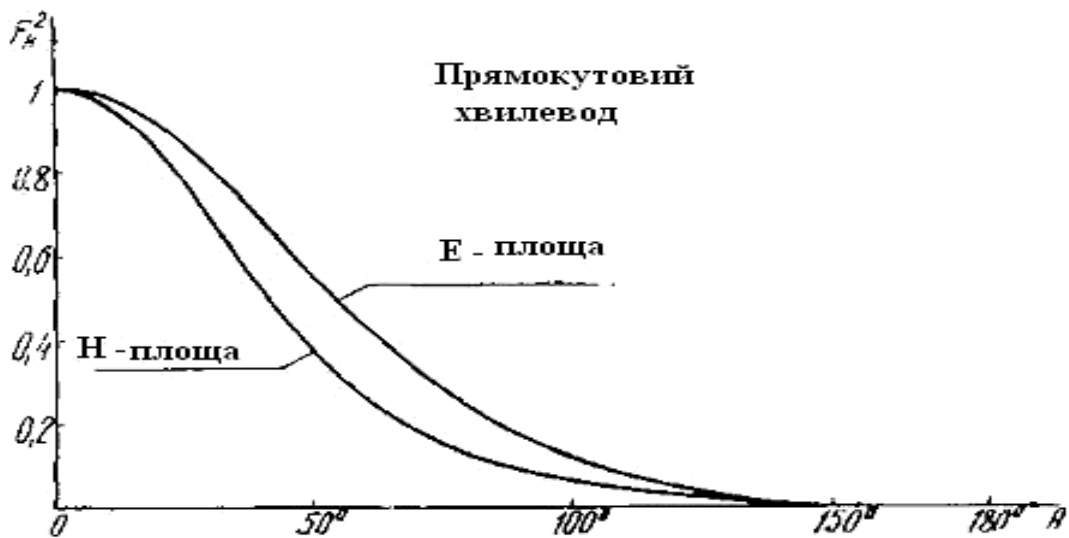


Рис. 5.3 – Діаграма спрямованості прямокутного хвильовода

Інший метод полягає в тому, що кінець хвильоводу зрізують на клин і встановлюють перед хвильоводом металевий стержень – "розбригувач" (рис. 5.4)

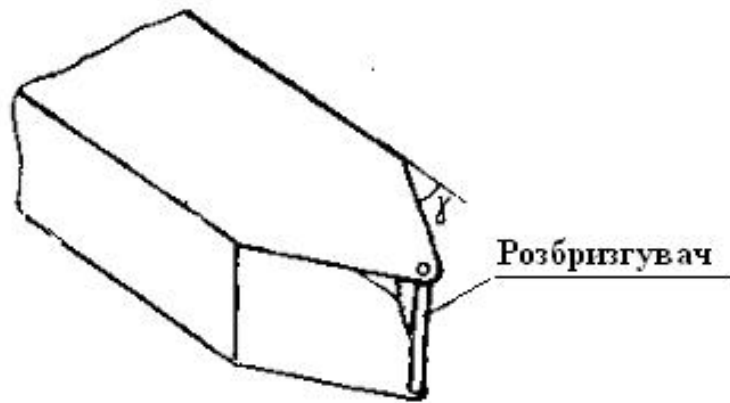


Рис. 5.4 – Розбризгувач хвиль

При куті зрізу $\gamma=60^\circ$ вдається одержати ширину ДС $2\theta_{0.5P}^H=120^\circ$.

Визначимо КСД відкритого кінця прямокутного хвилеводу. Для КСД синфазного отвору, знаходимо

$$D = \frac{4\pi \left[\int_{S_0} E_1(x, y) dS \right]}{\lambda^2 \int_{S_0} E_p^2(x, y) dS} = \frac{4\pi \left[\int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} E_{mp} \cos \frac{\pi x}{a} dx dy \right]^2}{\int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} E_{mp}^2 \cos^2 \frac{\pi x}{a} dx dy} = \quad (5.10)$$

$$= \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{8}{\pi^2} ab = \frac{4\pi}{\lambda^2} 0,81 ab.$$

Коефіцієнт використання площі дорівнює 0.81.

5.2 Випромінювання з відкритого кінця круглого хвилеводу

Поле в розкритті хвилеводу прийемо рівним полю хвилі H_{11} (рис. 5.5).

На відміну від прямокутного хвилеводу вектор $\mathbf{E}$ в різних точках розкриття круглого хвилеводу орієнтований неоднаково. Тому правило перемножування безпосередньо незастосовано. Ці труднощі можна обійти, розглядаючи порізно E_x і E_y складові вектора $\mathbf{E}$ та представляючи розкриття як дві одночасно існуючі системи однаково орієнтованих випромінювачів

Гюйгенса. Складова E_y визначає поле основної поляризації, що складає E_x поле випромінювання поперечної поляризації (поле "кроса-поляризації").

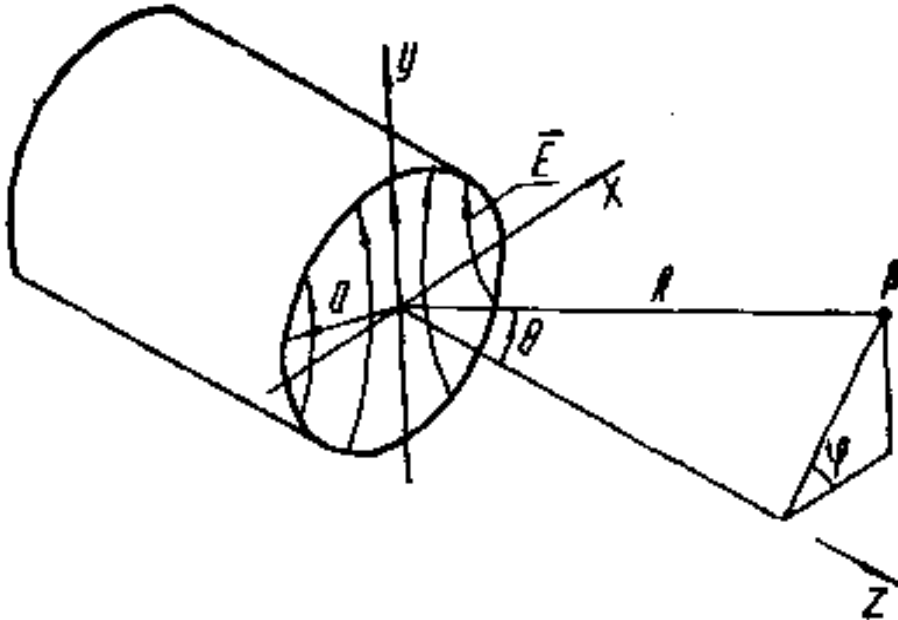


Рис. 5.5 – Поле в розкриві хвильоводу

Повний вектор поля в точці спостереження P дорівнює

$$E(P) = E_{0x}(P)f_{сист\ x}(\theta, \varphi) + E_{0y}(P)f_{сист\ y}(\theta, \varphi) \quad (5.11)$$

де $E_{0x}(P)$ та $E_{0y}(P)$ – вектори напруженості поля одиничних центральних випромінювачів Гюйгенса, поперечної та основної поляризації в точці P , а $f_{сист\ x}$ і $f_{сист\ y}$ – відповідні множники системи. Помітимо, що при вивченні поля поперечної поляризації центральний випромінювач повинний бути обраний у точці, де складова $E_x \neq 0$, тобто на осях x та y . Для знаходження $f_{сист\ x}$ і $f_{сист\ y}$ необхідно за відомими виразами для поля хвилі H_{11} знайти амплітудний розподіл складових E_x і E_y в розкриві, а потім для кожної з них розрахувати множник системи. Фазовий розподіл постійний як для поля основної, так і для поля поперечної поляризації. У цілому обчислення виявляються досить громіздкими.

Остаточні формули для нормованих ДС у головних площинах такі:

$$F_E(\theta) = \frac{1 + \cos \theta}{2} \frac{2J_1(\psi)}{\psi}, \quad (5.12a)$$

$$F_E(\theta) = \frac{1 + \cos \theta}{2} \frac{2J_1'(\psi)}{1 - \left(\frac{\psi}{\delta}\right)^2}. \quad (5.126)$$

Де

$j_1(\varphi)$ та $j_1'(\varphi)$ – функція Бесселя першого порядку і її похідна;

$$\psi = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \theta;$$

$d=2a$ – діаметр розкрива;

$\delta=1.84$ – перший корінь функції $j_1'(\varphi)$.

Діаграми спрямованості відкритого кінця хвильоводу при $d=0.75\lambda$ а E та H -площинах, розраховані за формулами (5.12а) і (5.12б), наведені на рис 5.6. Ширина ДС у головних площинах дорівнює

$$\begin{aligned} 2\theta_{0.5P}^E &= 70^\circ; & 2\theta_{0.1P}^E &= 140^\circ; \\ 2\theta_{0.5P}^H &= 85^\circ; & 2\theta_{0.1P}^H &= 160^\circ. \end{aligned} \quad (5.13)$$

Як видно з рис. 5.6 і співвідношень (5.13), ДС у головних площинах розрізняються не сильно, просторова ДС близька до вісесиметричної. Для опису останньої часто використовують ДС синфазного круглого отвору з рівномірним амплітудним розподілом.

КСД для круглого хвильоводу обчислюється по тій же схемі, що і для прямокутного хвильоводу. КВП виявляється рівним 0.84.

Порівняння приведених вище результатів наближеного розв'язання задачі про випромінювання з відкритого кінця круглого хвильоводу з точним розв'язанням Л.О.Вайнштейна приводить до наступного висновку.

1) Наближене розв'язання добре погодиться із строгим при невеликих θ . При великих кутах розходження зростають, випромінювання в задній напівпростір ($\theta > 90^\circ$) принцип Гюйгенса-Френеля та апертурний метод, що базується на цьому принципі, не відбивають.

2) Точність наближеного розв'язання в значній мірі визначається відношенням розміру розкрива до довжини хвилі. Розходження в результатах наближеного і строгого розв'язання згладжуються при зменшенні довжини хвилі і, навпаки, зростають з наближенням довжини хвилі до критичного.

Зокрема, значення КВП, рівні 0.81 і 0.84 для прямокутного і круглого хвильоводу відповідно, мають місце, коли розміри розкрива набагато більше довжини хвилі. Зі зменшенням розміру розкрива значення КВП ростуть, досягаючи значень більше одиниці.



Рис. 5.6 – Діаграми спрямованості відкритого кінця хвиеводу

5.3 Типи рупорних антен. Метод дослідження рупорів

Типи рупорних антен. Хвиеводні випромінювачі мають широку ДС, малий КСД, погано погоджені з вільним простором. Для підвищення спрямованості, КСД і поліпшення узгодження переходять до рупорних антен.

Рупорна антена складається з рупора – відрізка хвиеводу з перетином, що плавно розширюється і пристрою живлення рупора – хвиеводу зі збуджуючим пристроєм.

Рупор перетворює ділянку плоскої хвилі малих розмірів у поперечному перерізі хвиеводу в ділянку приблизно плоскої хвилі, значно більших розмірів, у розкритті рупора. Це приводить до звуження ДС і збільшенню КСД у порівнянні з хвиеводним випромінювачем. Крім того, збільшення розмірів поперечного перетину приводить у більшості випадків до того, що хвильовий опір рупора прагне до хвильового опору вільного простору, що поліпшує узгодження антени з вільним простором.

До числа основних типів рупорних антен відносяться (рис. 5.7): секторіальний, пірамідальний і конічний рупори.

Секторіальним рупором називають такий рупор, у якого збільшується лише один розмір поперечного перетину прямокутного хвиеводу, а

другий розмір залишається постійним. Розрізняють *H-секторіальний* рупор (рис. 5.7а), коли H , та *E-секторіальний* рупор (рис. 5.7б), коли збільшується розмір хвильоводу в площині E .

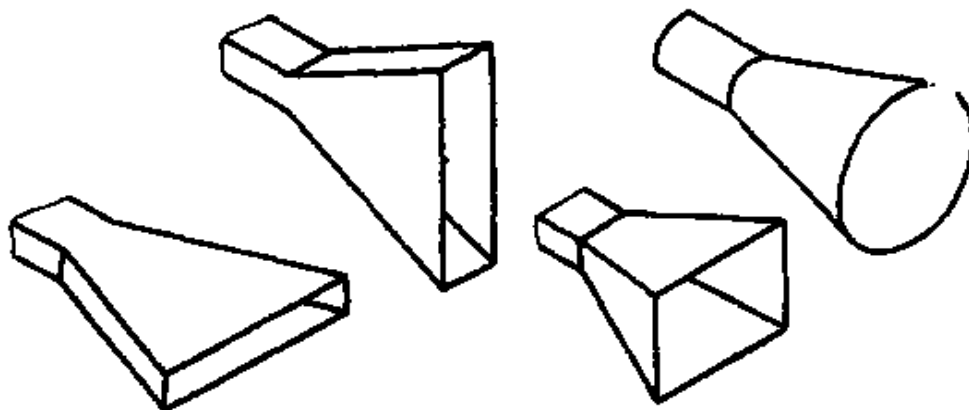


Рис. 5.7 – Типи рупорних антен

Пірамідальним рупором (рис. 5.7в) називають такий рупор, у якого збільшуються розміри в обох площинах.

Конічний рупор (рис. 5.7г) – це рупор із круглим поперечним перетином, що розширюється.

Метод дослідження рупорів. Точна теорія рупорних антен дотепер ще не створена. Тому для знаходження поля випромінювання рупора використовується апертурний метод. Як і у випадку хвильоводного випромінювача, поле на зовнішній поверхні стінок рупора і живлячого хвильоводу приймається рівним нулю. Поле в розкритті полагають рівним полю падаючої хвилі у відповідному перетині нескінченно довгого рупора. Хвилі вищих типів, що виникають поблизу розкриття, не враховуються в силу гарного узгодження рупора з вільним простором. Оскільки строгого розв'язання для рупорних антен нема, то єдиним критерієм прийнятності апертурного методу розрахунку служить експеримент. Для області головного пелюстка і найближчих до нього бічних пелюстків експериментально зняті ДС добре погодяться з ДС, розрахованими апертурним методом.

Слід зазначити, що на відміну від хвильоводного випромінювача фронт хвилі, що поширюється в рупорі, не плоский. Якщо кут розкриття невеликий, то структура поля в розкритті близька до структури плоскої хвилі. Якщо при цьому поляризація поля в розкритті постійна, то останній можна розглядати як систему ідентичних однаково орієнтованих випромінювачів Гюйгенса, для якої справедливо правило перемножування.

Для знаходження множника системи необхідно, виходячи із структури поля усередині рупора, визначити амплітудно-фазовий розподіл у розкриві і далі використовувати відповідні результати.

5.4 Структура поля в рупорі.

Амплітудно-фазовий розподіл у розкриві рупора

При визначенні структури поля в реальному рупорі припускають, що вона буде такою ж, як і в рупорі нескінченної довжини. Це припущення істотно полегшує розв'язання задачі, тому що для нескінченних секторіальних і кінчних рупорів мається точне розв'язання. Для пірамідального рупора точного розв'язання немає. Тут приходиться спиратися на інтуїтивні розуміння, використовуючи результати точного розв'язання для нескінченних секторіальних рупорів.

Приведемо основні відомості про структуру поля в секторіальному, пірамідальному і кінчному рупорах.

H-секторіальний рупор. Рішення задачі про поле в нескінченному секторіальному рупорі приводиться в багатьох книгах по теорії антен. Тому, укажемо лише шлях розв'язання і обговоримо остаточні результати, що стосуються структури поля в рупорі і АФР у розкриві рупора кінцевої довжини.

Дослідження секторіальних рупорів виконується таким чином. Рупор передбачається нескінченно довгим, стінки його ідеально провідними. Сторонні струми в рупорі відсутні. При цих умовах записуються рівняння Максвелла в циліндричній системі координат. Для *H-секторіального* рупора використовується система координат u, ρ, φ (рис. 5.8).

Вісь u нормальна до площини рисунка і проходить через лінію перетинання розбіжних бічних стінок – вершину рупора. Припускаючи, що в живлячому хвилеводі поширюється хвиля H_{10} , шукають у рупорі хвилю аналогічної структури, у якій відмінні від нуля складові E_y, H_φ, H_ρ . Інші складові (H_u, E_φ, E_ρ) приймаються рівними нулю. Граничні умови будуть

$$E_{\tau/\text{на стенке}} = E_{y/\varphi=\varphi_0} = 0.$$

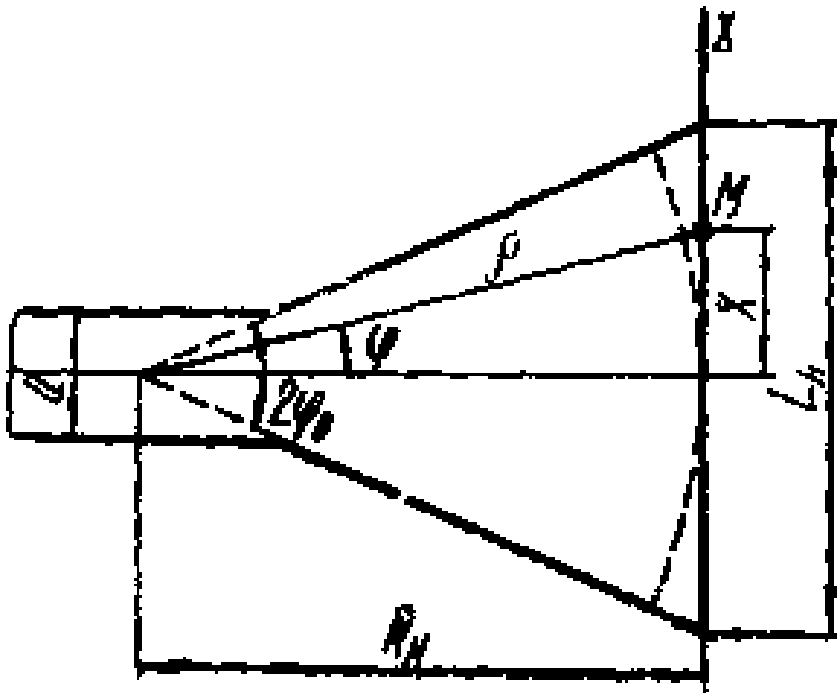


Рис. 5.8 – Система координат секторіального рупора

Вираз для складових поля має вигляд:

$$\left. \begin{aligned} E_y &= C \cos \frac{\pi \varphi}{2\varphi_0} H_{\pi/2\varphi_0}^{(2)}(k\rho), \\ H_\varphi &= C \frac{k}{j\omega\mu_0} \cos \frac{\pi \varphi}{2\varphi_0} \frac{d}{d(k\rho)} H_{\pi/2\varphi_0}^2(k\rho), \\ H_\rho &= C \frac{1}{j\omega\mu_0} \frac{\pi}{2\varphi_0 \rho} \sin \frac{\pi \varphi}{2\varphi_0} H_{\pi/2\varphi_0}^2(k\rho). \end{aligned} \right\} \quad (5.14)$$

Тут

$2\varphi_0$ – кут розкриву рупора;

$H_{\pi/2\varphi_0}^{(2)}$ – функція Ганкеля другого роду;

k – постійна поширення у вільному просторі;

C – величина, що характеризує інтенсивність поля. Цю величину можна знайти, дорівнюючи потужність хвилі H_{10} у живлячому хвилеводі.

На досить великій відстані від вершини рупор (при $k\rho \gg \frac{\pi}{2\varphi_0}$) можна використовувати асимптотичний вираз функції Ганкеля:

$$H_{\pi/2\varphi_0}^{(2)}(k\rho) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi k\rho}} e^{-jk\rho \left(\frac{\pi}{2\varphi_0} + \frac{1}{2}\right) \frac{\pi}{2}}. \quad (5.15)$$

Вираз (5.15) показує, що на великих відстанях від вершини рупора маємо циліндричну хвилю, що поширюється в напрямку збільшуючихся ρ . При використанні (5.15) вираз (5.14) для складових поля приймають вигляд

$$\left. \begin{aligned} E_y &\approx C_1 \frac{1}{\sqrt{\rho}} \cos \frac{\pi\varphi}{2\varphi_0} e^{-jk\rho}; \\ H_\varphi &\approx -C_1 \frac{k}{\omega\mu_0} \frac{1}{\sqrt{\rho}} \cos \frac{\pi\varphi}{2\varphi_0} e^{-jk\rho}; \\ H_\rho &\approx C_1 \frac{1}{j\omega\mu_0} \frac{\pi}{2\varphi_0\rho\sqrt{\rho}} \sin \frac{\pi\varphi}{2\varphi_0} e^{-jk\rho}, \\ \text{де} \\ C_1 &= C \sqrt{\frac{2}{\pi l}} e^{j\left(\frac{\pi}{2\varphi_0} + \frac{1}{2}\right) \frac{\pi}{2}}. \end{aligned} \right\} \quad (5.16)$$

Співвідношення (5.14) і (5.16) дозволяють побудувати картину розподілу поля в рупорі (рис. 5.9). Порівнюючи поля в рупорі і живлячому його хвилеводі, можна зробити наступні висновки:

– Структура поля в рупорі (конфігурація електричних і магнітних силових ліній) подібна із структурою поля в прямокутному хвилеводі.

