



МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ ІМ. ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»

О. М. Купрій

АНТЕНИ

КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ

Рекомендовано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського
як навчальний посібник для здобувачів ступеня бакалавра
за освітньою програмою «Інформаційна та комунікаційна радіоінженерія»
спеціальності G5 «Електроніка, електронні комунікації,
приладобудування та радіотехніка»

Електронне мережеве навчальне видання

Київ
КПІ ім. Ігоря Сікорського
2025

УДК 621.396.67
В19

Автор *Купрій Олександр Михайлович*, канд. техн. наук, доц.
доцент кафедри радіоінженерії

Рецензент *Перебудов С.М.*, доцент кафедри ПРЕ РТФ

Відповідальний
редактор *Літвінцев С.М.*, к.т.н., доцент, зав. кафедри РІ

*Гриф надано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського
(протокол № 5 від 05.03.2026 р.)
за поданням Вченої ради Радіотехнічного факультету
(протокол № 01/2026 від 26 січня 2026 р.)*

В19 Купрій О. М.
Антени. Конспект лекцій [Електронний ресурс]: навч. посіб. для студентів спеціальності G5 «Електроніка, електронні комунікації, приладобудування та радіотехніка» / О. М. Купрій; КПІ ім. Ігоря Сікорського. – Електронні текстові дані (1 файл 17.51 Мб). – Київ: КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2025. – 224 с.

В конспекті лекцій розглянуті класичні питання з теорії і практики антен згідно з програмою курсу «Антени», що викладають студентам радіотехнічного факультету.

В матеріалах конспекта використані результати наукових досліджень окремих антен, що розроблені на кафедрі теоретичних основ радіотехніки за останні тридцять п'ять років та результати дипломних робіт студентів радіотехнічного факультету в цей період, що виконувалися під керівництвом автора конспекту.

В додатку приведені фотографії окремих антен, що розроблені та побудовані співробітниками і студентами кафедри ТОР в Україні, та за її межами, а також антенна система комплексу радіотехнічної розвідки «Кольчуга», які були модернізовані на кафедрі теоретичних основ радіотехніки під керівництвом професора Дубровки Ф.Ф.

УДК 621.396.67

© О.М. Купрій, 2025

© КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2025

Зміст

Зміст	3
Вступ	8
Розділ 1. Основні функції антен	10
Лекція 1. Вступна частина, призначення та основні функції антен в радіотехнічних системах	10
Лекція 2. Класифікація антен, порівняльний аналіз антен різних частотних діапазонів за їх направленістю та коефіцієнтом корисної дії. Основні задачі теорії антен. Коротка характеристика програм для чисельного розрахунку параметрів антен	13
2.1. Класифікація антен.....	13
2.2. Порівняльний аналіз антен різних частотних діапазонів	21
2.3. Основні задачі теорії антен та коротка характеристика програм для чисельного розрахунку параметрів антен	26
Домашнє завдання	27
Розділ 2. Основні характеристики і параметри антен, фізичний зміст і математичне визначення	28
Лекція 3. Характеристики антен. Ч.1	28
3.1. Характеристики і параметри антен.....	28
Домашнє завдання	29
3.2. Комплексна характеристика направленості	31
3.3. Діаграми спрямованості.....	32
3.4. Коефіцієнт спрямовуючої дії антени (КСД)	35
Домашнє завдання	36
Лекція 4. Характеристики антен. Ч.2	37
4.1. Коефіцієнт підсилення антени	37
4.2. Коефіцієнт корисної дії антени	37
4.3. Характеристика узгодження антени	38
4.4. Робоча смуга частот антени.....	38
4.5. Діюча довжина антени	39
4.6. Діюча площа антени.....	40
Домашнє завдання	41
4.7. Коефіцієнт використання площі антени	41
4.8. Потужність випромінювання антени.....	42
4.9. Опір випромінювання антени	42
Лекція 5. Вхідний опір та шумова температура антени.....	43

5.1. Вхідний опір антени	43
5.2. Шумова температура антени	43
Домашнє завдання	46
Домашнє завдання	47
Розділ 3. Теорія і характеристики симетричного вібратора (СВ)	48
Лекція 6. Симетричний вібратор	48
6.1. Симетричний вібратор – визначення. Принцип Кірхгофа-Гюйгенса	48
6.2. Розподіл струму та заряду за довжиною симетричного вібратора	49
6.3. Поле випромінювання симетричного вібратора в дальній зоні. Його аналіз.	51
Лекція 7. Характеристики і параметри симетричного вібратора	56
7.1. Опір випромінювання	56
7.2. Коефіцієнт направленої дії	57
7.3. Вхідний опір симетричного вібратора	58
Розділ 4. Випромінювання із апертури прямокутної форми із різними законами розподілу амплітуд поля живлення на апертурі та різними законами фази поля на ній	62
Лекція 8. Випромінювання із апертури прямокутної форми.....	62
8.1. Поля випромінювання синфазно-збудженої апертури при довільному розподілі амплітуд полів живлення на ній.....	62
8.2. Поля випромінювання синфазної, рівноамплітудно-збудженої апертури	64
Лекція 9. Поля випромінювання синфазної нерівномірно-збудженої апертури	67
Лекція 10. Аналіз впливу фазових спотворень на ДС рівномірно-збудженої випромінюючої апертури	72
10.1. Аналіз фазових спотворень	72
Висновки.....	75
Розділ 5. Випромінювання антенних решіток	78
Лекція 11. Діаграми спрямованості антенних решіток	78
11.1. Загальні положення. Теорема (правило) перемноження діаграм спрямованості.....	78
11.2. Поле випромінювання прямолінійної еквідистантної АР з рівноамплітудним збудженням і лінійним законом зміни фази струмів чи полів живлення випромінювачів	81
11.3. Режим нормального випромінювання.....	85
11.4. Режим нахилоного випромінювання	86
11.5. Режим осового випромінювання.....	87
Домашнє завдання	87