– Фронт хвилі із плоского (для поперечних складових полів) у хвилеводі перетворюється в рупорі в циліндричний. Вісь циліндричної поверхні проходить через вершину рупора.

– У міру видалення від вершини рупора фазова швидкість поширення хвилі зменшується і на значних відстанях від вершини рупора дорівнює швидкості у вільному просторі, що видно з (5.16), де постійна поширення дорівнює κ . Структура поля при цьому наближається до структури плоскої хвилі, тому що при $k\rho \rightarrow \infty$

$$\left| \frac{H_\rho}{H_\varphi} \right| \approx \frac{1}{k\rho} \frac{\pi}{2\varphi_0} \operatorname{tg} \frac{\pi\varphi}{2\varphi_0} \rightarrow 0; \quad \left| \frac{E_y}{H_\varphi} \right| \approx \frac{\omega\mu_0}{k} = Z_0.$$

тобто подовжня складова магнітного поля зникає, а відношення поперечних складових електричного і магнітного поля стає рівним хвильовому опору вільного простору. Останнє забезпечує добре узгодження *H*-рупора із вільним простором.

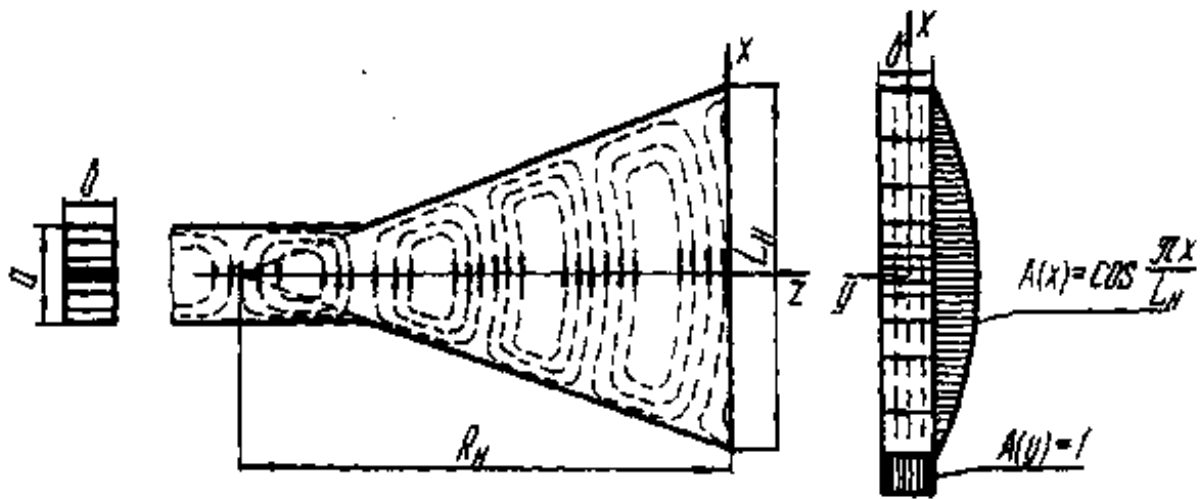


Рис. 5.9 – Структура поля в прямокутном хвилеводі

Зменшення фазової швидкості уздовж рупора розуміється збільшенням розміру рупора в площині *H*. З цієї причини в рупорі нескінченної довжини, втрачає зміст поняття критичної довжини хвилі, тому що завжди можна знайти перетин, для якого дана довжина хвилі коротше критичної.

Визначимо тепер АФР у розкритті рупора кінцевої довжини. Якщо поблизу розкриття хвильовий опір рупора близький до хвильового опору вільного простору, то відбиття від розкриття малі. Тому можна зневажити не тільки вищими типами хвиль, що при наближеному розгляді врахувати неможливо, але і відбитою хвилею. При цьому можна вважати, що поле в розкритті визначається біжучою хвилею від вершини рупора. Складові поля цієї хвилі описуються виразом (5.16). Для довільної точки *M* в розкритті рупора (рис. 5.8) $\rho = \sqrt{R_H^2 + x^2}$, де R_H – довжина рупора. Враховуючи, що при невеликих кутах розкриття рупора

$$\rho = \sqrt{R_H^2 + x^2} \approx R_H + \frac{x^2}{2R_H}; \quad \varphi_0 \approx \frac{L_H}{2R_H}; \quad \varphi \approx \frac{x}{R_H}.$$

де LH – розмір розкрива рупора, знаходимо з (5.16) шукане АФР у розкритті рупора

$$A(x, y) e^{j\varphi(x, y)} = \frac{E_{py}(x)}{E_{py}(0)} \approx \sqrt{\frac{R_H}{R_H + \frac{x^2}{2R_H}}} \cos \frac{\pi x}{L_H} e^{-jk \frac{x^2}{2R_H}} \approx \cos \frac{\pi x}{L_H} e^{-jk \frac{x^2}{2R_H}}. \quad (5.17)$$

Як видно з (5.17), амплітудний розподіл у розкритті рупора такий ж, як і в прямокутному хвилеводі, а фаза змінюється за квадратичним законом.

Амплітудно-фазовий розподіл поділюючий:

$$\begin{aligned} A_1(x) &= \cos \frac{\pi x}{L_H}; & \varphi_1(x) &= -k \frac{x^2}{2R_H}; \\ A_1(y) &= 1; & \varphi_2(y) &= 0. \end{aligned} \quad (5.18)$$

E-секторіальний рупор. Використовується циліндрична система координат x, ρ, φ (рис. 5.10). Вісь x нормальна до площини рисунка і проходить через вершину рупора, ρ і φ – полярні координати в площині рисунка. У цій системі координат відшукується розв'язання рівнянь поля, для якого відмінні від нуля складові поля E_φ, H_x, H_ρ . Складові H_φ, E_x, E_ρ приймаються рівними нулю.

Вираз для складових поля мають вигляд

$$\left. \begin{aligned} E_\varphi &= C \cos \frac{\pi x}{a} H_1^{(2)}(\gamma \rho); \\ H_x &= -C \frac{\gamma}{j\omega\mu_0} \cos \frac{\pi x}{a} H_1^{(2)}(\gamma \rho); \\ H_\rho &= -C \frac{\pi}{a} \frac{1}{j\omega\mu_0} \sin \frac{\pi x}{a} H_1^{(2)}(\gamma \rho), \end{aligned} \right\} \quad (5.19)$$

де $\gamma = k \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} = \frac{2\pi}{\lambda_B};$

λ_B – довжина хвилі у вихідному хвилеводі.

При $\gamma \rho \gg 1$ маємо асимптотичний вираз

$$H_0^{(2)}(\gamma\rho) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi\rho\gamma}} e^{-j\left(\gamma\rho - \frac{\pi}{4}\right)}; \quad H_1^{(2)}(\gamma\rho) \approx j\sqrt{\frac{2}{\pi\rho\gamma}} e^{-j\left(\gamma\rho - \frac{\pi}{4}\right)},$$

що дає, зокрема, для E_φ

$$E_\varphi \approx C_1 \frac{1}{\sqrt{\rho}} \cos \frac{\pi x}{a} e^{-j\gamma\rho}, \quad (5.20)$$

де

$$C_1 = jC \sqrt{\frac{2}{\pi\gamma}} e^{jk/4}.$$

Структура поля в E -рупорі наведена на рис. 5.10. Так само, як у випадку H -рупора, структура поля в E -рупорі подібна із структурою поля в живлячому хвиеводі, фронт хвилі – циліндричний. Однак на відміну від H -рупора фазова швидкість поширення хвилі уздовж E -рупора є незмінною, рівною фазовій швидкості в хвиеводі.

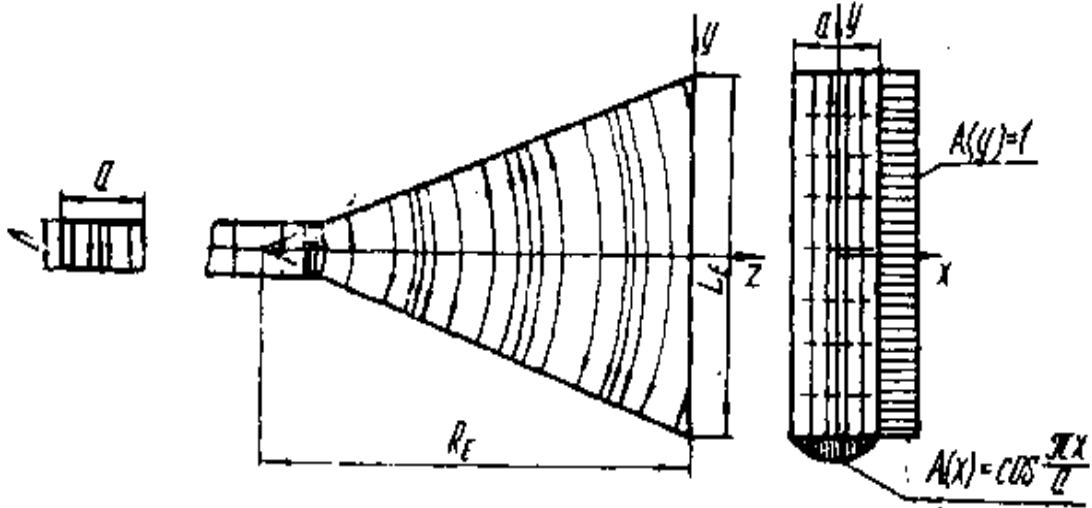


Рис. 5.10 – Структура поля в E -рупорі

Це зв'язано з тим, що розмір рупора в магнітній площині не змінюється. При видаленні від вершини рупора структура поля не змінюється, хвиля не стає поперечною, хвильовий опір залишається постійним, рівним хвильовому опору хвиеводу. Тому відбиття від розкриву значно більше, ніж у випадку H -рупора, тобто E -рупор гірше погоджений з вільним прос-

тором, чим *H*-рупор. Проте і у цьому випадку відбитою хвилею звичайно зневажають і амплітудно-фазовий розподіл у розкриві знаходять із співвідношення (5.20), подібно тому, як це було зроблено вище для *H*-рупора.

При цьому одержуємо наступний наближений вираз для АФР у розкриві *E*-рупора:

$$A(x, y) e^{j\varphi(x, y)} \approx \cos \frac{\pi x}{a} e^{-j\gamma \frac{y^2}{2R_E}}, \quad (5.21)$$

тобто

$$\begin{aligned} A_1(x) &= \cos \frac{\pi x}{a}; & \varphi_1(x) &= 0; \\ A_2(y) &= 1; & \varphi_2(y) &= -\gamma \frac{y^2}{2R_E}. \end{aligned} \quad (5.21a)$$

У *H*-площині змінюється тільки амплітуда (за косинусоїдальним законом), в *E*-площині – тільки фаза (за квадратичним законом).

Пірамідальний рупор. Його можна розглядати як сполучення *E*- і *H*-секторіальних рупорів. Варто розрізняти гострий рупор, у якого продовження ребер перетинаються в одній точці, тобто $R_E = R_H = R$, і клиноподібний рупор, у якого $R_E \neq R_H$.

У пірамідального рупора стінки не збігаються з координатними поверхнями ортогональних систем координат, що сильно ускладнює задачу знаходження структури поля в пірамідальному рупорі приблизно така ж, як і у вихідному хвилеводі. У гострому рупорі фронт хвилі сферичний, у клиноподібному – поверхня подвійної кривизни. При видаленні від вершини фазова швидкість хвилі в рупорі прагне до швидкості світла. Хвиля стає поперечною, а хвильовий опір прагне до хвильового опору вільного простору.

Амплітудний розподіл у розкриві рупора буде:

$$\begin{aligned} A_1(x) &= \cos \frac{\pi x}{L_H}; & \varphi_1(x) &= -k \frac{x^2}{2R_H}; \\ A_2(y) &= 1; & \varphi_2(y) &= -k \frac{y^2}{2R_E}. \end{aligned} \quad (5.22)$$

Конічний рупор. Для конічного рупора, збудженого круглим хвилеводом із хвилею H_{11} , можна зробити такі ж висновки про структуру поля,

як і для гострого пірамідального рупора. При цьому вони улаштовуються більш строго, тому що для нескінченного конічного рупора існує точне розв'язання.

Амплітудний розподіл у розкритті приблизно такий же, як у круглого хвилеводу, а фаза змінюється за квадратичним законом.

5.5 ДС і КСД рупорних антен

Діаграми спрямованості. Знаючи АФР у розкритті, можна, використовуючи формули, визначити поле випромінювання різних типів рупорів.

Розглянемо для приклада пірамідальний рупор.

Приблизно розкритт можна представити як систему однаково орієнтованих випромінювачів Гюйгенса. Тоді маємо

$$E(P) = E_1(P) f_{сисм}(\theta, \varphi).$$

Множник системи визначається за формулою (7.7). Враховуючи (5.22) знаходимо

$$f_{сисм}(\theta, \varphi) = \int_{-L_H/2}^{L_H/2} \cos \frac{\pi x}{L_H} e^{jk \left[-\frac{x^2}{2R_H} + x \sin \theta \sin \varphi \right]} dx \times$$

$$\times \int_{-L_E/2}^{L_E/2} e^{jk \left[-\frac{y^2}{2R_E} + y \sin \theta \cos \varphi \right]} dy. \quad (5.23)$$

Тому що фаза змінюється за квадратичним законом, то рупорні антени не мають фазового центра. Обчислення (5.23) приводить до досить громіздкого комплексного виразу, що містить інтеграли Френеля.

У двох головних площинах одержуємо такі ж ДС, як і для лінійних систем з рівномірним (*E-площина*) і косинусоїдальним (*H-площина*) амплітудним розподілом і квадратичним розподілом фази.

Якщо перекручування фази в розкритті малі (менше $\frac{\pi}{8}$ в E -площині та менше $\frac{\pi}{4}$ в H -площині), то приблизно можна

$A_1(x) = \cos \frac{\pi x}{L_H}$, $A_2(y) = 1$. При цьому ДС у головних площинах будуть такими ж, як і для прямокутного хвилеводу:

$$F_H(\theta) = \frac{1 + \cos \theta}{2} \frac{\pi}{4} \left[\frac{\sin(\psi + \pi/2)}{\psi + \pi/2} \div \frac{\sin(\psi - \pi/2)}{\psi - \pi/2} \right], \quad (5.24)$$

де

$$\psi = \frac{\pi L_{E,H}}{\lambda} \sin \theta.$$

Ширина ДС у головних площинах буде

$$2\theta_{0,5P}^E = 51 \frac{\lambda}{L_E}; \quad 2\theta_{0,5P}^E = 67 \frac{\lambda}{L_H}. \quad (5.25)$$

Для оцінки ширини ДС за рівнем 0.1 потужності при перекручуваннях фази, менших $\frac{\pi}{4}$, використовують емпіричні формули:

$$2\theta_{0,1P}^E \approx 88 \frac{\lambda}{L_E}; \quad 2\theta_{0,1P}^E \approx 31 + 79 \frac{\lambda}{L_H}. \quad (5.26)$$

Формули (5.26) використовують при кутах розхилу рупора $2\varphi_0 < 20^\circ$ та $\frac{L_{E,H}}{\lambda} \leq 2,5 \div 3$.

Діаграми спрямованості секторіальних і конічних рупорів знаходять аналогічно викладеному вище. При малих фазових перекручуваннях ДС таких антен мають такий же вигляд, як і для прямокутного чи круглого хвилеводу відповідно.

КСД рупорних антен. Розрахунок проводиться за звичайною методикою, за формулою (2.23). Результати відповідних розрахунків наведені на рис. 5.11. Графіки рис. 5.11 дають залежність КСД H -секторіального та E -секторіального рупорів від відносної величини розміру розкриття $\left(\frac{L_H}{\lambda} \text{ или } \frac{L_E}{\lambda}\right)$ при різних значеннях відносної довжини рупора

$\left(\frac{R_H}{\lambda} \text{ или } \frac{R_E}{\lambda}\right)$. Значення D_H та D_E , наведені на рис. 5.11, часто називають питомим КСД секторіальних рупорів. Ці величини являють собою КСД секторіальних рупорів, у яких постійний розмір поперечного перетина (рівний b для H -рупора чи a для E -рупора) дорівнює довжині хвилі. Якщо цей розмір не дорівнює λ , то значення D_H і D_E , отримані з рис. 5.11, потрібно помножити на $\frac{b}{\lambda}$ (для H -рупора) або $\frac{a}{\lambda}$ (для E -рупора). Характерним для графіків рис. 5.11 є наявність максимуму КСД при визначеній величині розкриву. Такий характер графіків розуміється наступним.

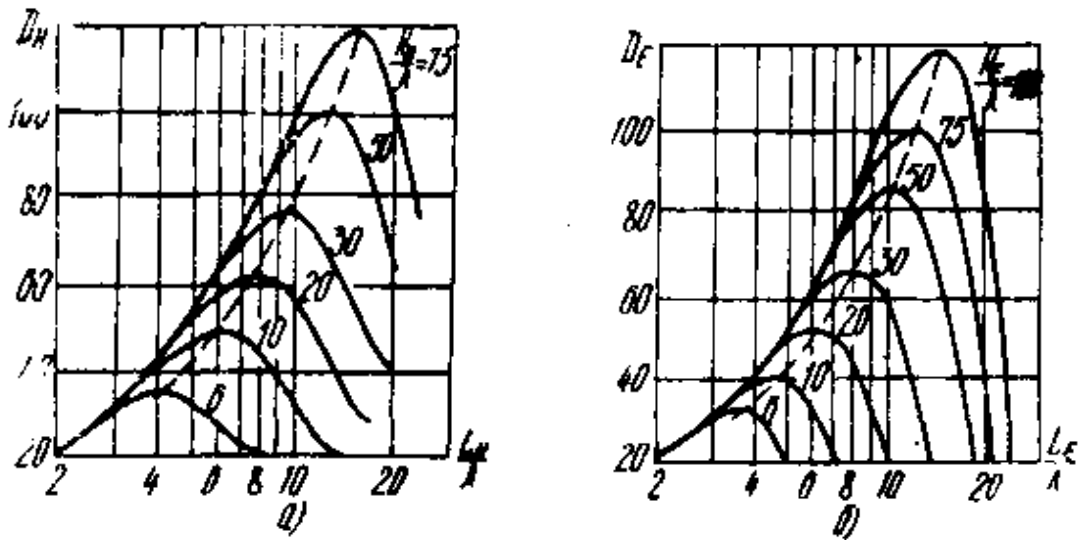


Рис. 5.11 – Залежність КСД H -секторіального та E -секторіального рупорів від відносної величини розміру розкриву $\left(\frac{L_H}{\lambda} \text{ или } \frac{L_E}{\lambda}\right)$

Зі збільшенням розмірів розкриву КСД повинний зростати. Однак з ростом $L_{H,E}$ збільшуються фазові перекинуття поля в розкритті. Через це зростання КСД сповільнюється і при деякій оптимальному значенні $(L_{H,E})_{opt}$ КСД досягає максимуму, а потім падає. Розміри оптимальних рупорів наведені на рис. 5.11 пунктирною кривою. Розрахунки показують, що при будь-якій довжині R оптимальному рупору відповідає та сама величина розфазування $\Delta\varphi_{max}$ на краю розкриття. Для H -рупора $|\Delta\varphi_{max}| \approx \frac{3}{4}\pi$, для E -рупора $|\Delta\varphi_{max}| \approx \frac{\pi}{2}$. Так як для H -рупора

$|\Delta\varphi_{\max}| \approx \frac{\pi}{\lambda} \frac{L_H^2}{4R_H}$, а для *E*-рупура $|\Delta\varphi_{\max}| \approx \frac{\pi}{\lambda_B} \frac{L_E^2}{4R_E}$, то для довжини оптимального рупора маємо

$$R_{H_{\text{opt}}} = \frac{L_H^2}{3\lambda}, \quad R_{E_{\text{opt}}} = \frac{L_E^2}{2\lambda_B}. \quad (5.27)$$

Ширина ДС оптимального рупора визначається співвідношеннями

$$\left. \begin{array}{l} \text{для } H - \text{рупура} \quad 2\theta_{0,5P}^P = 80 \frac{\lambda}{L_H}; \\ \text{для } E - \text{рупура} \quad 2\theta_{0,5P}^E = 56 \frac{\lambda}{L_E}. \end{array} \right\} \quad (5.28)$$

КВП оптимальних *H*- та *E*-рупуров складає 0.64.

Для пірамідального рупора КСД знаходиться за формулою

$$D = 0,1 D_H D_E. \quad (5.29)$$

Величини D_H і D_E визначають за графіком. При заданих R_E та R_H максимально можливий КСД визначається співвідношенням

$$D_{\max} = \frac{16\sqrt{R_E R_H}}{\lambda}. \quad (5.30)$$

Такому оптимальному рупору відповідає розфазування на краях розкриття, рівне $\pi/2$ в *E*-площині та $3\pi/4$ у *H*-площині. КВП оптимального пірамідального рупора складає 0.5.

Основним недоліком рупорної антени є наявність фазових перекручувань у розкритті. Для зменшення цих перекручувань приходиться збільшувати довжину рупора. Якщо, наприклад, у *H*-рупорі розфазування було менше $\frac{3}{4}\pi$, то як впливає з (5.27)

$$R_H > R_{H_{\text{opt}}} = \frac{L_H^2}{3\lambda}.$$

Це співвідношення можна записати інакше, враховуючи, що для *H*-рупура $L_H > 67 \frac{\lambda}{2\theta_{0,5P}^0}$. Враховуючи це, маємо

$$R_H > 1500 \frac{\lambda}{(2\theta_{0.5P}^0)^2}.$$

Для одержання, наприклад, ширини ДС, рівної 5° , довжина *H-рупора* повинна бути більше 60λ , тобто рупор виявляється дуже громіздким. Звідси видно, що формування гострих ДС за допомогою звичайних рупорних антен утруднено. Цей недолік можна усунути декількома способами:

1) Використанням багаторупорних антен (рис. 5.12). Апертура розміром L виконується n рупорами із апертурами $\frac{L}{n}$. При цьому довжина R може бути зменшена в n^2 разів. Цей спосіб, однак, сильно ускладнює як саму антену, так і систему її живлення.

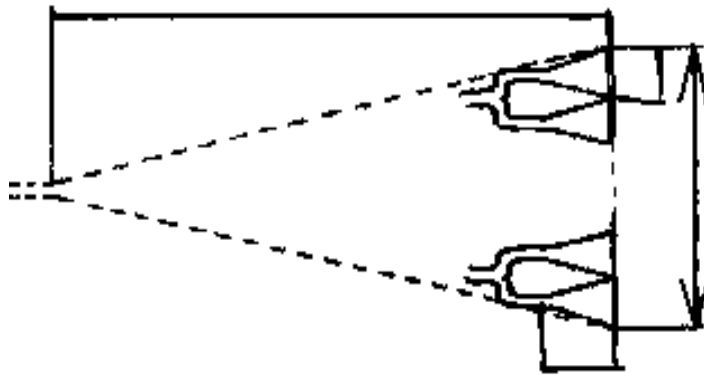


Рис. 5.12 – Багаторупорна антена

2) Корекцією фазових перекичувань за допомогою фазовирівнюючих пристроїв. У якості останніх використовуються або діелектричні лінзи, встановлювані в розкритті рупора (рис. 5.13а), або геодезичні (металоповітряні) лінзи (рис. 5.13б).

Профіль геодезичної лінзи вибирається так, щоб довжина геометричного шляху від вершини рупора до будь-якої точки розкриття була однією і тією. Очевидно, що використання геодезичних лінз можливо тільки в секторіальних рупорах.

Рупорні антени мають ряд цінних якостей: вони прості за конструкцією, діапазони мають відносно низький рівень бічних пелюстків. Однак вони незручні для створення вузьких ДС через обмеження, що накладаються фазовими перекичуваннями поля в розкритті. Рупорні антени без фазової корекції використовуються для формування широких ДС (десятки

градусів). Такі антени широко застосовуються як опромінювачі дзеркальних і лінзових антен, як антени вимірювальних приладів.

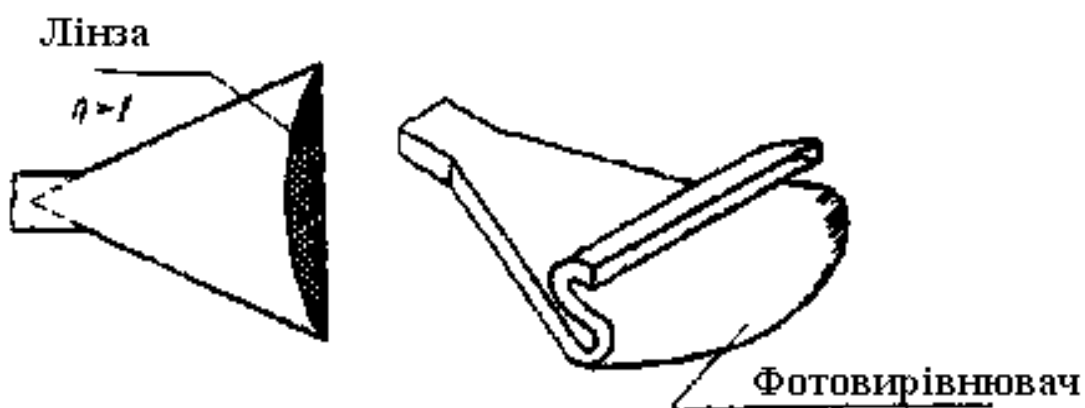


Рис. 5.13 – Діелектричні та фотовирівнюючі лінзи

Для формування вузьких ДС (одиниці градусів) застосовують рупорні антени з фазовирівнюючими пристроями. Ще більш гострі ДС можна одержати, використовуючи системи з великого числа рупорів – антенні ґрати.

Контрольні запитання

- 1 Рупорні антени.
- 2 Випромінювання з відкритого кінця прямокутного хвильоводу.
- 3 Випромінювання з відкритого кінця круглого хвильоводу.
- 4 Типи рупорних антен. Метод дослідження рупорів.
- 5 Структура поля в рупорі. Амплітудно-фазовий розподіл у розкритті рупора.
- 6 ДС і КСД рупорних антен.

6 ДЗЕРКАЛЬНІ АНТЕНИ

6.1 Основні типи дзеркальних антен

Дзеркальні антени найбільш розповсюджений у даний час тип гостроспрямованих антен УКХ. У цих антенах, формування ДС відбувається за рахунок відбиття електромагнітних хвиль слабкоспрямованого первинного джерела (опромінювача) від металевого дзеркала тієї чи іншої форми (рис. 6.1)

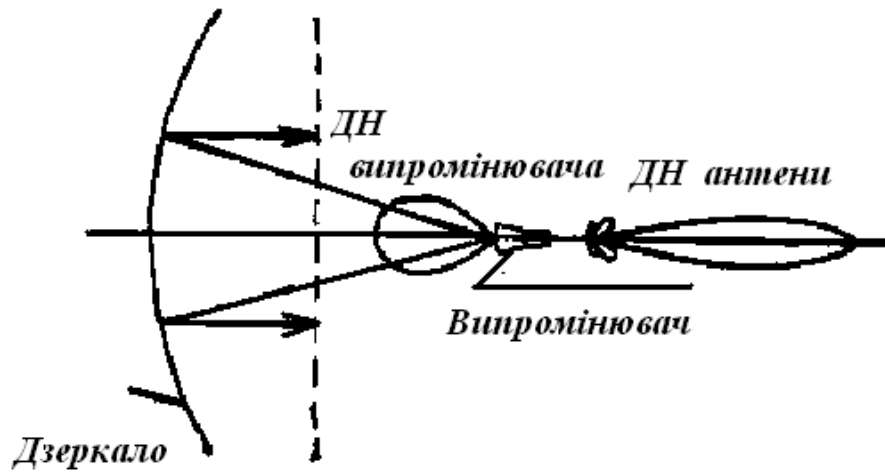


Рис. 6.1 – Принцип роботи дзеркальної антени

Звичайно в дзеркальних антенах здійснюється перетворення широкої ДС опромінювача у вузьку ДС антени.

У дзеркальних антенах застосовуються наступні основні типи дзеркал (рис. 6.2): 1) параболічні (параболоїд обертання і параболічний циліндр), 2) сферичні, 3) плоскі і кутові, 4) спеціального профілю.

Параболічні дзеркала трансформують сферичну чи циліндричну хвилю опромінювача в плоску. У першому випадку (рис. 6.2а) маємо параболоїд обертання і "точковий" опромінювач – джерело сферичної хвилі. В другому випадку (рис. 6.2б) маємо параболічний циліндр і "лінійний" опромінювач – джерело циліндричної хвилі.

Сферичне дзеркало (рис. 6.2в) на невеликій ділянці його поверхні мало відрізняється від параболічного з фокусною відстанню, рівною половині радіуса сфери R . Воно формує промінь, який можна качати в широких межах без перекошування його форми, переміщаючи опромінювач по дузі кола з радіусом $\frac{R}{2}$.

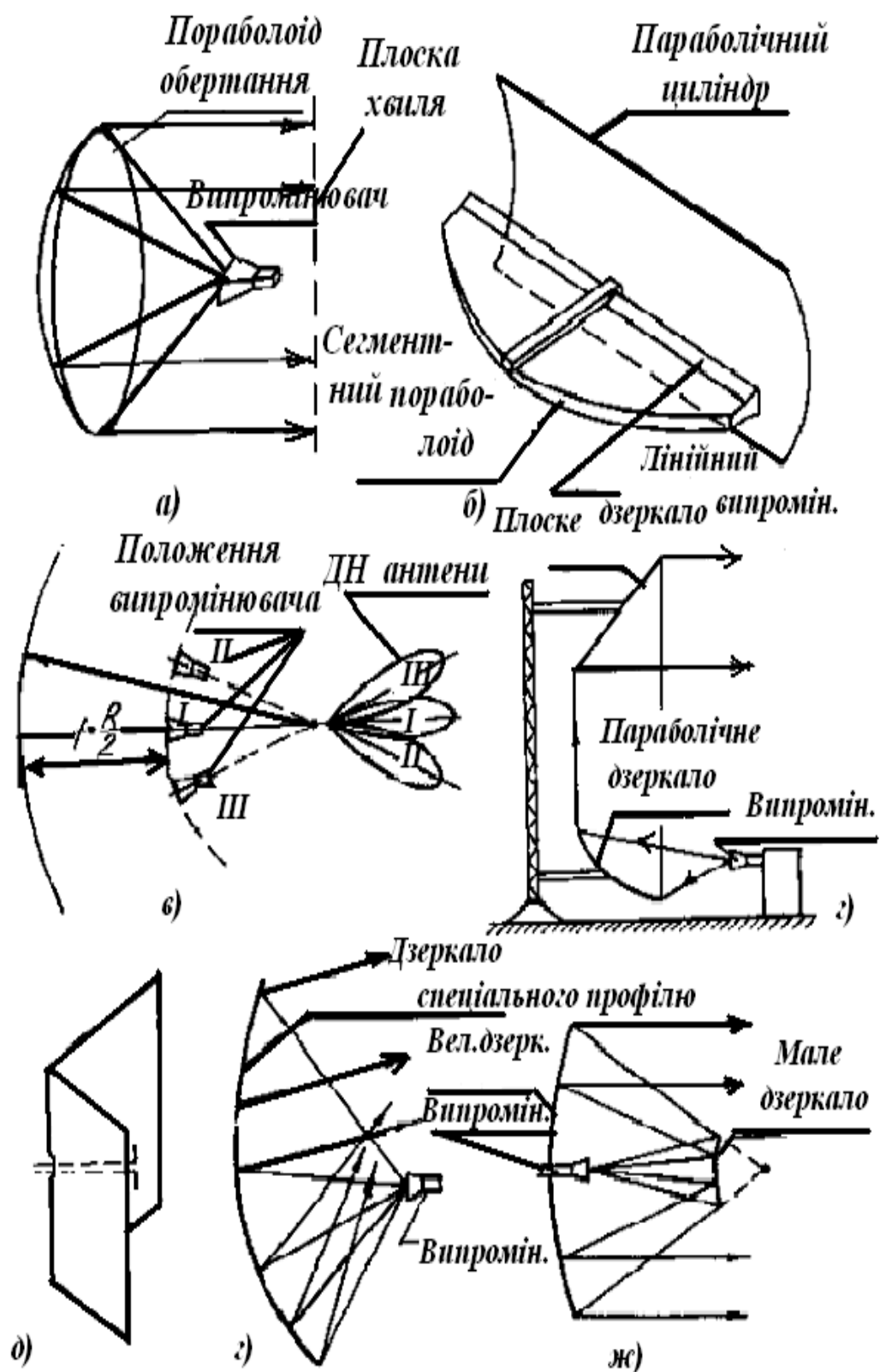


Рис. 6.2 – Типи дзеркальних антен:
а – параболоїд обертання; б – параболічний циліндр;
в – сферичне дзеркало; г – перескопична антена; д – кутова антена; е –
дзеркало спеціального профілю; ж – двохдзеркальна антена

Плоске дзеркало застосовується як рефлектор у вібраторних антенах, а також для зміни напрямку поширення випромінюваних радіохвиль (перископічна антена – рис. 6.6г) чи хитання променя в гостроспрямованих (наприклад, параболічних) антенах.

Система з двох плоских дзеркал, складених під кутом друг до друга, разом з опромінювачем, що представляє собою симетричний вібратор, утворить кутову антену (рис. 6.2д).

Дзеркала спеціального профілю (рис. 6.2е) виконуються найчастіше циліндричними, але можуть бути і поверхнею подвійної кривизни. Вони використовуються для формування ДС спеціальної форми, наприклад "ко-секансної" діаграми.

По числу використаних дзеркал можна виділити однодзеркальні і багато дзеркальні (найчастіше двохдзеркальні) конструкції (рис. 6.2ж).

Дзеркало (рефлектор) виконується з металевих аркушів чи плівок (фольги), які наносяться на діелектричну основу. З метою зменшення ваги і вітрових навантажень дзеркало часто виконують із сітки чи перфорованих аркушів. При цьому частина енергії просочується крізь дзеркало, збільшуючи заднє випромінювання і зменшуючи максимальний КСД антени. Для характеристики ефективності не суцільних дзеркал використовують

коефіцієнт проходження $T = \frac{P_{np}}{P_{nad}}$, де P_{np} – потужність, що протікла за дзе-

ркало, а P_{nad} – потужність падаючої хвилі. Дзеркало можна вважати гарним, якщо $T < 0.01$. Для забезпечення задовільного значення T діаметр 0.2λ при сумарній площі отворів, рівних не більш $0.5 \div 0.6$ усієї площі дзеркала. У сітчастих дзеркалах розміри комірок повинні бути менше 0.1λ .

6.2 Методи розрахунку поля випромінювання дзеркальних антен

Точне розв'язання про випромінювання дзеркальних антен відсутнє. В інженерній практиці застосовуються два наближених методи розв'язання цієї задачі: метод поверхневих струмів (по струмах на дзеркалі) і апертурний метод (по полю в розкритті).

За допомогою цих методів задачу про знаходження поля випромінювання антени вирішують у два етапи.

Перший етап – розв'язання внутрішньої задачі, тобто визначення закону розподілу або поверхневих струмів на дзеркалі, або поля в його розкритті.

Другий етап – рішення зовнішньої задачі, тобто визначення поля випромінювання антени за знайденими струмами на дзеркалі чи по полю в розкритті.

В обох методах розв'язання внутрішньої задачі при відомих геометричних параметрах дзеркала і характеристиках опромінювача виконується звичайно при наступних допущеннях:

а) будь-яка точка дзеркала знаходиться в далекій зоні опромінювача (для точкового опромінювача) або "квазідалекій" зоні (для лінійного опромінювача);

б) розміри дзеркала і радіус кривизни його в будь-якій точці дзеркала значно більше довжини хвилі.

У силу допущень а) і б) можна визначати щільність поверхневих струмів на дзеркалі за формулами, справедливими для випадку падіння плоскої хвилі на плоску поверхню розділу, і застосовувати закони геометричної оптики при проходженні поля в розкритті дзеркала;

в) струми на "неосвітленій" стороні дзеркала приймаються рівними нулю (відповідно $H_{\tau}=0$);

г) не враховуються: вплив дзеркала на характеристики опромінювача, а також розсіювання енергії на опромінювачі, елементах його кріплення, на крайках дзеркала, тінювий ефект опромінювача.

Розглянемо сутність обох методів.

Метод поверхневих струмів полягає в тому, що спочатку за відомими характеристиками опромінювача при зазначених вище допущеннях знаходяться струми на дзеркалі, а потім визначається поле випромінювання антени в далекій зоні. Для цього потрібно одержати вираз для напруженості поля, створюваного елементом поверхні дзеркала, і отриманий вираз проінтегрувати по всій освітленій поверхні дзеркала.

Щільність поверхневого струму на дзеркалі визначається за формулою

$$J_S = 2[nH_{nad}] . \quad (6.1)$$

n – орт внутрішньої нормалі до поверхні дзеркала;

H_{nad} – вектор напруженості магнітного поля падаючої від опромінювача хвилі в поверхні дзеркала.

Формула (6.1) є точкою у випадку падіння плоскої електромагнітної хвилі на плоску ідеально провідну нескінченну поверхню.

Дійсно, у цьому випадку:

– при вертикальній поляризації падаючої хвилі (рис. 6.3а) в точці падіння $H_{omp}=H_{nad}$: відповідно результуюче магнітне поле у дзеркала $H=H_{nad}+H_{omp}=2H_{nad}$. При цьому відома гранична умова в поверхні ідеального провідника $j=[n]$ еквівалентною умові $j=2[nH_{nad}]$;

– при горизонтальній поляризації (рис. 6.3б) рівні тангенціальні складові $H_{tomp}=H_{tnad}$ і, отже, $H_{tomp}=2H_{tnad}$. При цьому знову можна записати

$$j_S=[nH] = 2[nH_{nad}].$$

Звідси випливає справедливність (6.1) для випадку падіння плоскої хвилі будь-якої поляризації на плоску ідеально провідну поверхню. Для криволінійного дзеркала співвідношення $j=2[nH_{nad}]$ є наближеним. Так як, дзеркало знаходиться в далекій (чи "квазідалекій") зоні опромінювача і радіуси кривизни дзеркала досить великі, то локально (на невеликій ділянці) хвилю, що падає від опромінювача, і дзеркало можна вважати плоскими і використовувати співвідношення (6.1). Практично формулою (6.1) можна користатися при діаметрі розкрива і радіусі кривизни дзеркала порядку декількох λ .

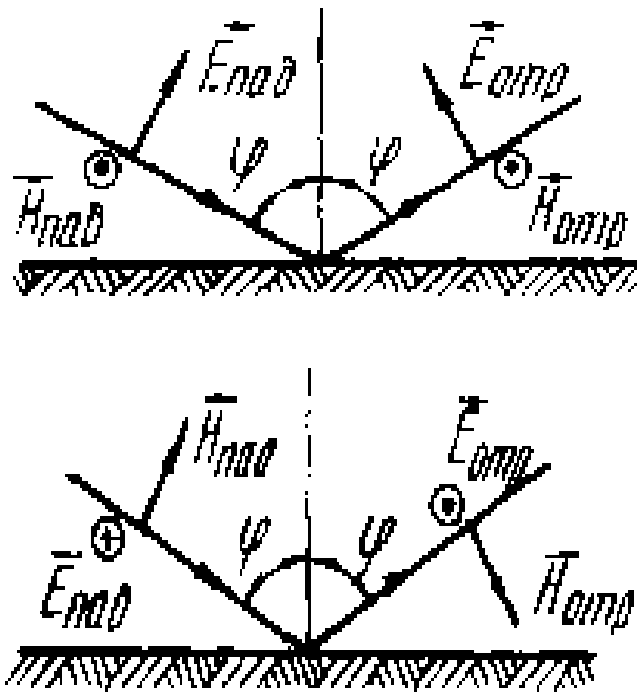


Рис. 6.3 – Поле відбиття хвилі:

а – при вертикальній поляризації; б – при горизонтальній поляризації

Апертурний метод. Поле антени знаходиться по полю в розкриві. Останнє знаходиться методами геометричної оптики. Враховуючи, що дзеркало і падаючу на нього хвилю можна локально вважати плоскими і, використовуючи представлення про промені при розгляді відбиття хвилі від дзеркала і поширенні її від дзеркала до розкрива, неважко "перерахувати" поле опромінювача в поле на розкриві. При цьому одержуємо, наприклад, для параболоїда обертання з точковим опромінювачем (рис. 6.4) наступний вираз для амплітуди поля:

$$E(M)=E(M')=\frac{\sqrt{60P_2D_0}}{r}F_0(\theta,\varphi), \quad (6.2)$$

де M' – точка на дзеркалі; M – проекція цієї точки на розкриві по ходу відбитого від дзеркала променю; P_{Σ} – потужність, випромінювана опромінювачем; D_0 – максимальний КСД опромінювача, $F_0(\varphi, \alpha)$ – його діаграма спрямованості.