Лекція 12. Побудова ДС синфазної прямолінійної, рівноамплітудної, еквідистантної АР в режимі нормального випромінювання з використанням принципа суперпозиції і векторних діаграм за різними напрямками	97
Лекція 13. Математичний аналіз ДС синфазної, прямолінійної, рівноамплітудної, еквідистантної АР в режимі нормального випромінювання, що складається із ненаправлених випромінювачів ..	101
Лекція 14. Математичний аналіз ДС лінійнофазної, прямолінійної, рівноамплітудної, еквідистантної антенної решітки, що складається із ненаправлених випромінювачів	106
Лекція 15. Режим осьового випромінювання прямолінійної АР, що складається з ненаправлених елементів	112
Лекція 16. Вплив нерівномірності амплітудного розподілу полів чи струмів живлення випромінювачів та фазових спотворень на ДС синфазної, прямолінійної, рівноамплітудної, еквідистантної АР	118
16.1. Вплив нерівномірності амплітудного розподілу полів чи струмів живлення	118
Графічний варіант дослідження	118
Аналітичний варіант дослідження	122
16.2. Вплив фазових спотворень на ДС рівноамплітудної еквідистантної, прямолінійної АР, що складається із ізотропних випромінювачів	123
16.3. Коефіцієнт направленої дії прямолінійної АР.....	127
Домашнє завдання	127
Розділ 6. Конструкції, принцип дії, максимально досяжні характеристики та розрахунки антен.....	128
Лекція 17. Принцип дії та конструкції вібраторних антен	128
17.1. Способи розширення ширококутності вібраторних антен	128
17.2. Другий спосіб створення ширококутового вібратора	130
17.3. Третій спосіб створення ширококутового вібратора.....	132
17.4. Шлейфові вібратори	133
17.4.1. Вібратор Пістолькорса	134
17.4.2. Шлейфовий вібратор з одним розрізним і двома не розрізними вібраторами	135
Лекція 18. Конструкції симетруючих пристроїв.....	137
18.1. Живлення симетричних вібраторів несиметричним фідером.....	137
18.2. Конструкції симетруючих пристроїв.....	138
18.2.1. Чвертьхвильовий стакан – пристрій запираючого типу	138
18.2.2. U-колiно з чвертьхвильовими трансформаторами – пристрій компенсуючого типу	139

18.3. Чвертьхвильові симетруючі шлейфи.....	140
18.3.1. Чвертьхвильовий симетруючий шлейф (місток) (два варіанти) – пристрої комбінованого типу	140
Лекція 19. Конструкції симетруючих пристроїв.....	142
19.1. Симетруючий пристрій у вигляді U-коліна	142
19.2. Щілинний симетруючий пристрій	143
19.3. Симетруючий трансформатор	144
19.4. V-подібна антенна	144
Лекція 20. Антена хвильовий канал або Уда-Ягі.....	147
20.1. Принцип побудови антен Уда-Ягі	147
20.2. Конструкції антен Уда-Ягі	149
Лекція 21. Зигзагоподібна антенна.....	153
21.1. Принцип побудови зигзагоподібних антен.....	153
21.2. Характеристики та параметри зигзагоподібних антен	154
Лекція 22. Логоперіодичні антени.....	160
22.1. Принцип побудови логоперіодичних антен	160
22.2. Конструктивні параметри логоперіодичних антен	162
22.3. Порядок розрахунку логоперіодичних антен	164
Лекція 23. Спіральна та колінеарна антени.....	167
23.1. Конструкція, принцип дії, розрахунок спіральних антен.....	167
23.2. Колінеарна антенна для новітніх систем зв'язку (конструкція антени розроблена на кафедрі ТОР).....	171
Лекція 24. Апертурні антени.....	176
24.1. Загальні відомості.....	176
24.2. Відкритий кінець хвильоводу.....	176
24.2.1. Хвильвід прямокутного поперечного перерізу.....	177
24.3. Рупорні антени.....	179
24.4. Розрахунок рупорних антен	185
24.5. Ширококутовість і використання рупорних антен	185
Лекція 25. Лінзові антени	187
25.1. Види лінз. Форма профіля та товщина лінз	187
25.2. Зоновані лінзи	190
25.3. Сферична лінза Люнеберга.....	192
Лекція 26. Дзеркальні антени.....	195
26.1. Види однодзеркальних та дводзеркальних антен	195
26.2. Профіль дзеркала осесиметричної параболічної антени	198