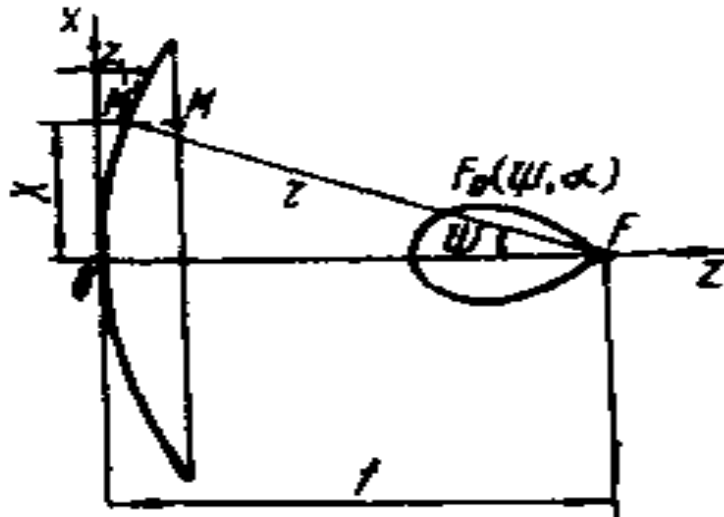


Рис. 6.4 – Параболоїд обертання з точковим опромінювачем

При написанні (6.2) використана формула (2.29), тому що дзеркало знаходиться в далекій зоні точкового опромінювача. Враховано також, що після відбиття від дзеркала до розкриву поширюється плоска хвиля, у якої амплітуда поля залишається постійною, рівною її значенню в поверхні дзеркала.

Метод поверхневих струмів і апертурний метод приводять до практично однакових результатів в області головного і декількох найближчих до нього бічних пелюстків. Метод поверхневих струмів є більш точним. Однак він більш складний і тому надалі ми його розглядати не будемо.

Варто помітити, що на характеристики випромінювання дзеркала впливає ряд факторів, які важко врахувати при розрахунку (розсіювання на опромінювачі, на елементах конструкції і т.д.). Вплив цих факторів істотний в області далеких бічних пелюстків. Помилки, обумовлені тим, що не враховуються ці фактори, знаходяться на рівні помилок, що характеризують похибку зазначених вище наближених методів розрахунку дзеркал.

6.3 Параболоїд обертання. Основні геометричні співвідношення та опромінювачі параболоїда обертання

Параболоїд обертання призначений для формування ДС голчастого типу. Поверхня параболоїда обертання викрнується шляхом обертання навколо фокальної осі (осі z) параболи

$$x^2 = 4fz = 2pz. \quad (6.3)$$

де f – фокусна відстань, $p=2f$ – параметр параболи (рис. 6.4). Отримана поверхня визначається в декартовій системі координат (hbc. 6.5) рівнянням

$$x^2 + y^2 = 2pz \quad (6.3a)$$

У сферичній системі координат з початком у фокусі F рівняння параболоїда обертання має вигляд

$$r = \frac{2f}{1 + \cos \psi} = f \sec^2 \frac{\psi}{2}. \quad (6.4)$$

Точка перетину параболоїда і його осі називається вершиною параболоїда (дзеркала).

Опромінювач розташований так, що фазовий центр його знаходиться у фокусі параболоїда F .

Положення точки в розкритті параболоїда обертання визначається полярними координатами ρ , α (рис. 6.5).

Величина ρ визначається формулою

$$\rho = 2f \operatorname{tg} \frac{\psi}{2}. \quad (6.5)$$

Приймаючи в (6.5) $\varphi = \varphi_0$ ($2\varphi_0$ – кут розкриття дзеркала), знайдемо радіус розкриття дзеркала:

$$\rho_0 = 2f \operatorname{tg} \frac{\psi_0}{2}. \quad (6.5a)$$

Глибина дзеркала z_0 визначається з (6.3) при підстановці значення $x = \rho_0$

$$z_0 = \frac{\rho_0^2}{2p}. \quad (6.6)$$

Коли $z_0 < f$ ($2\varphi_0 < 180^\circ$), тоді параболоїд називають дрібним чи довгофокусним, якщо $z_0 > f$ ($2\varphi_0 > 180^\circ$) – глибоким чи короткофокусним.

Координати точки спостереження в далекій зоні позначимо R , θ , φ .

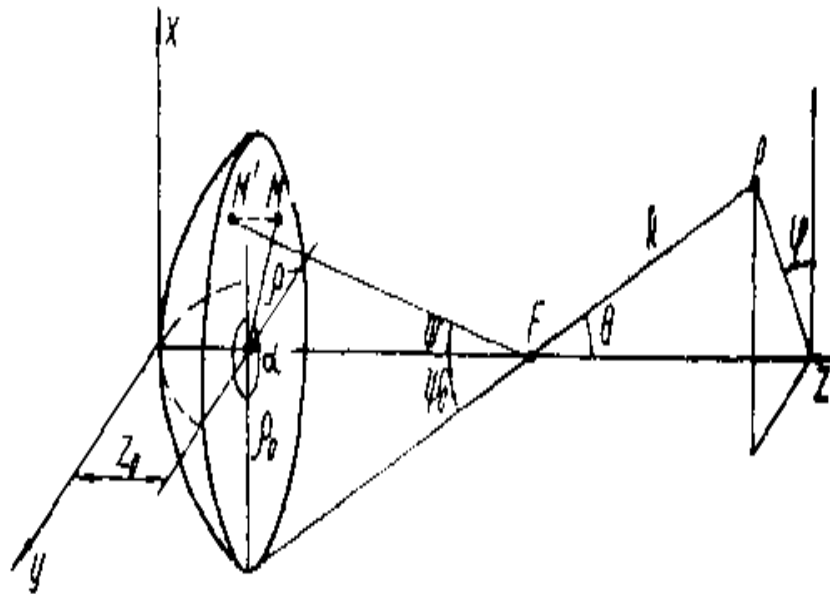


Рис. 6.5 – Побудова параболоїда обертання

Опромінювачі параболоїда обертання. Опромінювач є важливим елементом дзеркальної антени в значній мірі, що визначає її параметри. До опромінювача, який використовується у параболоїді обертання, пред'являють наступні основні вимоги:

- фронт хвилі, випромінюваної опромінювачем, повинний бути близьким до сферичного (принаймні в межах кута $2\varphi_0$), тобто опромінювач повинний мати фазовий (чи умовно фазовий) центр;
- ДС опромінювача повинна бути однобічною, близькою до вісесиметричної і мати визначену ширину, погоджену з кутом розкрива дзеркала. Рівень бічних пелюстків повинний бути мінімальним;
- поле, випромінюване опромінювачем, повинне мати задану поляризацію;
- опромінювач повинний мати невеликі розміри, щоб можливо менше затінювати розкриття дзеркала;
- опромінювач повинний пропускати задану потужність випромінювання і бути добре погоджений з фідером у заданому діапазоні частот.

На практиці застосування знаходять наступні типи точкових опромінювачів: двохвібраторні опромінювачі, що живляться коаксіальною лінією чи хвилеводом прямокутного перетину; вібратор із плоским рефлектором; спіральна антена; відкритий кінець хвилеводу чи рупор; двохщільний

опромінювач. Останній являє собою хвилевід прямокутного перетину, що звужується та закінчується об'ємним резонатором. У стінці резонатора прорізані дві щілини, що збуджуються струмами, які течуть по внутрішній поверхні стінок об'ємного резонатора. Найбільш розповсюдженими є рупорні випромінювачі, завдяки простоті їхньої конструкції, доброї діапазонності і відносної легкості одержання потрібної форми ДС. Регулювання форми ДС досягається шляхом зміни величини кута розкрива і розмірів апертури рупора. З цією же метою іноді внутрішні стінки рупора виконуються у вигляді структури, що сповільнює – набору кільцевих канавок. Підбираючи число канавок і їхню глибину, вдається одержати близькі до "столоподібних" ДС рупора, що забезпечують високий КВП дзеркальної антени.

6.4 Управління положенням ДС дзеркальної антени

Для невеликого повороту ДС дзеркальної антени (при нерухомому дзеркалі), фазовий центр опромінювача виносять з фокуса в напрямку, перпендикулярному вісі антени (рис. 6.6).



Рис. 6.6 – Принцип управління положенням ДС дзеркальної антени

ДС відхиляється вбік, протилежний зсуву фазового центра. Кут відхилення визначається співвідношенням

$$\theta = k \operatorname{arctg} \frac{x}{f} = k\alpha, \quad (6.7)$$

де коефіцієнт $\partial o = 0.7 \div 0.95$ залежить від геометрії дзеркала (рис. 6.7).

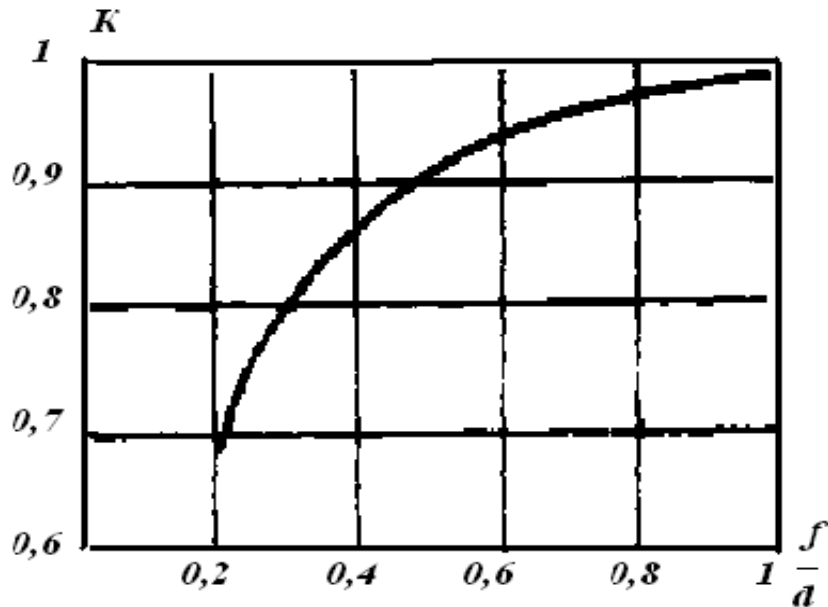


Рис. 6.7 – Залежність коефіцієнта k від геометрії дзеркала

Коефіцієнт k враховує ту обставину, що при зсуві опромінювача в напрямку, перпендикулярному осі, у розкриві дзеркала, крім корисної лінійної складової фазового розподілу (відповідної відхиленню ДС на кут α), виникає також кубічна фазова помилка (рис. 6.7). Характерно, що знак цієї помилки протилежний знаку лінійної складової, завдяки чому кут повороту ДС трохи зменшується ($\theta < \alpha$).

Вплив кубічної помилки приводить також до розширення і асиметрії головного пелюстка, росту бічних пелюстків. Зі збільшенням зсуву x кубічна помилка зростає. Максимальний кут, на який можна відхилити ДС від осі дзеркала без помітних перекручувань, визначається співвідношенням

$$\theta_{\text{неперек}} \approx \frac{8\lambda f^2}{d^3}. \quad (6.8)$$

Кут $\theta_{\text{неперек}}$ можна зв'язати із шириною ДС. При рівномірному амплітудному розподілі поля в розкриві $2\theta_{0,5P} \approx \frac{\lambda}{d}$. Тоді

$$\theta_{неиск} \approx 2\theta_{0,5P} \frac{8f^2}{d^2}. \quad (6.9)$$

Якщо, наприклад, $f=0.5d$, то $\theta_{неперек} \approx 2(2\theta_{0,5P})$, тобто припустимо відхилення ДС убік від осі антени приблизно дорівнює подвоєній ширині ДС по половинній потужності.

Реакція дзеркала на опромінювач. Як відзначалося раніше, опромінювач, що знаходиться в поле хвилі, відбитої від дзеркала, впливає на рівень бічного випромінювання антени і її КСД. Дзеркало, у свою чергу, також впливає на роботу опромінювача. Цей вплив виявляється в тому, що опромінювач приймає частину енергії, відбитої від дзеркала. Тому, якщо до приміщення в дзеркало, опромінювача був погоджений з фідером, то при наявності дзеркала у фідері виникне відбита хвиля, тобто відбудеться неузгодженість опромінювача з фідером.

Ступінь неузгодженості можна охарактеризувати коефіцієнтом відображення

$$\Gamma = \sqrt{\frac{P_{відб}}{P_{над}}} e^{-j\delta}, \quad (6.10)$$

де $P_{відб}$ – потужність відбитої хвилі у фідері, рівна потужності, прийнятої опромінювачем; $P_{над}$ – потужність падаючої хвилі, рівна потужності подовимой до опромінювача; δ – фаза коефіцієнта відбиття.

Потужність, прийнята опромінювачем, визначається співвідношенням (3.13)

$$P_{отр} = SA_{эфф}.$$

Враховуючи, що S – щільність потоку потужності, відбитої від дзеркала хвилі в місці розташування опромінювача, дорівнює щільності потоку потужності, створюваної опромінювачем у вершині дзеркала, і з огляду на співвідношення $P_2 = P_{над} \eta$ (де η – ККД опромінювача), маємо

$$P_{відб} = \frac{P_2}{4\pi f^2} D_0 \cdot \frac{\lambda^2}{4\pi} G_0 = \left(\frac{\lambda G_0}{4\pi f} \right)^2 P_{над}. \quad (6.11)$$

Тут D_0 та G_0 – максимальні КСД і коефіцієнт підсилення опромінювача. Підставляючи (6.12) у (6.10), знаходимо коефіцієнт відбиття

$$\Gamma = \frac{\lambda G_0}{4\pi f} e^{-j\delta} . \quad (6.12)$$

З виразу (6.12) не можна робити висновок про те, що зі збільшенням фокусної відстані вплив дзеркала на опромінювач зменшується. Справа в тому, що звичайно заданою є апертура антени. При незмінній апертурі антени збільшення f призводить до необхідності використання опромінювачів з більш вузькою ДС. При звуженні ДС опромінювача коефіцієнт підсилення його зростає в першому наближенні пропорційно f^2 . Тому при заданій апертурі дзеркала зі збільшенням f вплив дзеркала на опромінювач підсилюється.

Зі зміною хвилі величина Γ змінюється. Особливо різко міняється фаза коефіцієнта відбиття $\delta = 2kf + \pi$, оскільки $\frac{f}{\lambda} \gg 1$. Змінювання величини Γ призводить до зміни режиму роботи фідерного тракту. Звідси випливає, що вплив дзеркала на опромінювач обмежує діапазонність антени.

Для зменшення шкідливого впливу дзеркала на опромінювач використовується ряд способів. Найбільш радикальним є винос опромінювача з поля відбитої хвилі. При цьому, однак, збільшуються габарити антени. Другий спосіб складається з використання опромінювач з круговою поляризацією випромінюваного поля. Відбите від дзеркала поле має протилежну поляризацію і не приймається опромінювачем. Використовується також спосіб повороту площини поляризації на 90° при відбитті.

Іноді для зменшення реакції дзеркала на опромінювач застосовують погоджувальну пластину, що установлена поблизу вершини параболоїда. Розміри і розташування пластини підбираються так, щоб відбите нею поле компенсувало в опромінювачі поле, відбите дзеркалом.

Контрольні запитання

- 1 Основні типи дзеркальних антен.
- 2 Методи розрахунку поля випромінювання дзеркальних антен.
- 3 Параболоїд обертання. Основні геометричні співвідношення та опромінювачі параболоїда обертання.
- 4 ДС і КСД параболоїда обертання.
- 5 Управління положенням ДС дзеркальної антени.

7 ФАЗОВАНІ АНТЕННІ РЕШІТКИ (ФАР)

7.1 Визначення ФАР. Переваги РЛС із ФАР

Збільшення швидкості польоту і маневреності літальних апаратів, широке застосування різного роду перешкод привели до необхідності різкого збільшення швидкості огляду простору, дальності дії МРЛ, підвищення точності, роздільної здатності і перешкодозахищеності. Сучасна МРЛ повинна бути багатофункціональною, здатною виконати різні задачі.

Забезпечити виконання комплексу цих вимог за допомогою найбільш розповсюджених до останнього часу дзеркальних антен, навіть при істотному збільшенні їхніх габаритів важко, тому, що дзеркальні антени поряд з багатьма перевагами (простота конструкції, гарна діапазоність, малі втрати і т.д.) мають і ряд недоліків. До них відносяться:

- обмеження по випромінюваній потужності, обумовлені електричною міцністю фідерного тракту і опромінювача;
- обмежені можливості по хитанню (скануванню) ДС, як припустимого кута хитання ДС (без перекручувань), так і в реалізації технічних способів електричного хитання ДС;
- обмежені можливості формування бажаної ДС;
- обмежені можливості створення багатофункціональних систем.

Перераховані недоліки помітно звужують можливості дзеркальних антен. Положення може бути поліпшено переходом від однодзеркальних до двохдзеркальних антен.

Найбільш перспективним шляхом є використання в РЛС фазованих антенних решіток.

Фазованою антеною решіткою (ФАР) називаються решітки випромінювачів, в яких переміщення променя в просторі виконується шляхом введення перемінних фазових зсувів між струмами, які живлять окремі випромінювачі.

Управління фазовим, а в загальному випадку амплітудно-фазовим, розподілом у ФАР, виконується електричним шляхом, який дозволяє швидко управляти формою ДС РЛС і положенням її в просторі.

Як випромінювачі використовуються слабо спрямовані антени – вібратори, щілини, рупори, відкриті кінці хвильоводів, спіралі, діелектричні стрижні і т.п. Можливі також решітки, які складаються із складних антен, наприклад, з ряду великих дзеркал. Живлення випромінювачів чи їх групи здійснюється окремими каналами від одного загального джерела або окремих самостійних джерел для кожного із каналів. В кожному з каналів є управляючі пристрої, які дозволяють у загальному випадку змінювати фазу і амплітуду струму (поля) в кожному випромінювачі (рис. 7.1). Завдяки

цьому, можна змінювати фазовий розподіл в антені і здійснювати хитання ДС у просторі.

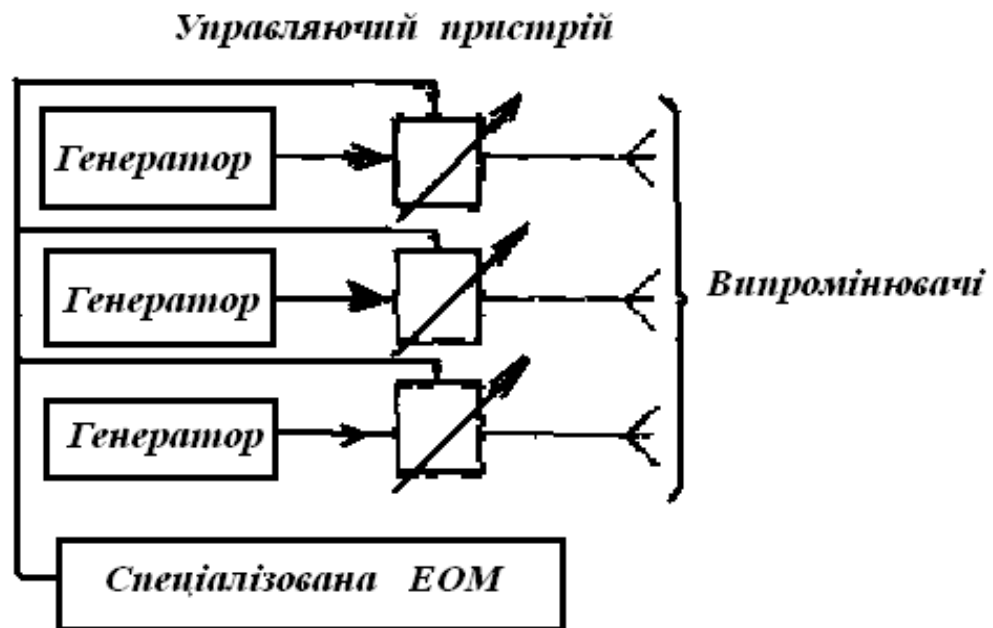


Рис. 7.1 – Принцип управління ДС в ФАР

Багатоелементні антенні решітки-полотнини – це синфазні горизонтальні антени, які використовують в даний час.