26.3. Характеристики дзеркальних антен	199
26.4. Фазові похибки дзеркальних антен	202
Лекція 27. Опромінювачі дзеркальних антен	205
27.1. Основні поняття про опромінювачі	205
27.2. Вібраторні опромінювачі	205
27.3. Хвильовідні та рупорні опромінювачі	207
27.4. Дводзеркальні антени	208
Список літературних джерел	211
Дисертації кафедри ТОР	211
Дипломні проекти магістрів кафедри ТОР	212
Додаткова література	212
Додаток А	213
Додаток Б	214
Додаток В	215
Антенна виставка кафедри ТОР	215
Додаток Г	216
Станція радіотехнічної розвідки «Кольчуга» з антенними системами різних модифікацій	216
Додаток Д	218
Додаток Е	219
Додаток Ж	220
Додаток З	221
Додаток І	222
Додаток К	223
Додаток Л	224

Вступ

Курс лекцій «Антени» відповідає навчальним програмам дисциплін «Антени радіолокаційних та навігаційних систем» та «Антени», що викладаються студентам радіотехнічного факультету.

Предметом вивчення цих дисциплін є антени – їх проектування, конструкторська розробка, розрахунки основних характеристик і параметрів, фізичний зміст процесів, що супроводжують їх роботу, експериментальне дослідження їх параметрів і характеристик.

За визначенням: антена є радіотехнічний пристрій або ціла система, що випромінює та приймає електромагнітні хвилі в режимах передачі та приймання, відповідно, і є складовою частиною кожної радіотехнічної системи. В багатьох випадках, саме антени, визначають максимально досяжні характеристики та параметри радіотехнічних систем, такі як: дальність дії, точність визначення координат, роздільну здатність, широкосмуговість, завадозахищеність, а також вартість. Інколи антену називають очима радіотехнічної системи.

Засвоєння матеріалів лекцій допоможе студентам зрозуміти: що таке антена та її основні функції в радіотехнічних системах, отримати знання:

- з принципів побудови конструкцій, принципів дії антен різних частотних діапазонів, особливо в діапазоні УКХ, особливості їх застосування в різних радіотехнічних системах;
- фізичного змісту та математичного трактування основних параметрів і характеристик антен;
- застосування принципу Кірхгофа-Гюйгенса для розв'язання задач випромінювання симетричного вібратора (СВ), поверхні прямокутної та круглої форм апертурних антен, прямолінійної, еквідистантної, рівноамплітудної, лінійнофазної антенної решітки (АР);
- принципів дії, конструктивного виконання, максимально досяжних характеристик і параметрів антен, що розглядаються в конспекті лекцій, під'єднанні їх до ліній живлення в діапазонах частот їх застосування.

Уміння:

- вибирати з відомих та пропонувати свої найбільш ефективні варіанти антен для радіотехнічних систем різного призначення в різних частотних діапазонах, які будуть задовільняти заданим технічним умовам;
- проводити інженерні розрахунки основних параметрів і характеристик, вибраних чи запропонованих антен та їх конструктивну розробку;
- проводити експериментальні дослідження основних характеристик і параметрів антен та їх аналіз.

В результаті виконання лабораторних робіт та проведення в них експериментальних досліджень отримати досвід роботи з апаратурою НВЧ діапазону.

Для успішного засвоєння матеріалів запропонованих лекцій студенти повинні мати достатній багаж знань з дисциплін: «Вища математика», «Фізика», «Основи теорії кіл», «Сигнали і процеси в радіотехніці», «Електродинаміка та поширення електромагнітних хвиль», «Теорія НВЧ кіл», «Конструювання радіотехнічної апаратури».

Отримані практичні навички та засвоєні теоретичні знання під час вивчення навчальної дисципліни «Антени» будуть використані в подальшому під час вивчення спеціальних навчальних дисциплін: «Складні антенні системи», «Радіотехнічні системи різного призначення», «САПР антен», «Супутникові інформаційні системи» та інші.

При підготовці конспекта лекцій використані результати наукових робіт, що проводились викладачами, аспірантами та науковими співробітниками кафедри теоретичних основ радіотехніки за останні 30 років, під керівництвом професора Дубровки Федора Федоровича, а також матеріали дипломних робіт випускників радіотехнічного факультету в цей період під керівництвом автора цих лекцій.

Щиро дякую старшому викладачеві кафедри радіоінженерії Булашенко Андрію Васильовичу, завідувачу лабораторією цієї кафедри Мхеяну Микаелу Фрунзиковичу та випускникам РТФ Бруско Андрію Вадимовичу і Купрію Максиму Олександровичу за допомогу в оформленні даного посібника.

Розділ 1. Основні функції антен

Лекція 1. Вступна частина, призначення та основні функції антен в радіотехнічних системах

Антенa — це радіотехнічний пристрій або ж ціла система, що випромінює та приймає електромагнітні хвилі і є невід’ємною складовою частиною будь-якої радіотехнічної системи. В багатьох випадках, саме антени визначають потенціальні (максимально-досяжні) характеристики цих систем, такі як: дальність дії, широкосмуговість, точність визначення координат, роздільну здатність, завадостійкість а також їх вартість.