Однак ці решітки не управлялися електрично, тому що в той час не було відповідних елементів управління. Крім того, складність фідерної системи і труднощі налаштування антен-полотнин заважала розроблявачам.

При переході радіолокації в сантиметровий діапазон хвиль решітки були витиснуті дзеркальними антенами. Останні в сантиметровому діапазоні хвиль виявилися більш простими, чим решітки.

Впровадження ФАР у радіолокаційну техніку відкриває наступні можливості.

1) Електричне сканування променя в широкому секторі. Можливість здійснення програмного огляду простору. Час переміщення променя в секторі – порядку декількох мікросекунд.

2) Одержання ДС заданої форми, яка може змінюватися в процесі роботи шляхом регулювання амплітуд і фаз збудження випромінювачів.

3) Одержання недосяжних у колишніх РЛС значень випромінюваної потужності шляхом когерентного додавання в просторі полів, створюваних багатьма випромінювачами, які живляться від окремих генераторів. При цьому потужність, передана по окремих каналах, невелика і задача підвищення електричної міцності фідерного тракту не виникає.

4) Можливість формування за допомогою однієї антени багатьох променів. Ця обставина разом з високою швидкістю перекидання променю відкриває можливість конструювання багатоцільових РЛС.

5) Можливість здійснення спеціальних методів обробки сигналів, прийнятих окремими випромінювачами антени. Це дозволяє витягти велику інформацію з електромагнітних хвиль, що надходять до антени і поліпшити у визначній мірі характеристики РЛС, а також створити адаптивні антени різного призначення.

6) Забезпечення високої надійності антени. Це здійснюється застосуванням спеціальних систем контролю працездатності ФАР, які дозволяють швидко знайти місця ушкоджень, застосуванням резервування і модульної конструкції, які дозволяють звести до мінімуму час простою при ремонті. Крім того, ФАР може бути зроблена значно більш стійкою проти ядерних вибухів, чим, наприклад, дзеркальна антена. Решітки можна вмонтувати в залізобетонне укриття, а лицьову сторону покрити щільним радіопрозорим діелектриком, здатним витримати великий надлишковий тиск.

7.2 Класифікація ФАР

Фазовані антенні решітки можуть бути класифіковані за різними ознаками – за геометрією розташування випромінювачів решітки в просторі, за характером розміщення випромінювачів у самих решітках, за способом їхнього збудження, за способом хитання променю і т.д.

В залежності від геометрії розташування випромінювачів у просторі ФАР можна розділити на одномірні, двовимірні і тривимірні.

Одномірні решітки – це лінійні (прямолінійні), дугові, кільцеві решітки.

Двовимірні (поверхневі) решітки можуть бути:

- плоскими, коли випромінювачі розташовані в одній площині в межах прямокутника, кола, багатокутника;
- циліндричними, сферичними, конічними – випромінювачі розташовані відповідно на циліндрі, сфері, конусі.

Тривимірні решітки (об'ємні). В простому варіанті це системи з двох паралельно розташованих плоских решіток.

Лінійні і плоскі ФАР дозволяють здійснити відповідно одномірне чи двовимірне сканування ДС у секторі до $\pm 45^\circ$. При великих кутах відхилення ДС розширення променю і зниження КСД стають неприпустимими. Для збільшення сектора сканування випромінювачі ФАР розміщують на скривлених поверхнях. Сканування в таких решітках (конформних) здійснюється шляхом комутації групи працюючих випромінювачів. Оскільки одночасно використовується лише частина випромінювачів, то КВП антен невеликий. Крім того, ФАР зі скривленими

поверхнями складніше у виготовленні, істотно ускладнюється і схема управління променем. За зазначеними причинами найчастіше в даний час для збільшення зони огляду в рухливих РЛС використовуються плоскі ФАР з механічним обертанням їх щодо двох осей, а в стаціонарних РЛС – кілька плоских ФАР, розміщених під кутом друг до друга.

За характером розміщення випромінювачів у самих решітках останні поділяються на еквидистантні і нееквидистантні.

За способом збудження ФАР можна розділити на решітки з фідерним і оптичним живленням. Фідерне живлення може здійснюватися за послідовною чи паралельною схемою. У послідовній схемі збудження елементів здійснюється хвилею, що біжить уздовж фідера. У паралельній схемі елементи решітки збуджуються незалежно. Можлива також змішана (послідовно-паралельна) схема фідерного живлення.

При оптичному живленні випромінювачі решітки збуджуються через простір хвилею, випромінюваною опромінювачем. Цей спосіб є простим, дешевим, зручним при реалізації моноімпульсних систем.

Недоліком є "вилізування" енергії за краї решіток, що приводить до збільшення бічних пелюстків і зниженню загального КВП антени. Для усунення цього недоліку вся опромінююча система може бути поміщена у великий рупор, який простягається від опромінювача до решіток.

За способом хитання променю решітки поділяються на два основних класи – решітки з частотним скануванням і решітки з фазовим скануванням (решітки з фазообертачами).

За режимом роботи фазовані решітки можуть бути сполученими (приймально-передавальними) чи роздільними, працюючими на прийом чи передачу.

У випадку сполучених решіток конструкція антени є більш компактною. При цьому можна істотно спростити пристрій управління променем, тому що ті ж самі фазообертачі використовуються на прийом і передачу.

До переваг використання двох роздільних решіток можна віднести:

- можливість забезпечення високої розв'язки між приймачем і передавачем без антенних перемикачів і розв'язуючих пристроїв, які мають великі втрати;
- можливість використання різних схем побудови передавальної і приймальної решітки, незалежного вибору розмірів, числа і характеру розміщення елементів в них;
- можливість незалежного управління амплітудно-фазовим розподілом у розкритті на прийом і передачу;
- підвищену інформаційну здатність системи, оскільки при використанні роздільних решіток не потрібно очікувати приходу відбитого сигналу.

У тих випадках, коли вимоги до характеристик антени в режимах передачі і прийому сильно відрізняються, перевага віддається варіанту з двома решітками.

Незалежно від того, чи є решітка приймальною, передавальною чи сполученою, можна виділити три типи схем ФАР:

- пасивна;
- активна;
- напівактивна.

Пасивна ФАР. Ця схема найпростіша. Випромінювачі в цій схемі збуджуються від загального джерела через систему пасивних фазообертачів. Є два варіанти подібних ФАР з оптичним живленням: прохідна (лінзового типу) і відбивна (дзеркального типу). Перша схема – це блок із двох антенних решіток, з'єднаних між собою фазообертачами, керованими від ЕОМ. Цей блок утворить свого роду лінзу зі змушеним опромінювачем. Лінза забезпечує трансформацію сферичного (або циліндричного) фронту хвилі в плоский і управління ДС.

Є можливість не тільки качати діаграму в просторі, але і змінювати її форму, наприклад, розширювати головний пелюсток шляхом відповідного розфазування країв лінзи.

У відбивних решітках на прийом і передачу використовуються ті самі елементи. Конструкція виходить більш компактною і більш зручною в експлуатації, оскільки тут полегшений доступ до фазообертачів. Однак у цих решітках опромінювач знаходиться в поле відбитої хвилі, що знижує КВП антени і збільшує бічне її випромінювання.

Недоліки пасивних ФАР:

- у випадку передавальних антен – труднощі генерування великої потужності і каналізації її по одному каналу до опромінювача; фазообертачі працюють на порівняно високому рівні потужності;
- у випадку приймальних антен – погіршення відношення сигнал/шум через додаткові втрати у фазообертачах.

Активна ФАР. Ця схема є більш складною і дорогою, тому що в каналі живлення кожного елемента решітки є генератор або підсилювач потужності, які фазуються. Завдяки цьому в принципі вирішується успішно проблема генерування і каналізації великої потужності і одержання високого відношення сигнал/шум.

Типовий модуль сполученої (приймально-передавальної) активної ФАР крім випромінювача містить антенний перемикач, вихідний підсилювач передавача, попередній підсилювач приймача, фазообертач і пристрій керування фазою.

Вихідний підсилювач передавача і попередній підсилювач приймача розташовані близько від випромінювача. Завдяки цьому мінімізуються втрати потужності при передаванні і зменшується рівень шумів приймача. Фазообертач працює на низькому рівні потужності. Це полегшує пристрій

фазообертача і дає можливість управління ним за допомогою малопотужної управляючої схеми.

Як підсилювачі в активних ФАР використовуються прилади біжучої хвилі та підсилювачі на лампах.

Напівактивна ФАР. Ця схема має переваги і недоліки схем з пасивними і активними елементами. Напівактивна (комбінована) ФАР – це сукупність решіток з пасивними елементами, названих підрешітками, кожна з яких постачена підсилювачем потужності. Такі решітки простіше і дешевше, ніж решітки з активними елементами. Також істотно послабляються труднощі, зв'язані з генеруванням і каналізацією потужності, характерні для пасивних ФАР.

7.3 Багатопроменеві ФАР

Багатопроменеві ФАР забезпечують формування багатопроменевої діаграми спрямованості. Вони складаються з власне решіток випромінювачів і спеціальної діаграмотвірної (матричної) схеми, яка має ряд незалежних входів. При збудженні різних входів діаграмотвірної схеми (ДТС) на розкритті антени утворюються різні (парціальні) амплітудо-фазові розподіли, кожному з яких відповідає своя парціальна діаграма спрямованості (свій промінь).

Звичайно ДТС створюють так, що напрямки нульового випромінювання окремих ДС збігаються з напрямками максимумів сусідніх ДС. При цьому сусідні ДС перетинаються на рівні 4дБ (при рівномірних амплітудних розподілах).

При побудові ДТС використовуються багатополіусники типу подвійних хвилеводних трійників, щілинних мостів, спрямованих відгалужувачів і т.п., а також фазообертачі на фіксовані зсуви фази.

Розрізняють паралельні і послідовні ДТС. При побудові паралельної схеми ДТС використовуються наступні дві властивості подвійного трійника.

Якщо бічні плечі приєднані до погодженого навантаження, то:

- енергія з плеча H поділяється нарівно між бічними плічми і не надходить у плече E . Коливання в поперечних перерізах бічних пліч, рівновіддалених від площини симетрії трійника, синфазні;

- енергія з плеча E поділяється нарівно між бічними плічми і не надходить у плече H . Коливання в поперечних перерізах бічних пліч, рівновіддалених від площини симетрії трійника, протифазні.

ДТС забезпечує формування в розкритті восьми парціальних розподілів поля. Енергія, підведена до входу $j=4$, після проходження мостів, поділяється на вісім рівних частин, збуджуючи однаково всі елементи. Рівномірний амплітудний розподіл має місце при підведенні енергії до кожного з восьми входів схеми.

Необхідні для одержання променів фазові розподіли здійснюються тими ж мостами і додатково включеними фазообертачами з фіксованими фазовими зсувами.

Кожному входу відповідає свій фазовий розподіл в апертурі, своя парціальна діаграма.

ФАР з послідовною ДТС. Лінії передачі, приєднані до входів антени, і лінії передачі, приєднані до випромінювачів, зв'язані в місцях перетинання за допомогою спрямованих відгалужувачів. Зміна крутості фазового розподілу при переході від одного входу до іншого обумовлено зміною довжин фідерів, які живлять кожний з випромінювачів.

Порівнюючи між собою паралельну і послідовну ДТС, відзначимо наступне.

Перевагами паралельної схеми є відсутність поглинаючих навантажень і помітно менше число ділянок потужності.

Крім того, при збільшенні числа випромінювачів необхідна кількість багатополісників і фазообертачів різко зростає.

Послідовна ДТС може бути реалізована при будь-якій числі випромінювачів у решітках. Недоліки її – велике число спрямованих відгалужувачів і зниження ККД через втрати потужності в поглинаючих навантаженнях.

Є два способи використання багатопроменевих решіток.

При першому способі до усіх входів антени одночасно підключаються передавачі чи приймачі. У просторі формується багатопроменева ДС. При цьому досягається одночасна обробка інформації, яка надходить по різних каналах, що збільшує швидкодію системи.

При другому способі передавач (чи приймач) послідовно підключається до кожного входу. При цьому відбувається стрибкоподібне переміщення променя в просторі. Застосування електронного комутатора дозволяє здійснити електричне хитання променю. Цей спосіб сканування називають матричним або амплітудним способом. Система управління при такому способі виявляється досить простою, тому що необхідні для різних положень променя амплітудно-фазові розподіли в розкритті решітки "запам'ятовуються і зберігаються" в діаграмотвірній схемі і роль системи управління зводиться лише до вибору потрібної ДС. Недолік цього способу сканування – необхідність використання порівняно складної діаграмотвірної схеми.

7.4 Принцип хитання променя

Розглянемо лінійну еквилистантну решітку з рівномірним амплітудним і лінійним фазовим розподілом. Множник такої системи має вигляд

$$f_{сучт}(\theta) = \frac{\sin \frac{N}{2}(kd \sin \theta - \xi)}{\sin \frac{1}{2}(kd \sin \theta - \xi)}. \quad (7.1)$$

Тут N – число елементів решітки;

d – відстань між ними;

ξ – зсув фази між сусідніми елементами.

Положення головних максимумів визначаються зі співвідношення

$$\sin \theta_m = \frac{\xi}{2\pi} \frac{\lambda}{d} + m \frac{\lambda}{d}; m=0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (7.2)$$

У напрямках, обумовлених кутами θ_m насування фази на ділянці Δ компенсує (з точністю до величини, кратної 2π) зсув фази живлення і поля всіх елементів складаються синфазно.

Як видно із співвідношення (7.2), величина θ_m залежить від зсуву фаз ξ і довжини хвилі λ . При зміні цих величин змінюється і кут відхилення променя. Це дозволяє здійснити електричне хитання діаграми спрямованості.

В антенних решітках застосовуються два основних способи електричного хитання променя: частотний (шляхом зміни частоти живлення) і фазовий (шляхом зміни, за допомогою фазообертачів величини ξ при незмінній частоті живлення).

Іноді виділяють також амплітудний спосіб хитання, реалізований шляхом комутації входів у багатопроменевих антенних решітках або у лінзах Люнеберга, і часовий спосіб (за допомогою ліній затримки), реалізований у ширококошугних ФАР.

7.5 Частотний спосіб хитання променя

При зміні переносної частоти генератора f , напрямок головного максимуму переміщається як за рахунок зміни величини λ , так і за рахунок залежності від частоти величини ξ . Ефективність частотного способу хитання характеризується кутою частотною чутливістю

$$q = \frac{d\theta}{\frac{df}{f} \cdot 100}, \frac{\text{град}}{\%}. \quad (7.3)$$

Величина q визначає відхилення променя в градусах на один відсоток зміни частоти.

Сучасні НВЧ генератори допускають перебудову за частотою в межах декількох відсотків від переносної. Для того, щоб при такій зміні частоти здійснити переміщення променя в досить широкому секторі, величина q повинна бути порядку 5-10град/%, а іноді і більше.

Розглянемо залежність куточастотної чутливості від параметрів решітки.

Диференціюючи співвідношення (7.2) і враховуючи, що $\lambda f = c$, знайдемо

$$q = \frac{0,573}{\cos \theta_m} \left(\frac{c}{2\pi d} \frac{d\xi}{df} - \sin \theta_m \right). \quad (7.4)$$

Коефіцієнт 0.573 з'являється при переході від радіан до градусів.

Як видно із співвідношення (7.4), для підвищення куточастотної чутливості треба збільшити величину $\frac{d\xi}{df}$.

Фізично це очевидно: більш різка зміна зсуву фаз при заданій зміні частоти приводить до більшої зміни крутості лінійного фазового розподілу в антені і відповідно до більшого відхилення променя.

В антенах з частотним хитанням використовуються дві схеми збудження випромінювачів – послідовна і паралельна.

У послідовній схемі випромінювачі живляться біжучою хвилею – зсув за фазою ξ буде

$$\xi = \frac{2\pi}{\lambda_\phi} l, \quad (7.5)$$

де λ_ϕ – довжина хвилі в живильному фідері;

l – довжина відрізка фідера між суміжними випромінювачами (зокрема величина l може дорівнювати d).

Диференціюючи (7.5), знаходимо

$$\frac{d\xi}{df} = - \frac{2\pi}{\lambda_\phi^2} \frac{d\lambda_\phi}{df} l. \quad (7.6)$$

При цьому співвідношення (7.4) перетвориться до вигляду

$$q = -\frac{0,573}{\cos \theta_m} \left(\frac{c}{\lambda_\phi^2} \frac{l}{d} \frac{d\lambda_\phi}{df} + \sin \theta_m \right). \quad (7.7)$$

Як видно з (7.7), для збільшення куточастотної чутливості є два шляхи:

- збільшення величини $\frac{d\lambda_\phi}{df}$, тобто використання фідерів з різко вираженою дисперсією (сильною залежністю λ_ϕ від f);
- збільшення відношення $\frac{l}{d}$ – геометричного сповільнення в системі.

Якщо розглянути решітку щілин у звичайному хвилеводі, то дисперсія тут слабо виражена – величина $\frac{d\lambda_\phi}{df}$ і відповідно величина q малі. Необхідно сильно змінити частоту f , щоб одержати помітне відхилення променя. Так, двократна зміна частоти дає відхилення променя на 30° .

Для збільшення дисперсії використовують структури, що сповільнюють, наприклад, гребінку. За допомогою таких структур вдається одержати величину $q \approx 10 \frac{\text{град}}{\%}$.

Недоліками сповільнюючих структур є обмеження по потужності, що пропускається, і помітні втрати, які знижують ККД антени.

Другий шлях збільшення q – збільшення геометричного сповільнення конструктивно реалізується за допомогою спіральних або змійкових хвилеводів. Якщо $l \gg d$, то величина $\frac{\xi}{2\pi} \frac{\lambda}{d} = \frac{\lambda}{\lambda_\phi} \frac{l}{d} \gg 1$, а це

означає, що величина m у співвідношенні (7.2) повинна бути негативною, за модулем багато більшого одиниці. Таким чином, у цьому випадку використовуються дифракційні максимуми далекого порядку.

Для одержання в схемах з геометричним сповільненням куточастотної чутливості порядку 5-10 град/% необхідно мати відношення $\frac{l}{d}$ порядку 5 і більше. При цьому антена може виявитися досить громіздкою, що затрудняє її використання.

Схеми послідовного живлення конструктивно прості. Основний недолік цих схем – порівняно велике загасання і обмеження за потужністю, що пропускається, тому що вся потужність йде по одному тракту до усіх випромінювачів. Крім того, у послідовній схемі вимоги до точності виготовлення елементів системи є дуже жорсткими. Це зв'язано з тим, що в

цих системах помилки в амплітудно-фазовому розподілі, обумовлені неточностями виготовлення, накопичуються в міру руху хвилі уздовж системи.

При паралельній схемі частотного хитання живлення випромінювачів виконується через окремі фідери, довжина яких різна і лінійно збільшується при переході від одного випромінювача до іншого. Якщо різниця довжин сусідніх фідерів позначити через l , то величини ξ та $\frac{d\xi}{df}$ визначаються співвідношеннями (7.5) і (7.6) відповідно. Звідси

випадає, що чим більше l , тим кутчастотна чутливість у схемі вище. У порівнянні з послідовною паралельна схема дозволяє пропустити велику потужність і менш чуттєва до неточностей виготовлення. Однак вона складна і вимагає застосування великого числа діапазонних дільників потужності.

В даний час антени з частотним хитанням реалізуються за послідовною схемою.