Системи називають **радіотехнічними**, якщо вони забезпечують обмін інформацією між пунктами, рознесеними в просторі, завдяки випромінюванню в навколишнє середовище електромагнітних хвиль (ЕМХ) та приймання їх із нього. Носієм інформації в радіотехнічних системах є вільні електромагнітні хвилі, які поширюються в навколишньому середовищі. Прикладом таких систем є системи радіоастрономії, радіолокації, радіонавігації, радіоуправління, радіотелеграфії, радіотелефонії, радіотелеметрії, радіозв’язку, телебачення, мобільні телефони та інші.

Конструктивно антени складаються з провідників, діелектриків та магнітодіелектриків і є пасивними лінійними пристроями. В радіотехнічних системах вони виконують дві основні функції: функцію перетворювача направлених ЕМХ антенно-фідерного тракту, що з’єднує передавач і антену, в ЕМХ, що вільно поширюються навколишньому середовищі в режимі передачі і навпаки — в режимі приймання; та функцію просторового фільтра (пристрою просторової фільтрації), як в режимах передавання так і приймання.

Як будь-який перетворювач, антена характеризується коефіцієнтом корисної дії, який визначається як:

$$\eta = \frac{P_{\text{випр}}}{P_{\text{випр}} + P_{\text{втрат}}}, \quad (1.1)$$

де $P_{\text{випр}}$ — потужність ЕМХ, що випромінюються; $P_{\text{втрат}}$ — потужність втрат ЕМХ.

Потужність випромінювання ЕМХ

$$P_{\text{випр}} = \oint_S \vec{P}_{\text{сер}}(\theta, \varphi) d\vec{s}, \quad (1.2)$$

де $\vec{P}_{\text{сер}}(\theta, \varphi)$ — середнє значення густини потужності ЕМХ залежно від напрямку в дальній зоні, на сфері постійного радіусу.

Середнє значення густини потужності ЕМХ залежно від напрямку в дальній зоні

$$P_{\text{сер}}(\theta, \varphi) = \frac{|E_m(\theta, \varphi)|^2}{\operatorname{Re}(Z_{\text{хв}})}, \quad (1.3)$$

де $Z_{\text{хв}}$ — хвильовий опір середовища, в якому поширюється ЕМХ.

Потужність втрат ($P_{\text{втрат}}$) — складається з потужності втрат ЕМХ на нагрівання антен та навколишнього середовища, а також втрат на відбиття, причиною яких є неідеальне узгодження антени з фідерним трактом, а також антени з навколишнім середовищем

$$P_{\text{втрат на відб}} = P_{\text{випр}} \times |\rho|^2,$$

де $|\rho|$ — модуль коефіцієнта відбиття.

Коефіцієнт корисної дії сучасних антен зростає з частотою. На довгих (30–300 кГц) і середніх (0,3–3 МГц) хвилях він складає 10–50%, в той час як в ультракороткохвильовому діапазоні (0,03–300 ГГц) досягає 95%.

Параметр, що характеризує антену як фільтр просторової фільтрації є **коефіцієнт направленої (спрямованої) дії (КНД)**. Розглянемо його визначення за Пістолькорсом О. О.:

Коефіцієнт направленої дії є коефіцієнт, який показує у скільки разів треба збільшити потужність випромінювання ненаправленої антени у порівнянні з потужністю випромінювання направленої антени, щоб в напрямку максимального випромінювання направленої антени в одній і тій самій точці простору дальньої зони напруженості полів випромінювання направленої і ненаправленої антени були однаковими.

!!Примітка: ненаправлена антена (ізотропний випромінювач) має однакові поля випромінювання на сфері постійного радіуса в дальній зоні, в центрі якої знаходяться ця антена, незалежно від напрямку випромінювання. А це означає, що її КНД не залежить від напрямку випромінювання і дорівнює в разях 1 (0 – в дБ). Направлена антена концентрує потік ЕМХ в певному напрямку, а тому її КНД в цьому напрямку є максимальним (може бути $\gg 1$), його власне і називають КНД антени. В інших напрямках він менший за максимальне значення. ($[\text{дБ}] = 10 \lg [\text{раз}]$).

Для антен різних частотних діапазонів цей параметр змінюється від 1.5[раз] (1.76 дБ) на довгих хвилях до 10^8 (80 дБ) в короткохвильовій частині сантиметрового діапазону.

Іншими словами, КНД показує переваги застосування направленої антени в порівнянні з ненаправленою для отримання максимальної дальності передачі інформації, а також збільшення завадостійкості направлених антен.

Розглянемо два приклади:

Приклад №1: Нехай потужність випромінювання направленої антени з КНД 10 дБ і ненаправленої 1 Вт. Тоді на відстані 1 км густина потужності від ненаправленої антени незалежно від напрямку дорівнює:

$$P_{\text{сер ізо троп. ант.}} = \frac{P_{\text{випр}}}{4 \cdot \pi \cdot r^2} = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot 10^6} \approx 8 \cdot 10^{-8} \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2} \right].$$

Від направленої антени в напрямку тах випромінювання в цій же точці

$$P_{\text{сер, напр}} = \frac{P_{\text{випр}} \cdot \text{КНД}}{4\pi r^2} = 8 \cdot 10^{-7} \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2} \right].$$

Видно, що $P_{\text{сер, ненапр}} < P_{\text{сер, напр}} \big|_{\text{при } r=\text{const}=10^3 \text{ м}}$.