Переваги і недоліки частотного способу хитання променя.

До переваг способу відноситься його простота. У самій антені відсутні елементи, якими потрібно управляти в процесі хитання променя. Установка променя виконується швидко і точно.

До недоліків способу відносяться: необхідність мати передавальний та приймальний прилади, що перебудовуються у фідерний тракт з достатньою смугою частот. Частота коливання використовується як управляючий параметр, що створює труднощі при використанні широкосмужних сигналів. Недоліком частотного способу хитання променя є також низька перешкодозахищеність – кожному напрямку відповідає цілком визначена частота. Тому використаний для захисту від активних перешкод шлях перебудови РЛС за частотою не використовують для цілі, яка рухається в радіальному напрямку, тому що це приведе до відхилення променя і втраті цілі. Ці недоліки обмежують область застосування способу.

Практичне застосування антен з частотним хитанням променя утрудняється також через відносно високі втрати в сповільнюючих структурах, а також складності і громіздкості конструкцій якісних сповільнюючих структур на НВЧ. Ці недоліки особливо різко позначаються при високій кутчастотній чутливості.

Відзначені недоліки в деякій мірі можна усунути, якщо застосувати методи хитання ДС шляхом зміни частоти або гетеродина допоміжного генератора хитної частоти. Розроблено декілька варіантів подібних схем, використовуваних як у режимі прийому, так і в режимі передачі. Одна з них – схема для передавальної антени, яка у всіх напрямках випромінює сигнал однієї і тієї ж частоти. Схема складається з генератора фіксованої

частоти ω_0 , генератора хитної частоти ω , змішувача 1 сумарної частоти, лінії затримки з еквидистантними відводами, змішувачів 2 різницевої частоти. З n -го відводу лінії затримки на змішувач 2 надходить сигнал $e^{j(\omega_0+\omega)(t-\tau_n)}$, де τ_n – час затримки, який залежить від параметрів лінії затримки. На виході n -го змішувача виходить сигнал частоти ω_0 .

$$e^{j[(\omega_0+\omega)(t-\tau_n)-\omega t]} = e^{j(\omega_0 t - \varphi_n)},$$

де $\varphi_n = (\omega_0 + \omega)\tau_n = n(\omega_0 + \omega)\frac{l}{v_\phi}$, l – довжина секції лінії затримки, v_ϕ – фазова швидкість хвилі в лінії затримки.

Цей сигнал надходить до n -го випромінювача решітки. Таким чином, випромінюваний сигнал має частоту ω_0 , а змінення ω приводить до зміни зсуву фаз між сусідніми випромінювачами $\xi = (\omega_0 + \omega)\frac{l}{v_\phi}$, що у свою чергу веде до переміщення променя.

В розглянутій схемі усувається один із зазначених вище недоліків частотного сканування, який полягає в тому, що кожному напрямку відповідає своя частота. Крім того, конструкція сповільнюючої структури (лінії затримки) у цій схемі може бути простіше, ніж у звичайній схемі частотного хитання через допустимість значних втрат в ній, тому що після змішувачів 2 можна поставити підсилювачі потужності. Однак ця схема конструктивно складніше, ніж звичайні схеми частотного сканування.

Контрольні запитання

- 1 Фазованні антенні решітки (ФАР).
- 2 Визначення ФАР. Переваги РЛС із ФАР.
- 3 Класифікація ФАР.
- 4 Багатопроменеві ФАР.
- 5 Принцип хитання променя.
- 6 Частотний спосіб хитання променя.

8 БІЧНІ ПЕЛЮСТКИ В ДІАГРАМАХ СПРЯМОВАНOSTІ АНТЕН МРЛ

8.1 Основні фактори, що впливають на рівень бічних пелюстків ДС антени

Одна з найважливіших вимог до антен, є вимога забезпечення заданого рівня бічних пелюстків. Величина припустимого рівня бічних пелюстків залежить від типу МРЛ і пропонованих до неї технічних вимог.

Обчислити з достатньою точністю бічні пелюстки ДС реальної антени складно, тому що рівень бічного випромінювання залежить від великого числа факторів. Вплив ряду з них оцінити теоретично важко.

Розглянемо спочатку основні фактори, які визначають рівень бічних пелюстків.

Амплітудно-фазовий розподіл (АФР) в антені. Цей фактор є найбільш істотним. Як уже відзначалося раніше, АФР і ДС зв'язане перетворенням Фур'є, що і визначає характер впливу АФР на рівень бічних пелюстків. Плавне спадаюче до країв АР дає менший рівень бічних пелюстків, чим рівномірне АР.

Так, для лінійної синфазної антени при рівномірному АР маємо: $F_{\delta 1} = 22\%$; $F_{\delta 2} = 13\%$; $F_{\delta 3} = 9\%$. У тієї ж антени при косинусоїдальному АР: $F_{\delta 1} = 7\%$; $F_{\delta 2} = 2\%$ і т.д.

У принципі можна підібрати такий амплітудний розподіл, при якому ДС не буде мати бічних пелюстків. Можна також знайти амплітудний розподіл, який забезпечує мінімум бічних пелюстків при заданій ширині ДС.

Значний вплив на структуру бічного випромінювання роблять помилки в амплітудно-фазовому розподілі, які завжди мають місце в реальних антенах. Ці помилки можуть бути систематичними і випадковими. Велику роль звичайно грають фазові помилки. Випадкові фазові помилки виникають через ряд причин: неточність виготовлення і нестабільність елементів антени, її деформації (вагові, вітрові, теплові і т.д.), неоднорідність середовища, крізь яку проходить падаюча на антену хвиля і т.д.

Вплив випадкових помилок АФР на ДС досліджується статистичними методами і складає одне з питань статистичної теорії антен.

Вплив опромінювача. Цей фактор є специфічним і істотним для дзеркальних антен. Опромінювач впливає на рівень бічного випромінювання в силу трьох обставин:

а) частина енергії, яка випромінюється опромінювачем, не переходить дзеркалом, а розсіюється безпосередньо в передній і задній півпростір (рис. 8.1);



Рис. 8.1 – Принцип розсіювання енергії дзеркала

б) опромінювач (в дводзеркальних антенах і малому дзеркалі) знаходиться на шляху відбитої від дзеркала хвилі і екранує частину розкрива (тіньовий ефект). Можна вважати, що поле, збуджене опромінювачем (екраном) на екрануючій частині розкрива, має фазу, протилежну фазі вихідного поля (рис. 8.2). У результаті вихідну ДС $f_{иск}(\theta)$ накладається ДС екрана $f_{екр}(\theta)$ (рис. 8.3).

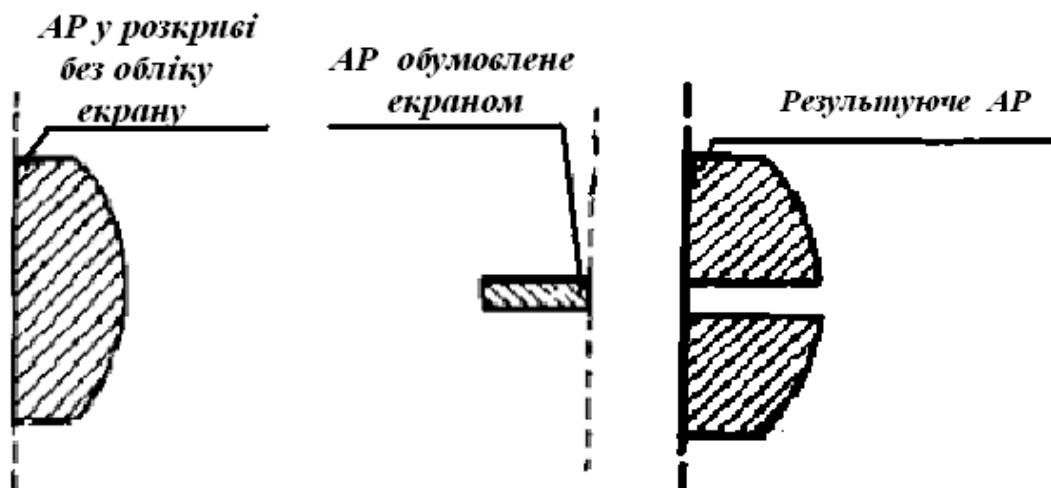


Рис. 8.2 – Амплітудний розподіл на дзеркалі

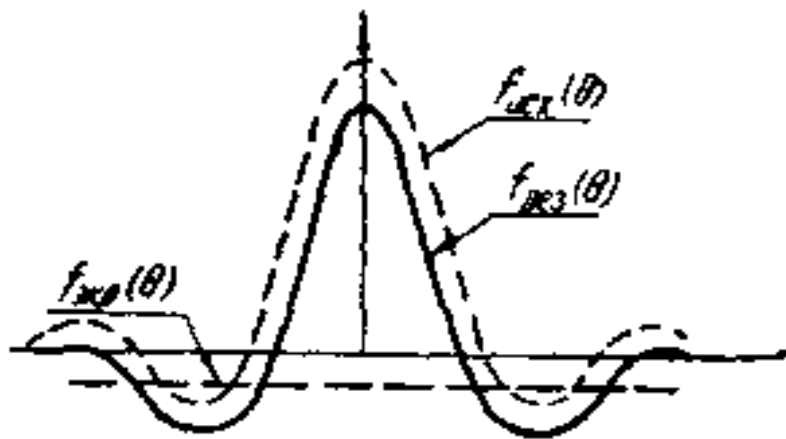


Рис. 8.3 – ДС екрана дзеркала

Тому що розміри екрана невеликі, то ДС його значно ширше ДС розкрива. У зв'язку з цим поле екрана можна вважати постійним у межах головного і найближчих до нього бічних пелюстків ДС розкрива. Тоді вплив екрана зводиться до обчислення постійної величини з вихідної ДС. Тому в результуючої ДС $f_{рез}(\theta)$ головний пелюсток і парні бічні пелюстки менше, ніж у вихідної ДС, а непарні бічні пелюстки більше. Так, наприклад, для круглого розкрива з рівномірним амплітудним розподілом при $\frac{d}{D} = 0.25$ (D і d – діаметри розкрива антени і екрана, який затінює, відповідно) рівень 1-го бічного пелюстка зростає по потужності майже вдвічі;

в) розсіювання енергії, відбитої від дзеркала на опромінювачі. Розрахувати цей ефект важко.

Зменшення впливу опромінювача на рівень бічних пелюстків досягається шляхом використання опромінювачей з гарною ДС (малим рівнем бічного випромінювання), виносу опромінювача з поля антени, використання поляризаційних пристроїв.

Крім розглянутих вище основних факторів, у залежності від типу і конструкції антени на рівень бічних пелюстків впливають також наступні фактори.

Крайові ефекти. В дзеркальних антенах крайові ефекти обумовлені струмами, які затікають на зворотну сторону дзеркала. Для зменшення цих струмів іноді використовують чвертьхвильові "пастки". В фазованих решітках крайові ефекти зв'язані з впливом країв екрана, над яким розташовуються елементи решіток. При збільшенні розмірів екрана крайові ефекти послабляються.

Розсіювання на елементах конструкції антени. Для зменшення розсіювання електромагнітної енергії на елементах конструкції антени можливе застосування закріплених деталей з радіопрозорих матеріалів.

Вплив антенних укриттів (обтічників). Неоднорідності антенних укриттів, а також опади на них (вода, сніг, лід) збільшують бічне випромінювання антени. Тому необхідно пред'являти відповідні вимоги до однорідності матеріалів, з яких виготовляються укриття. Повинні бути прийняті також заходи для зменшення опадів на них.

Розсіювання від місцевих предметів – дерев, будівель, кабін сусідніх РЛС і т.п.

8.2 Антени з біноміальним амплітудним розподілом

Як відзначалося вище, принципово можна підібрати такий закон АР, що в ДС бічних пелюстків не буде.

Розглянемо систему з двох неспрямованих випромінювачів, розташованих на відстані $d = \frac{\lambda}{2}$ друг від друга. Будемо вважати, що амплітуди і фази струмів у цих випромінювачах однакові.

Тоді

$$f(\theta) = f_{\text{сисм}}(\theta) = \frac{\sin \frac{N}{2}(kd \sin \theta)}{\sin \frac{1}{2}(kd \sin \theta)} = 2 \cos \left(\frac{\pi}{2} \sin \theta \right).$$

При зміні θ від 0 до $\pm \frac{\pi}{2}$ значення синуса змінюється від 0 до ± 1 , а $f_{\text{сисм}}(\theta)$ від 2 до 0. Діаграма спрямованості має один пелюсток.

Розглянемо тепер лінійну систему, яка складається з двох елементів, кожний з яких представляє собою розглянуту вище систему. Елементи синфазні і зрушені на $\frac{\lambda}{2}$. У цій системі амплітудний розподіл буде 1; 2; 1. Відповідно до правила перемножування результуюча діаграма спрямованості

$$f(\theta) = f_0(\theta) f_{\text{сисм}}(\theta) = 2 \cos \left(\frac{\pi}{2} \sin \theta \right) 2 \cos \left(\frac{\pi}{2} \sin \theta \right) = 4 \cos^2 \left(\frac{\pi}{2} \sin \theta \right).$$

Бічних пелюстків у ДС немає.

Наступний крок – дві розглянуті вище синфазні системи, зсувані відносно один одного на $\frac{\lambda}{2}$. Одержуємо систему з амплітудним розподілом 1; 3; 3; 1. Діаграма спрямованості цієї системи $f(\theta) = f_0(\theta)f_{cист}(\theta) = 8\cos^3\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\right)$ також не буде мати бічних пелюстків.

Продовжуючи цей процес, одержимо, наприклад, для синфазної системи з восьми елементів $f(\theta) = 2^7 \cos^7\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\right)$.

Амплітуди струмів у випромінювачах такої системи будуть 1; 7; 21; 35; 35; 21; 7; 1.

Це коефіцієнти в розкладанні бінома Ньютона $(1+x)^7$.

У загальному випадку при N випромінювачах амплітудний розподіл визначається коефіцієнтом у розкладанні бінома Ньютона

$$(1+x)^{N-1} = 1 + \frac{N-1}{1!}x + \frac{(N-1)(N-2)}{2!}x^2 + \dots \dots x^{N-1}.$$

Діаграма спрямованості такої антени

$$f(\theta) = 2^{N-1} \cos^{N-1}\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\right) \quad (8.1)$$

бічних пелюстків не має.

Визначимо ширину ДС і КСД синфазної антени з біноміальним розподілом.

Нормована ДС має вигляд

$$F(\theta) = \cos^{N-1}\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\right). \quad (8.2)$$

Ширину ДС визначимо зі співвідношення

$$\cos^{N-1}\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta_{0,5p}\right) = 0,707.$$

При досить великому N величина $\theta_{0,5p} \ll 1$. Враховуючи це, маємо

$$\cos^{N-1}\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta_{0,5p}\right) \approx \left[1 - \frac{\pi^2\theta_{0,5p}^2}{8}\right]^{N-1} \approx 1 - \frac{(N-1)x^2}{8}\theta_{0,5p}^2 = 0,707.$$

Звідси, використовуючи співвідношення $N-1 = \frac{L}{d} = \frac{2L}{\lambda}$, знаходимо

$$2\theta_{0,5p} = \frac{0,98}{\sqrt{N-1}} = 0,68\sqrt{\frac{\lambda}{L}} \text{ або } 2\theta_{0,5p}^o = 39\sqrt{\frac{\lambda}{L}}. \quad (8.3)$$

Для визначення КСД підставимо вираз (8.2) у загальну формулу (2.25) і введемо нову перемінну $y = \frac{\pi}{2}\sin\theta$.

$$D = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \left[\cos^{N-1}\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\right)\right]^2 \sin\theta d\theta d\varphi} = \frac{\pi}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} [\cos y]^{2(N-1)} dy}. \quad (8.4)$$

Враховуючи, що

$$\int_{-\pi/2}^{\pi/2} [\cos y]^{2(N-1)} dy = \frac{[2N-3][2N-5]...1}{[2N-2][2N-4]...2} \pi,$$

знаходимо з (9.4)

$$D = \frac{(2N-2)(2N-4)...2}{(2N-3)(2N-5)...1} = \frac{[(2N-2)(2N-4)...2]^2}{(2N-2)!} = \frac{[2^{N-1}(N-2)!]^2}{(2N-2)!}.$$

Використовуючи при $N \gg 1$ формулу Стирлінга

$$N! \approx \sqrt{2\pi} N^{N+1/2} e^{-N},$$

одержимо остаточно після елементарних обчислень

$$D \approx \sqrt{\pi} \sqrt{N-1} = 2,5\sqrt{\frac{L}{\lambda}}. \quad (8.5)$$

Таким чином, для синфазної антени з біноміальним розподілом ширина ДС пропорційна $\sqrt{\frac{\lambda}{L}}$, а КСД пропорційний $\sqrt{\frac{L}{\lambda}}$, в той час як для синфазної антени з рівномірним чи слабко спадаючим АР ширина ДС пропорційна $\frac{\lambda}{L}$, а КСД пропорційний $\frac{L}{\lambda}$. Ці результати показують, якою ціною досягається відсутність бічних пелюстків у ДС: розмір антени використовується неефективно.

До цього варто додати, що забезпечити досить точно синфазність випромінювачів і біноміальний АР, при якому амплітуди струмів у середніх випромінювачах у десятки разів більше, ніж у крайніх, дуже важко. Системи з біноміальним АР дуже критичні до зміни АФР. Невеликі перекручування в АФР приводять до появи помітних бічних пелюстків.

За зазначеними причинами антени з біноміальним розподілом на практиці не використовуються. Більш практичним є амплітудний розподіл, при якому виходить так названа оптимальна діаграма спрямованості.

Контрольні запитання

- 1 Бічні пелюстки в діаграмах спрямованості систем МРЛ.
- 2 Основні фактори, які впливають на рівень бічних пелюстків ДС антени.
- 3 Антени з біноміальним амплітудним розподілом.
- 4 Антени з оптимальною ДС.

9 ОБТІЧНИКИ АНТЕНИ

9.1 Призначення і класифікація обтічників

Радіопрозорі обтічники широко використовуються для укриття антенних систем літальних апаратів, а також антен наземних і корабельних РЛС.

Застосування обтічників для антен літальних апаратів диктується необхідністю захисту їх від впливу аеродинамічних навантажень, перегріву, вітрової і дощової ерозії.

В наземних і корабельних системах доцільність застосування обтічників (антенних укриттів) обумовлена необхідністю захисту антен від вітрових навантажень, сонячної радіації і гідрометеорів. Крім того, наявність обтічника дозволяє спростити конструкцію антени, поліпшити умови її обслуговування, а також знизити потужність приводів. В результаті вартість антени з обтічником виявляється іноді більш низькою, чим вартість неукритої антени. І, нарешті, обтічники у визначеній мірі захищають антену від зброї масової поразки і виконують функцію маскування.

В залежності від призначення РЛС обтічники мають різну форму і бувають: плоскими, циліндричними, сферичними, оживальними, конусними і т.д.

Форма обтічників антен літальних апаратів визначається розташуванням антени на борті, що, у свою чергу, залежить від призначення апаратури. Так, наприклад, обтічник антени РЛС перехоплення і прицілювання, що розташовується в носовій частині літака, повинний мати оживальну чи конічну форму.

Форма наземних і корабельних обтічників також визначається цільовим призначенням апаратури і вибирається такою, щоб при різних положеннях антени параметри системи по можливості не змінювалися. Так, наприклад, для РЛС кругового огляду обтічник повинний бути осесиметричним – циліндричним або конічним. Якщо робочий сектор кутів містить у собі весь верхній півпростір, обтічник повинний мати сферичну форму. Оскільки сферична поверхня має, крім того, найбільшу механічну міцність, ця форма обтічника одержала найбільше поширення в наземних і корабельних пристроях.

Обтічники поділяються на дві групи: м'які і тверді.

М'які обтічники застосовуються в наземних РЛС і являють собою герметичну оболонку з тонкого ($0,5 \div 2$) мм міцного тканиного матеріалу, підтримуваного розтяжками (в наметових) або надлишковим повітряним тиском (у надувних обтічниках).

Основними перевагами таких обтічників є: висока радіопрозорість у широкому діапазоні хвиль, мала вага, низька вартість і добра транспортабельність.

До недоліків можна віднести: погану стійкість при великих вітрових навантаженнях і недовговічність. Тому м'які обтічники застосовують, звичайно, для тимчасового укриття антен пересувних радіотехнічних пристроїв. Однак вони застосовуються також і для великих стаціонарних систем.