Якщо тепер прийняти, що $P_{\text{сер,ненапр}}$ забезпечує достатню якість обміну інформацією між двома пунктами з ізотропними антенами, то таку ж якість і таку ж середню густину потужності направлена антена забезпечать на відстані r_1 , що знаходиться за формулою:

$$r_1 = \sqrt{\frac{P_{\text{випр}} \cdot \text{КНД}}{P_{\text{сер, напр}} \cdot 4\pi}} = \sqrt{\frac{1 \cdot 10}{8 \cdot 10^{-8} \cdot 4\pi}} = 3154 \text{ [м]}.$$

А це означає, що дальність дії обміну інформацією збільшилась в 3,16 раз або в $\sqrt{\text{КНД}}$ [разів].

Приклад №2. Тепер, нехай, на приймальну направлену антену з $\text{КНД}_{\text{max}} = 10$ дБ діють сигнали на одній несучій частоті. Один з них – перший – корисний збуджує направлену антену з напрямку, де КНД антени 10 дБ, а другий – завада з напрямку, де КНД відповідає 0 дБ. Тоді завадозахищеність цієї направленої антени складає –10 дБ. В цьому сутність антени, як просторового фільтра.

Лекція 2. Класифікація антен, порівняльний аналіз антен різних частотних діапазонів за їх направленістю та коефіцієнтом корисної дії. Основні задачі теорії антен. Коротка характеристика програм для чисельного розрахунку параметрів антен

2.1. Класифікація антен

На сьогодні єдиної класифікації антен не існує, так як її можна провести за різними ознаками. Найчастіше таку класифікацію проводять за принципом дії випромінюючого елемента та за частотною ознакою.

За принципом дії випромінюючого елемента всі антени ділять на лінійні або антени з лінійними струмами; апертурні або ж антени з поверхневими струмами та антени поверхневої хвилі, або антени біжучої хвилі.

До першої групи відносять антени, що складаються з провідників, поперечні розміри яких набагато менші за повздовжні. А тому струми в них течуть вздовж провідників (поперечними струмами можна знехтувати). В першу чергу це несиметричні і симетричні вібратори довжиною $\frac{\lambda}{4}$, $\frac{5\lambda}{8}$, і $\frac{\lambda}{2}$ (рис 2.1, 2.16, 2.19), антени, що складаються з багатьох вібраторів: антена хвильовий канал (рис 2.2, 2.12), вібраторні логоперіодичні антени (рис. 2.3). Крім того це ромбічні антени (рис 2.22), зигзагоподібні антени (рис. 2.4), рамкові антени, спіральні антени (рис. 2.5) та багато інших.

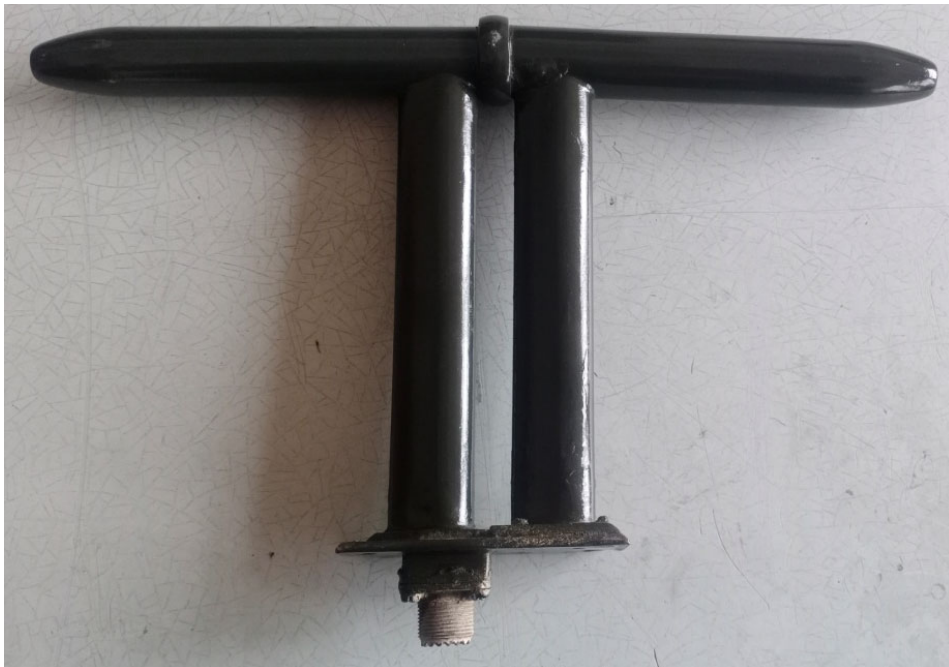


Рисунок 2.1. Півхвильовий вібратор.