Тверді обтічники можуть бути металевими або діелектричними.

Металеві обтічники є суцільними металевими конструкціями з прорізними в них щілинами. З метою герметизації метал з однієї сторони чи по обидва боки може бути покритий діелектриком. Основна перевага таких обтічників – дуже висока міцність. Недоліки: мала діапазонність і порівняно низька радіопрозорість.

Діелектричні обтічники бувають безкаркасними чи мають діелектричний або металевий просторовий каркас.

Найбільше поширення одержали безкаркасні обтічники. Необхідна міцність досягається в них за рахунок конструкції стінки.

За конструкцією стінки безкаркасних обтічників бувають одношаровими і багатошаровими.

Одношарові стінки в залежності від товщини можуть бути тонкими (у порівнянні з довжиною хвилі) і напівхвильовими.

Тонкостінні обтічники відмічаються високою радіопрозорістю і діапазонністю, однак у короткохвильовій частині сантиметрового діапазону вони практично не застосовуються через малу міцність.

Напівхвильові обтічники (з товщиною стінки, кратній половині довжини хвилі в діелектрику) можуть задовольняти досить жорстким механічним вимогам, мають високу радіопрозорість і знаходять широке застосування в бортових системах сантиметрових хвиль. Основними недоліками таких обтічників є: порівняно велика вага, яка обмежує їхнє застосування в довгохвильовій частині сантиметрового діапазону, і головне, мала діапазонність.

Багатошарова стінка є конструкцією з непарного числа порівняно тонких шарів діелектрика з різною діелектричною проникністю. Шари з високою міцністю і великою діелектричною проникністю є скріплюючими, інші – погоджувальними.

Якщо шари розташовані так, що скріплюючими є середні шари і діелектрична проникність убуває до периферії стінки, конструкцію називають *проясненою*. Якщо ж діелектрична проникність шарів поперемінно набуває великі, а потім малі значення, стінку називають *погодженою*.

Шаруваті конструкції мають: малу вагу при порівняно високій міцності, добру радіопрозорість, високу діапазонність, дозволяють

працювати у великому секторі кутів падіння хвилі. Головний їхній недолік: складність конструкції і відповідно висока вартість.

Безкаркасні обтічники не задовольняють іноді вимогам по міцності або діапазоності, чи мають надмірно складну конструкцію стінки і зв'язану з цим високу вартість. У цих випадках застосовуються обтічники з металевим або діелектричним просторовим каркасом. Каркас виконує роль скріплюючої конструкції, інша частина укриття заповнена тонкими діелектричними панелями. Оскільки основне навантаження несе каркас, механічні вимоги до окремих панелей можуть бути менш жорсткими, що полегшує виконання радіотехнічних вимог до них. Обтічники з просторовим каркасом мають високу механічну міцність, добру радіопрозорість, високу діапазоність, мають порівняно низьку вартість. Головний недолік – велика вага, тому найчастіше вони застосовуються як антенні укриття стаціонарних наземних РЛС.

9.2 Діелектричні матеріали, застосовані в обтічниках

Діелектричні матеріали, яки використовуютьс при виготовленні обтічників, повинні мати високу механічну міцність, малі електричні втрати, термостійкість та інші властивості, що забезпечують нормальну роботу обтічників при самих несприятливих умовах експлуатації. Так, для обтічників ракет, снарядів і інших високошвидкісних об'єктів визначальними при виборі матеріалу є: висока термостійкість, міцність, стійкість до ерозії. Матеріал для літакових обтічників повинний бути легким і міцним. В наземних обтічниках основні вимоги до матеріалу: висока механічна міцність, малі втрати, довговічність. Матеріали для погоджувальних шарів повинні мати малі втрати і близьку до одиниці діелектричну проникність.

Різноманітність вимог, пропонованих до матеріалів обтічників, привело до розробки багатьох матеріалів з різними механічними і електричними характеристиками.

Найбільше поширення при виготовленні обтічників одержали монолітні діелектрики, склопласти (скловолокно з пластмасовим заповнювачем), аморфні кристали (керамопласти), а також пористі і стільникові матеріали малої щільності.

Основні електричні характеристики деяких з цих матеріалів наведені в табл. 9.1.

Таблиця 9.1 –

Вид матеріалу	Назва матеріала	ε	$\operatorname{tg} \delta \cdot 10^{-4}$
Моноліти	Тефлон	2,8	3,8
	Полістирол	2,6	4
	Поліетилен	2,3	3,6
	Нейлон	2,8	110
Склопласти	Склотекстолит на епоксидній смолі	4,4-4,6	180
	на поліефірній смолі	3,6-4,6	250
	на кремнійорганічній смолі	3,5-4	200
Аморфні кристали	Плавлений кварц	3,8	1
	Склоподібний сапфір	11,5	2,5
Кераміка	Окис алюмінію		
	Пирокерам	9,3	2
	Нітрид бора	5,5	3
	Окис кремнію	5,1	1
		3,4	1

9.3 Радіотехнічні характеристики обтічників, методика їх розрахунку

Теплові втрати в матеріалі обтічника, відображення хвиль, а також розсіювання енергії неоднорідностями стінок і елементами каркаса приводить до погіршення радіотехнічних характеристик антени: зниженню коефіцієнта підсилення, підвищенню рівня бічних пелюстків, відходу напрямку головного максимуму і т.д. Тому, як радіотехнічні характеристики обтічника, застосовують величини, зв'язані зі зміною відповідних характеристик антени.

Найбільш важливими є наступні радіотехнічні характеристики обтічника.

Коефіцієнт радіопрозорості. Він характеризує енергетичні втрати за рахунок обтічника і визначається як відношення потоку потужності, випромінюваної в напрямку головного максимуму ДС антеною з обтічником, до потоку потужності, випромінюваної в напрямку головного максимуму ДС тією же антеною без обтічника.

Збільшення рівня бічних пелюстків за рахунок обтічника. Визначається звичайно, як відношення середнього рівня бічних пелюстків ДС системи антена-обтічник до середнього рівня бічних пелюстків антени без обтічника.

Шумова температура обтічника – це збільшення шумової температури антени за рахунок обтічника.

Помилка пеленга – характеризує зміну положення головного максимуму або рівносигнального напрямку ДС антени при наявності обтічника.

Для того щоб розрахувати радіотехнічні характеристики обтічника, необхідно знайти відповідні характеристики антени з обтічником і порівняти їх з характеристиками антени без обтічника.

Для розрахунку ДС антени з обтічником використовується апертурний метод, причому апертура виноситься за поверхню обтічника і називається винесеним розкритом. Задача, як і завжди, розбивається на дві: внутрішню і зовнішню.

Внутрішня задача полягає у знаходженні поля у винесеному розкритті. Зовнішня задача – у знаходженні поля в далекій зоні по знайденому полю у винесеному розкритті. Специфічною тут є, власне кажучи, тільки внутрішня задача. Зупинимося на ній більш докладно.

Задача знаходження поля у винесеному розкритті є дуже складна задача дифракції електромагнітних хвиль на системі антена-обтічник і обчислюється різними наближеними методами. Найчастіше обтічники застосовуються для захисту антен, розміри яких великі в порівнянні з довжиною хвилі, що дозволяє використовувати для розв'язання задачі методи геометричної оптики.

Методику геометро-оптичного розв'язання внутрішньої задачі розглянемо на прикладі лінійної антени довжиною L , яка знаходиться під діелектричним обтічником (9.1).

З точок z_i розкрива антени проведемо ряд паралельних променів у напрямку на точку спостереження. Промені проходять стінку обтічника в точках s_i . При цьому змінюється амплітуда і фаза поля у відповідних точках винесеного розкрива x_i . Якби обтічник був відсутній, то поле у винесеному розкритті $\dot{E}(x)$ повторювало б поле в розкритті антени $\dot{E}_p(x)$ (якщо винесений розкритт знаходиться не занадто далеко від антени). Через вплив обтічника

$$\dot{E}(x_i) \neq \dot{E}_p(x_i).$$

Коефіцієнт

$$\dot{T} = \frac{\dot{E}}{\dot{E}_p} = T e^{j\Phi},$$

дорівнює відношенню комплексних амплітуд поля в деякій точці винесеного розкрива при наявності і під час відсутності обтічника відповідно називають коефіцієнтом проходження хвилі через стінку обтічника в цій точці. Модуль і фаза коефіцієнта проходження (величини T і Φ) залежать від структури і кривизни стінки обтічника, а також від кута падіння променя на шар.

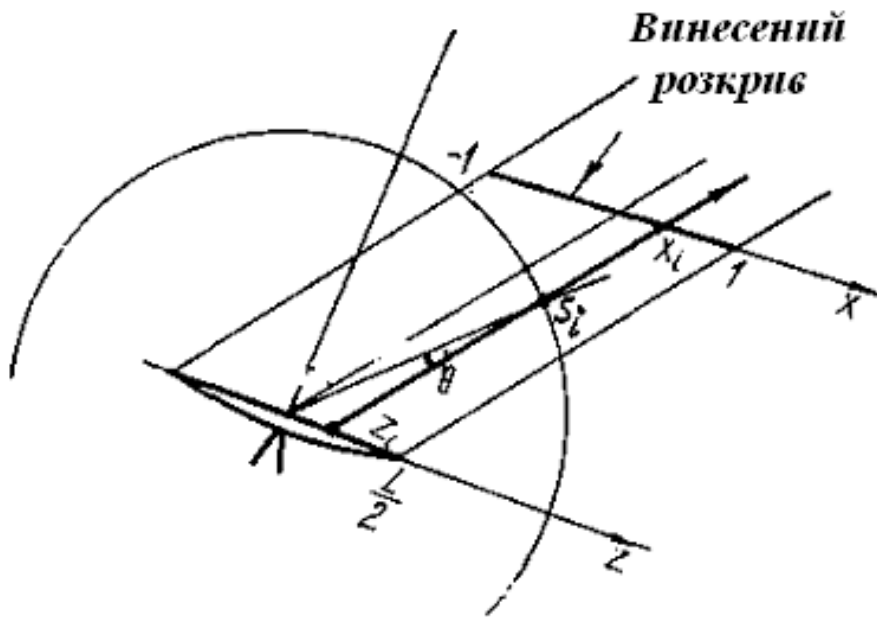


Рис. 9.1 – Модель антени з укриттям

У більшості випадків радіуси кривизни стінок обтічників великі, а їхня товщина мала або порівнянна з довжиною хвилі. У цих випадках, з достатньою для практики точністю, стінку можна вважати локально-пласкою і розраховувати коефіцієнт проходження для кожного променя так, як це робиться в теорії електромагнітного поля при вивченні відбиття і переломлення хвиль на плоскій границі розділа середовищ.

Розглянемо проходження плоскої хвилі крізь плоский однорідний діелектричний шар.

Нехай на розташований у вільному просторі плоский шар з ідеального діелектрика з діелектричною проникністю ϵ_a і товщиною d (рис. 9.2) падає під кутом θ плоска вертикально-поляризована хвиля одиничної амплітуди

$$\dot{E}_0^n = (i \cos \theta - j \sin \theta) e^{jkx \sin \theta + jk y \cos \theta} \quad (9.1)$$

Ця хвиля частково відбивається від шару, створюючи відбиту хвилю

$$\dot{E}_2 = \dot{R}_B (i \cos \theta + j \sin \theta) e^{jkx \sin \theta - jk y \cos \theta}, \quad (9.2)$$

і частково проходить шар, збуджуючи минулу хвилю

$$\dot{E}_2 = \dot{T}_B (i \cos \theta - j \sin \theta) e^{jkx \sin \theta + jk y \cos \theta} \quad (9.3)$$

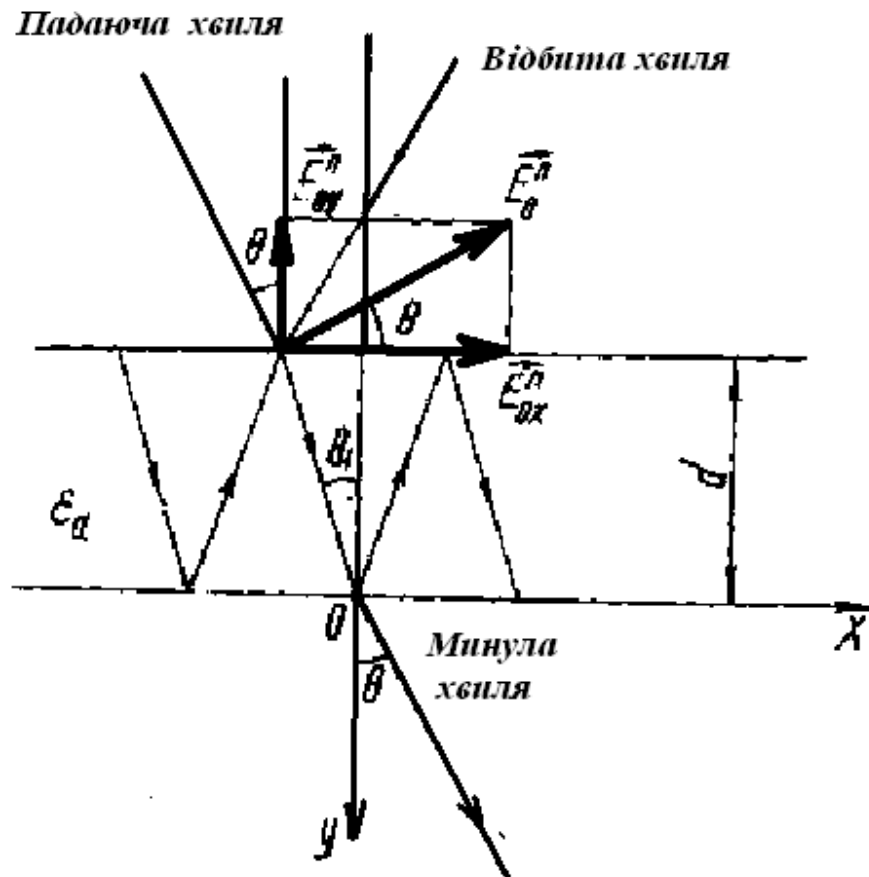


Рис. 9.2 – Будова стінки укриття та принцип проходження хвилі крізь стінку

Величини $\dot{R}_B, \dot{T}_B$ являють собою комплексні коефіцієнти відбиття і проходження вертикально-поляризованої хвилі через діелектричний шар.

Усередині шару, в результаті багаторазових перевідбивань від границь розділа, також утворюються дві хвилі, пряма

$$\dot{E}_1^{np} = \dot{A}_B (i \cos \theta_1 - j \sin \theta_1) e^{jk_1 x \sin \theta_1 + jk_1 y \cos \theta_1} \quad (9.4)$$

і зворотна

$$\dot{E}_1^{obp} = \dot{B}_B (i \cos \theta_1 + j \sin \theta_1) e^{jk_1 x \sin \theta_1 - jk_1 y \cos \theta_1}, \quad (9.5)$$

де $k_1 = k \sqrt{\varepsilon}$; $\varepsilon = \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_0}$ – відносна діелектрична проникність матеріалу шару.

Таким чином, поле перед шаром є сумою падаючої і відбитої хвиль, поле в шарі – суму прямої і зворотної хвиль, а поле за шаром представлено тільки однією минулою хвилею.

На кожній із границь шару повинні виконуватися граничні умови: рівність тангенціальних складових напруженості і нормальних складових індукції електричного поля.

В нашому випадку це означає, що при $y = -d$

$$\dot{E}_{0x}^n + \dot{E}_{0x}^0 = \dot{E}_{1x}^{np} + \dot{E}_{1x}^{obp}, \quad (9.6)$$

$$\varepsilon_0 (\dot{E}_{0y}^n + \dot{E}_{0y}^0) = \varepsilon_a (\dot{E}_{1y}^{np} + \dot{E}_{1y}^{obp}), \quad (9.7)$$

а при $y=0$

$$\dot{E}_{1x}^{np} + \dot{E}_{1x}^{obp} = \dot{E}_{2x}, \quad (9.8)$$

$$\varepsilon_a (\dot{E}_{1y}^{np} + \dot{E}_{1y}^{obp}) = \varepsilon_0 \dot{E}_{2y}. \quad (9.9)$$

Підставивши в (9.6)–(9.9) вирази для комплексних амплітуд, складових векторів E із (9.1)–(9.5), одержимо чотири рівняння, з яких можна знайти $\dot{R}_B$, $\dot{T}_B$, $\dot{A}_B$, $\dot{B}_B$.

З врахуванням закону Снеліуса $k \sin \theta = k_1 \sin \theta_1$ ці рівняння приймають вигляд

$$e^{-j\varphi_0} + \dot{R}_B e^{j\varphi_0} = \alpha_B (\dot{A}_B e^{-j\varphi_1} + \dot{B}_B e^{j\varphi_1}); \quad (9.10)$$

$$e^{-j\varphi_0} - \dot{R}_B e^{j\varphi_0} = \beta_B (\dot{A}_B e^{-j\varphi_1} - \dot{B}_B e^{j\varphi_1}); \quad (9.11)$$

$$\alpha_B (\dot{A}_B + \dot{B}_B) = \dot{T}_B; \quad (9.12)$$

$$\beta_B(\dot{A}_B - \dot{B}_B) = \dot{T}_B. \quad (9.13)$$

Тут прийняті наступні позначення

$$\begin{aligned} \varphi_0 &= kd \cos \theta; \quad \varphi_1 = k_1 d \cos \theta_1 = kd \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}; \\ \alpha_B &= \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta} = \frac{\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}}{\sqrt{\varepsilon} \cos \theta}; \\ \beta_B &= \frac{\varepsilon_a \sin \theta_1}{\varepsilon_0 \sin \theta} = \frac{\varepsilon_a k}{\varepsilon_0 k_1} = \sqrt{\varepsilon}. \end{aligned}$$

Комплексний коефіцієнт проходження $\dot{T}_B$ можна знайти, наприклад, виразивши $\dot{A}_B, \dot{B}_B$, через $\dot{T}_B$ із (9.12) та (9.13) і підставивши отримані вирази в суму (9.10) та (9.11). При цьому одержимо

$$\dot{T}_B = \frac{e^{-j\varphi_0}}{\cos \varphi_1 - jY_B \sin \varphi_1}, \quad (9.14)$$

де

$$\begin{aligned} Y_B &= \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha_B}{\beta_B} + \frac{\beta_B}{\alpha_B} \right) = \frac{1}{2} \left(X_B + \frac{1}{X_B} \right), \\ X_B &= \frac{\beta_B}{\alpha_B} = \frac{\varepsilon \cos \theta}{\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}}. \end{aligned}$$

Аналогічним образом можна знайти і вираз для коефіцієнта проходження горизонтально-поляризованої хвилі. Цей вираз буде збігатися з (9.14), відрізняючись від нього тільки величиною X , яка у цьому випадку дорівнює

$$X_B = \frac{\beta_B}{\alpha_B} = \frac{\cos \theta}{\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}}.$$

Оскільки стінка обтічника може бути орієнтована довільно, замість горизонтальної або вертикальної поляризації говорять звичайно про "перпендикулярну" і "паралельну" поляризацію хвилі. При цьому мають на увазі орієнтацію вектора E щодо площини падіння. Таким чином, розглянуту вище вертикально-поляризовану хвилю називають звичайно

паралельно-поляризованою,
перпендикулярно-поляризованою.