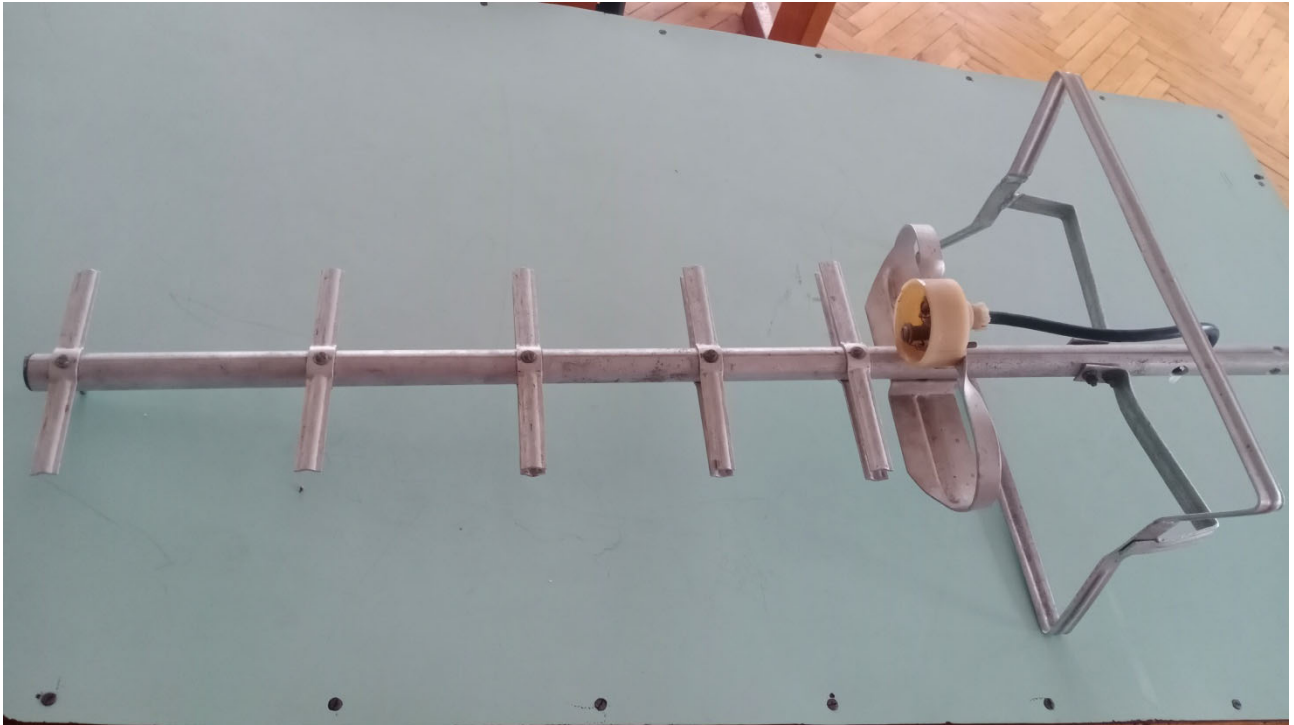


Рисунок 2.2. Антена Уда-Ягі.

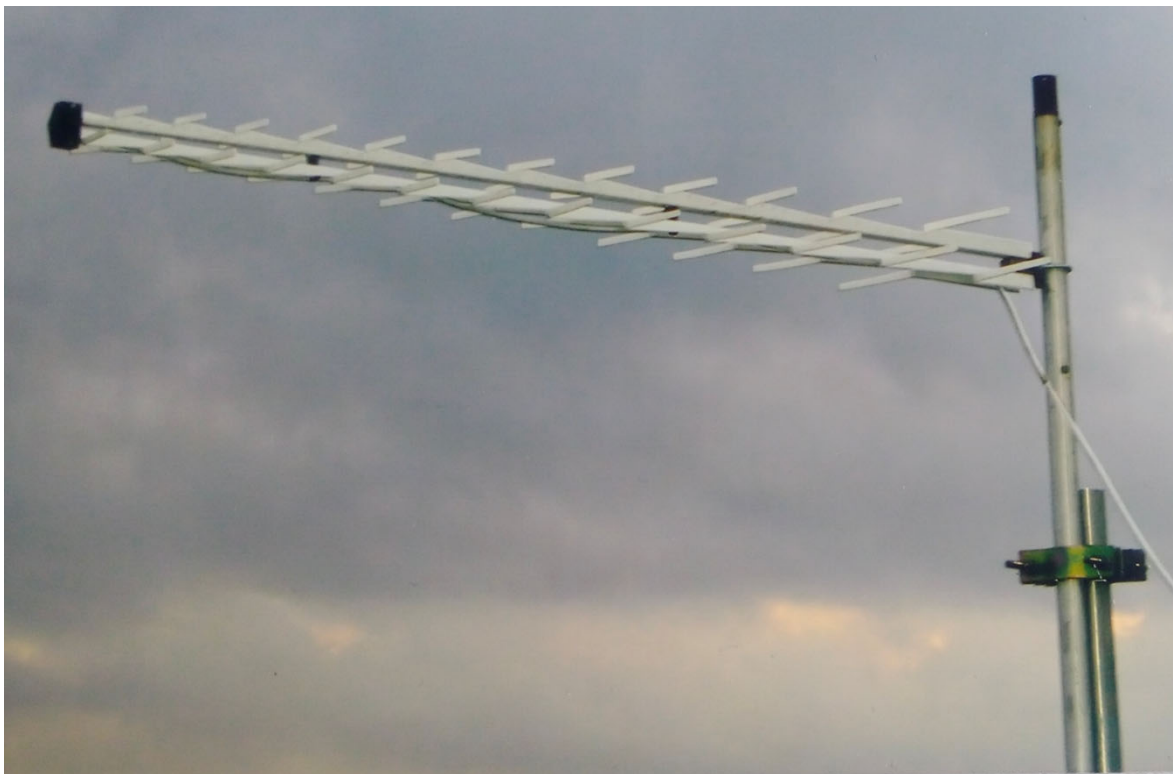


Рисунок 2.3 – Логоперіодична антена.



Рисунок 2.4. Зигзагоподібна антена.

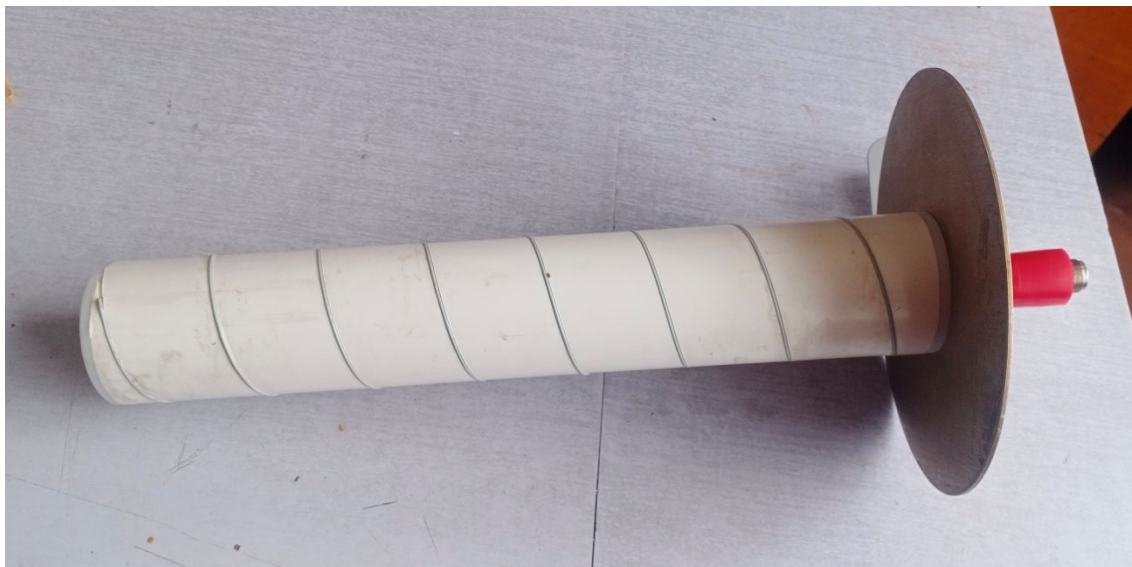


Рисунок 2.5. Спіральна антена.

До другої групи антен відносять дзеркальні (рис. 2.6), рупорні (рис. 2.7), рупорно-лінзові (рис. 2.8) та лінзові антени. Це антени, що мають розкрит (апертуру — отвір), розподіл поля на якому в основному визначає поле випромінювання всієї антени.



Рисунок 2.6. Дзеркальна антена.



Рисунок 2.7. Рупорні антени.



Рисунок 2.8. Рупорно-лінзові антени.

До *третьої групи* відносять антени, що складаються зі сповільнюючої структури і системи її живлення. Поле випромінювання цих антен формується за рахунок біжучих хвиль гібридного типу, які поширюються вздовж сповільнюючої, направляючої лінії і при цьому випромінюються. До цих антен відносять діелектричний стрижень, металевий стрижень навантажений дисками (диско-стрижневі антени, рис. 2.9), діелектрична труба навантажена металевими дисками (рис. 2.10) або кільцями (рис. 2.11), антена Ягі (рис. 2.12), спіральна антена в режимі осьового випромінювання (рис. 2.5).



Рисунок 2.9. Диско-стрижнева антена.