горизонтально-поляризовану

—

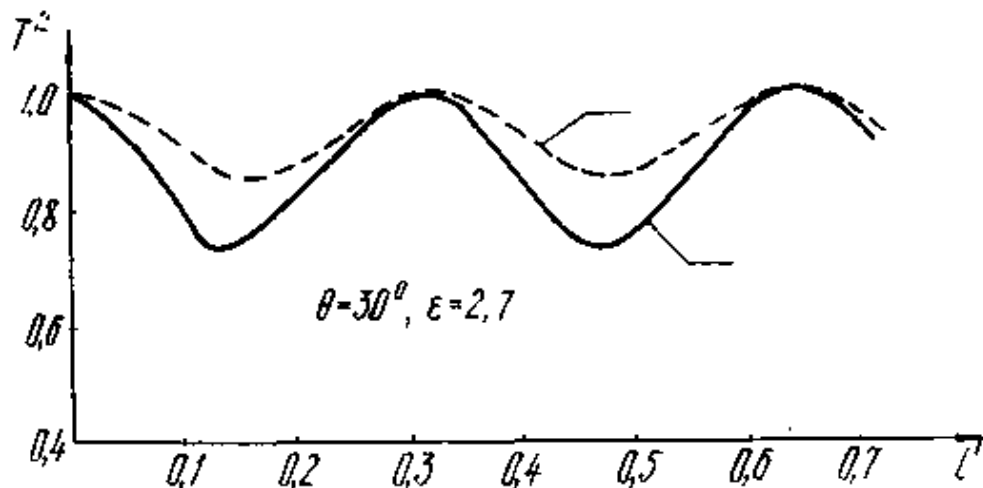


Рис. 9.3 – Коефіцієнт проходження
паралельної та перпендикулярної поляризації

Можна показати, що формула (9.14) справедлива і для стінок з реальних діелектриків з втратами. Варто тільки замінити вхідну в неї відносну діелектричну проникність ε комплексною діелектричною проникністю $\varepsilon^* = \varepsilon (1 - j \operatorname{tg} \delta)$, де δ – кут втрат матеріалу шару.

На графіках рис. 9.3, 9.4 наведені значення T^2 для паралельної ($//$) і перпендикулярної ($\perp$) поляризації падаючої хвилі при $\varepsilon = 2,7$ та $\operatorname{tg} \delta_l = 0$ в залежності від $l' = \frac{d}{\lambda} \sqrt{\varepsilon}$ і кута падіння θ .

Розглянувши графіки можна зробити наступні висновки:

1) Залежність T^2 від l' при будь-якій поляризації поля має осцилюючий характер, тобто при заданих значеннях ε , θ і поляризації хвилі завжди можна вибрати товщину стінки так, щоб $T \approx 1$.

Дійсно, із (9.14) видно, що шар з ідеального діелектрика може бути цілком погоджений з вільним простором, тобто товщина його (при будь-якому ε) може бути підібрана так, щоб $\varphi_1 = \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} = N\pi$; $N = 1, 2, \dots$ У цьому випадку $\cos \varphi_1 = \pm 1$; $\varphi_1 = 0$; $T = 1$. Отже, для забезпечення максимальної радіопрозорості, товщина однорідної діелектричної стінки при куті падіння θ повинна дорівнювати

$$d_N = N \frac{\lambda}{2} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}}. \quad (9.15)$$

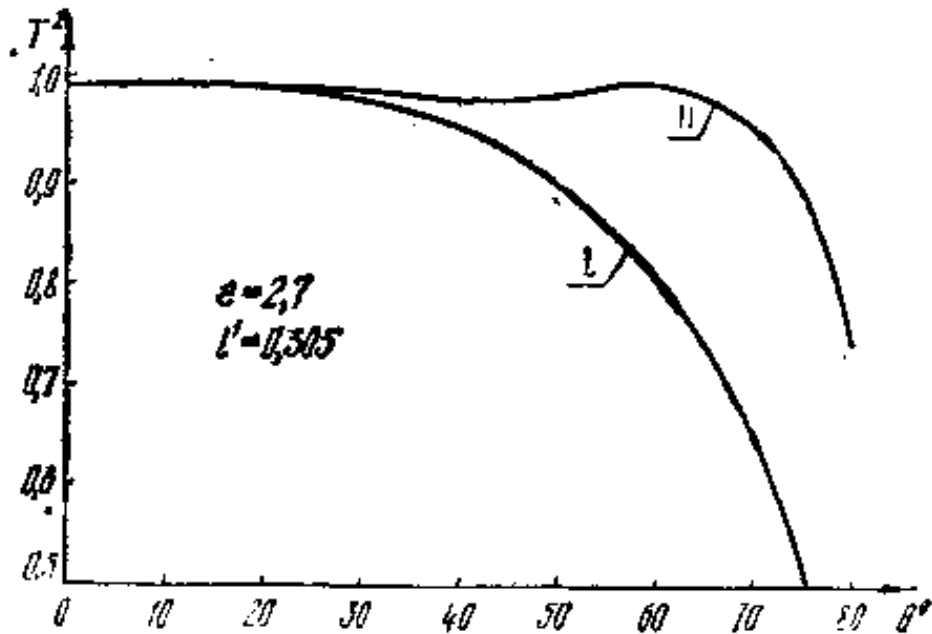


Рис. 9.4 – Коефіцієнт проходження паралельної та перпендикулярної поляризації для різних кутів падіння

Помітимо, що в діелектрику з втратами повного узгодження стінки досягти неможливо. Однак максимальна прозорість, як і у випадку ідеального діелектрика, спостерігається при виконанні умови (9.15). При цьому наближене значення модуля коефіцієнта проходження може бути знайдене за формулою

$$T_{\text{макс}} \approx \frac{(1 - R^2) A_N}{1 - R^2 A_N}. \quad (9.16)$$

У цьому виразі величини

$$R = \frac{1 - Z^{\parallel, \perp}}{1 + Z^{\parallel, \perp}}; \quad Z^{\parallel} = \frac{Z_0}{\varepsilon} \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}; \quad Z^{\perp} = \frac{Z_0}{\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}},$$

(де Z_0 – хвильовий опір вільного простору) беруться такими ж, як і у відсутності втрат, а останні враховуються введенням коефіцієнта

$$A_N = e^{-\pi N \frac{\varepsilon}{\varepsilon - \sin^2 \theta} \operatorname{tg} \delta}.$$

2) При зміні кута падіння від 0° до $30-40^\circ$ радіопрозорість стінки змінюється незначно. Тому, якщо скривлений обтічник працює при кутах падіння менших $30-40^\circ$, то його вплив на роботу антени еквівалентний впливу плоского шару з деяким середнім (у робочому діапазоні кутів падіння) значенням коефіцієнта проходження T .

3) Модуль коефіцієнта проходження при перпендикулярній поляризації завжди менше, ніж при паралельній поляризації падаючої хвилі.

Для розрахунку коефіцієнта проходження багатошарових стінок використовують, звичайно, аналогію між хвильовими процесами в таких стінках і в довгій лінії, що складається (рис. 9.5) з послідовно з'єднаних відрізків, електричні довжини яких залежать від кута падіння і дорівнюють

$$l'_i = \frac{d_i}{\lambda} \sqrt{\varepsilon_i - \sin^2 \theta},$$

а хвильові опори визначаються з врахуванням втрат за формулами

$$Z_i^\perp = \frac{Z_0}{\sqrt{\varepsilon_i^* - \sin^2 \theta}}, \quad Z_i^\parallel = \frac{Z_0}{\varepsilon_i^*} \sqrt{\varepsilon_i^* - \sin^2 \theta}.$$

При цьому хвильовий опір тієї частини лінії, яка відповідає вільному простору, вважається рівним

$$Z_0^{\parallel, \perp} = \frac{Z_0}{\cos \theta}.$$

Подальший розрахунок коефіцієнта проходження виконується або за діаграмами Вольперта, або відомими матричними методами, як системи з каскадно-з'єднаними 4-полюсниками з матрицями передачі $(T)_i$. Елементи цих матриць визначаються розглянутими вище коефіцієнтами $\dot{R}$ і $\dot{T}$.

Розрахувавши одним із зазначених способів коефіцієнт проходження для кожного з променів, наведених на рис. 9.1, знайдемо, як зміниться АФР антени у винесеному розкриві. На цьому внутрішню задачу можна вважати розв'язаною.

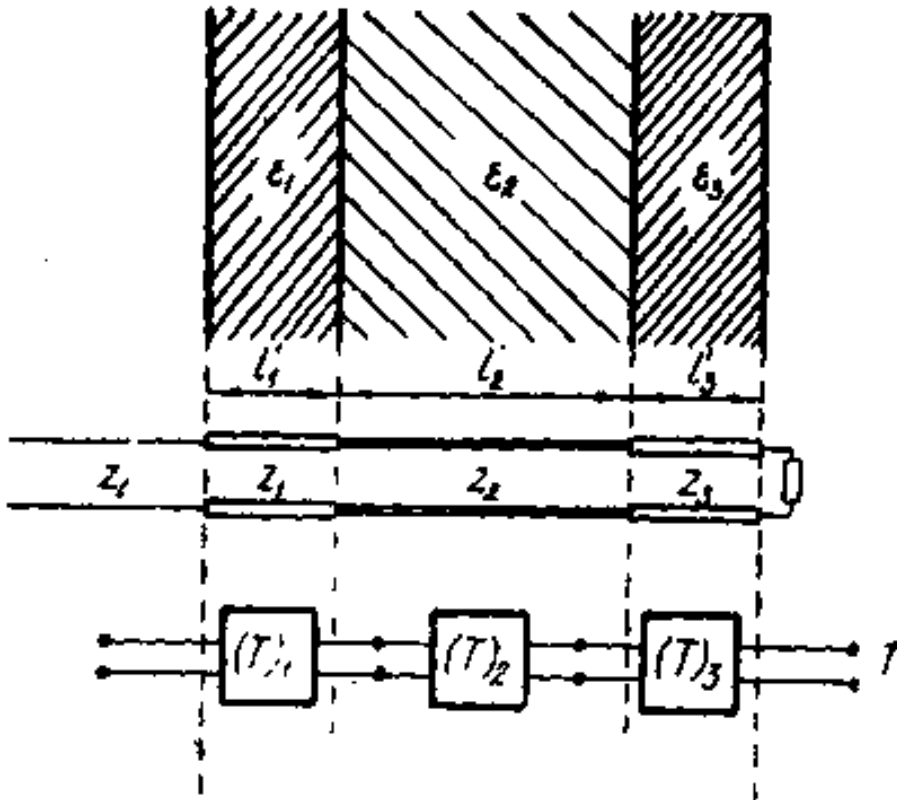


Рис. 9.5 – Розрахунок коефіцієнта проходження багатошарових стінок

Далі вирішується зовнішня задача, тобто знаходиться діаграма спрямованості антени з урахуванням впливу обтічника

$$f(\varphi) = \left| \int_{-1}^{+1} \dot{A}(x) e^{j\psi x} dx \right| = \left| \int_{-1}^{+1} \dot{A}_p(x) \dot{T}(x) e^{j\psi x} dx \right|,$$

де $\dot{A}_p(x) = \frac{\dot{E}_p(x)}{\dot{E}_p(0)} = A_p(x) e^{j\varphi_p(x)}$ – амплітудно-фазовий розподіл в антені, а

$\dot{A}(x) = A_p(x) e^{j\varphi(x)} = \dot{A}_p(x) \dot{T}(x)$ – амплітудно-фазовий розподіл у винесеному розкритті.

Наявність множника $\dot{T}(x)$ і приводить до перекручувань діаграми спрямованості. Характер цих перекручувань можна пояснити на простому прикладі, який наведений на рис. 9.6.

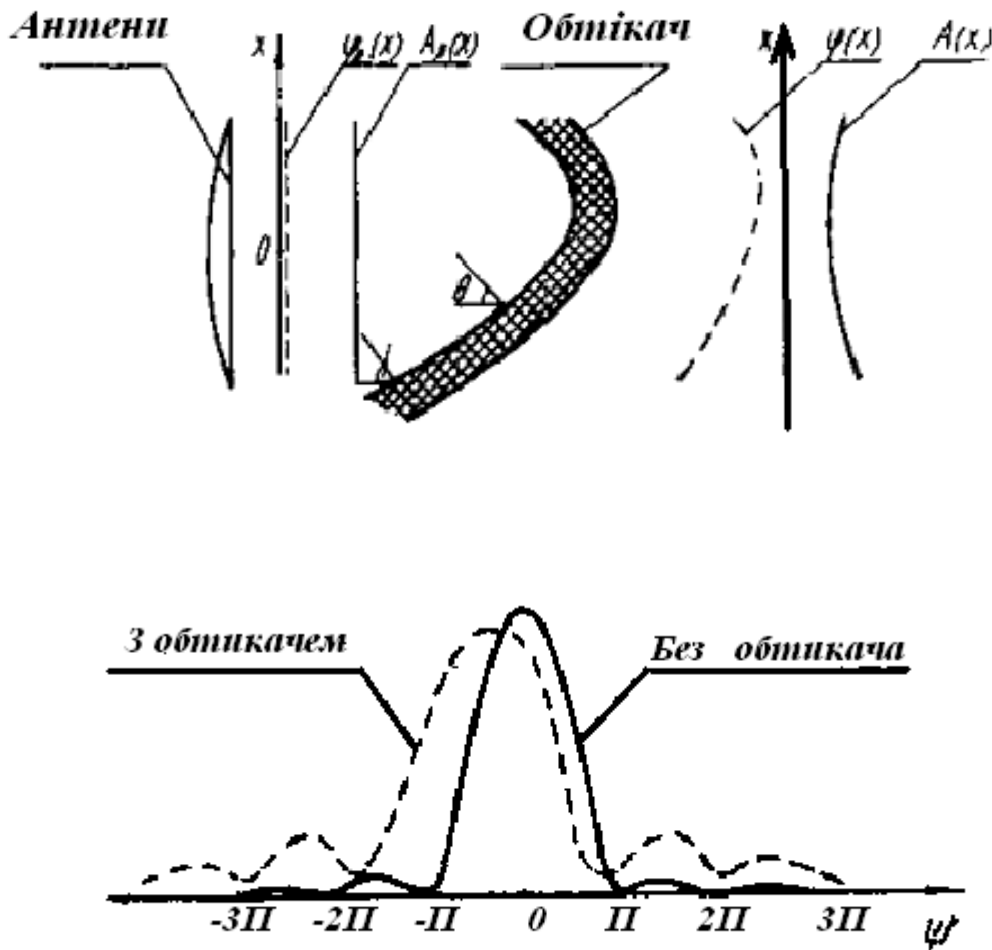


Рис. 9.6 – Принцип перекручування ДС антени з обтічником

Нехай під обтічником знаходиться синфазна антена з рівномірним амплітудним розподілом. Випромінювана антеною хвиля падає на обтічник під різними кутами θ від 0 до $\theta_{\text{макс}}$. Нехай товщина стінки обтічника така, що при куті падіння $\theta_{\text{макс}}$ забезпечується найкраще узгодження стінки, тобто при кутах падіння $\theta < \theta_{\text{макс}}$ коефіцієнт проходження менше ніж при $\theta_{\text{макс}}$. Це приведе до підйому амплітуди поля до країв винесеного розкрива. Зі збільшенням кута падіння зростає і шлях, який проходить хвиля в стінці обтічника, а отже, до країв розкрива збільшується фазове запізнювання, внесене обтічником. З цього випливає, що рівномірний синфазний розподіл поля в розкриві антени ($A_p(x)-1$, $\varphi_p(x)=0$) трансформується обтічником у зростаючий до країв, несинфазний розподіл у винесеному розкриві $\dot{A}(x)=A(x)e^{j\varphi(x)}$. При цьому фазовий

розподіл $\varphi(x)$ має лінійну і нелінійну складові. Лінійна складова $\varphi(x)$ породжує зсув головного максимуму ДС, а нелінійна складова разом зі зростаючим до країв амплітудним розподілом приводять до розширення головного і росту бічних пелюстків (нижня частина).

Дотепер розглядалися перекручування ДС, обумовлені впливом обтічника на АФР у винесеному розкритті. Варто мати на увазі, що частина енергії, яка йде від антени, відбивається стінкою і розсіюється в просторі. Відбите поле накладається на основне, що приводить до додаткового перекручування ДС, особливо в області далеких бічних пелюстків.

Особливо сильно перекручують характеристики випромінювання конічні або оживальні обтічники. При повороті антени під таким обтічником кути падіння хвилі на стінку істотно змінюються, узгодження стінки порушується, що збільшує рівень відбиття, а значить і перекручування ДС.

В обтічниках із просторовим каркасом потрібно ще врахувати затінення розкрива елементами каркаса і розсіювання енергії на цих елементах. Затінення розкрива антени приводить до зниження коефіцієнта спрямованої дії ΔD , яке може бути оцінене за формулою

$$\frac{\Delta D}{D_0} = \alpha \frac{A_k}{A_{ef}}.$$

Тут D_0 – КСД антени без обтічника, A_k – площа тіні, яка відкидається каркасом на винесений розкрив антени в напрямку головного максимуму ДС, A_{ef} – ефективна площа розкрива антени в напрямку головного максимуму, α – коефіцієнт, який враховує кривизну укриття, форму, розміри, провідність чи діелектричну проникність, а також орієнтацію стрижнів каркаса. В існуючих конструкціях $\alpha \approx 1.1 \div 1.2$.

Розглядаючи питання про число і розташування стрижнів, необхідно враховувати наступне. Періодичне розташування елементів каркаса приводить до появи додаткового спектра бічних пелюстків. Ці пелюстки, накладаючись на основне випромінювання антени, можуть привести до помітного зростання окремих бічних пелюстків. При невеликому числі елементів цей ефект залежить від кута повороту антени, тому що при зміні цього кута число елементів, які попадають у винесений розкрив антени, виявляється різним. Для того, щоб зменшити перекручування ДС, каркас виконують з великої кількості елементів малої товщини і розташовують їх випадково. При цьому в розкрив антени попадає досить велика кількість (20-60) елементів при будь-якому положенні антени.

Не всі характеристики обтічника мають однакове практичне значення. Якість роботи радіотехнічної системи залежить звичайно від однієї чи декількох характеристик обтічника. Так, наприклад, для РЛС

виявлення головною характеристикою якості обтічника є коефіцієнт радіопрозорості, для систем точного визначення координат – помилки пеленга і т.д. Це дає можливість підібрати конструкцію обтічника і параметри його стінок (число шарів, їхню товщину і діелектричну проникність) так, щоб визначальні якості роботи системи характеристики обтічника були досить гарними.

Сучасний стан технології виробництва діелектричних матеріалів, методів конструювання і радіотехнічного розрахунку дозволяє організувати виробництво дуже високоякісних обтічників. Такі обтічники мають малі енергетичні втрати ($<0,5$ дБ), підвищують рівень бічних пелюстків всього на 2-5 дБ, мають шумову температуру $(2-3)^\circ K$ і помилки пеленга $(3-5)'$. Якість обтічника погіршується, якщо на його поверхні утворюються шари опадів. При великій товщині цих шарів параметри обтічника погіршуються дуже помітно. Так, для корабельних обтічників реальна товщина льоду може досягати декількох довжин хвиль. При цьому енергетичні втрати можуть складати до 80%, а кутові помилки бути більшими, ніж ширина діаграми спрямованості. У цьому випадку необхідно приймати спеціальні міри для усунення опадів на обтічнику.

Контрольні запитання

- 1 Обтічники антени.
- 2 Призначення і класифікація обтічників.
- 3 Діелектричні матеріали, застосовувані в обтічниках.
- 4 Радіотехнічні характеристики обтічників.
- 5 Методика розрахунку характеристик обтічників.

ЛІТЕРАТУРА

- 1 Жук М.С., Молочков Ю.В. Проектирование антенно-фидерных устройств. – М.: "Энергия", 1966, с. 262.
- 2 Сазанов Д.М. Антенны и устройства СВЧ.- М., 1988, с. 183.
- 3 Антенны и устройства СВЧ. Под ред. Д.И. Воскресенского. – М: Сов. радио, 1972, с.428.
- 4 Вайнштейн Л.А. Дифракция электромагнитных и звуковых волн на открытом конце волновода. – М: Сов. радио, 1953, с. 208.
- 5 Айзенберг Г.З., Ямпольский В.Г., Терешин О.Н. Антенны УКВ. – М: Связь, 1977, с. 312.
- 6 Шифрин Я.С., Гукасов Ю.Г., Корниенко К.Г., Базарнов П.А. Расчет и проектирование антенн сверхвысоких частот. – ВИРТА, 1972, с. 215.
- 7 Каплун В.А Обтекатели антенн СВЧ. – М: Сов. радио, 1974, с. 262.

8 Замятин В.И., Ключников А.С., Швец В.И. Антенные обтекатели. – Минск, Изд. БГУ, 1980, с. 190.

9 Марков Г.Т. Антенны. - ГЗИ, 1960, с. 315.

10 Фрадин А.З. Антенны сверхвысоких частот. – "Советское радио", 1957, с. 408.

Навчальне видання

Вельміскін Дмитро Іванович

АНТЕННІ СИСТЕМИ

Конспект лекцій

Підп. до друку
Умовн. друк. арк..

Формат
Тираж

Папір
Зам. №

Надруковано з готового оригінал-макета

Одеський державний екологічний університет
85016, Одеса, Львівська, 15