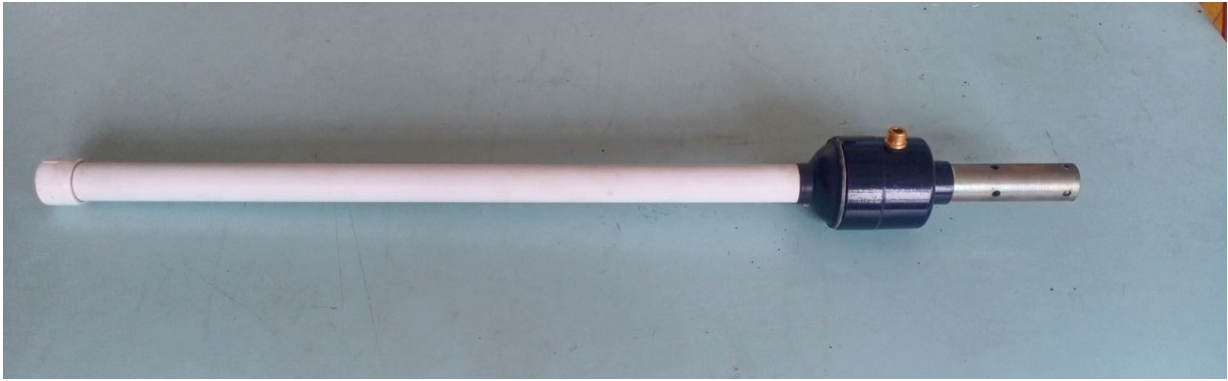


Рисунок 2.10. Діелектрична труба навантажена металевими дисками.



Рисунок 2.11. Діелектрична труба навантажена металевими кільцями.



Рисунок 2.12. Антена Уда-Ягі.

Ці сповільнюючі, випромінюючі лінії можуть збуджуватись хвилею H_{11} з хвилеводу круглого поперечного перерізу, або двома штирями, що живляться протифазно (рис. 2.9–2.11).

На базі антен невисокої направленості всіх трьох груп (півхвильові вібратори, відкриті хвильоводи, антени Ягі, логоперіодичні та інші) можуть бути створені системи, що складаються з N -однакових і однаково направлених антен ($N > 1$) певним чином розташованих в просторі, живлення яких виконується струмами чи електромагнітними полями з певним амплітудно-фазовим розподілом. Такі системи називають антенними решітками (АР). Вони і мають найвищі коефіцієнти направленої дії серед інших антен.

Приклади конструкцій антенних решіток наведені нижче на рис. 2.13, 2.14 та 2.15.

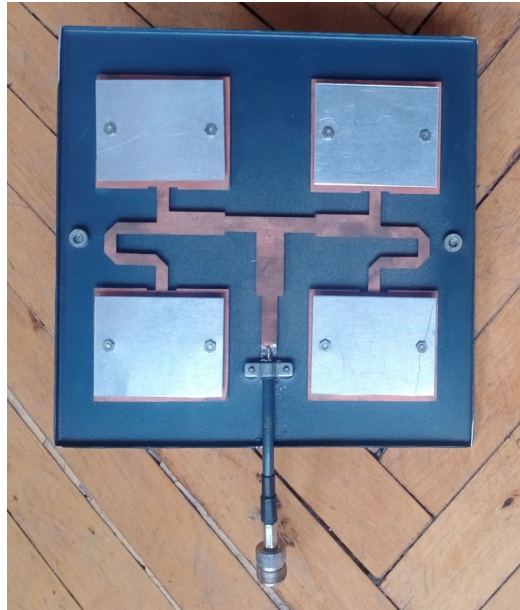


Рисунок 2.13. Чотириелементна антенна решітка на основі петчевих антен.

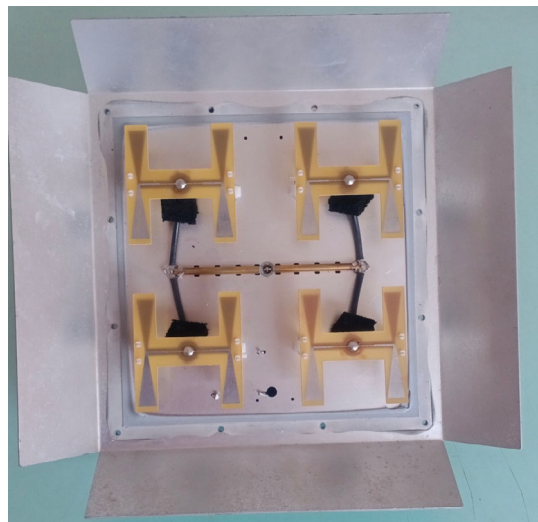


Рисунок 2.14. Восьмиелементна антенна решітка на основі широкосмугових півхвильових вібраторів.



Рисунок 2.15. Двоелементна антенна решітка.

При класифікації антен за частотною ознакою антени ділять на довго-, середньо-, коротко- та ультракороткохвильові. Ультракороткохвильові антени в свою чергу ділять на антени: метрового, дециметрового, сантиметрового та міліметрового діапазону довжин хвиль. Цей поділ виконаний згідно з розподілом частотного ресурсу(див. Регламент радіозв'язку)

Зверх довгохвильові	ЗДХ	3 кГц – 30 кГц	10^5 – 10^4 [м]
Довгих хвиль	ДХ	30 кГц – 300 кГц	10^4 – 10^3 [м]
Середніх хвиль	СХ	300 кГц – 3 МГц	10^3 –100 [м]
Короткі хвильові	КХ	3 МГц – 30 МГц	100–10 [м]
Ультракороткохвильові	УКХ	30 МГц – 300 ГГц	10[м]–1[мм]

УКХ:

Метрові	30 МГц – 300МГц	10–1 [м]
Дециметрові	300 МГц – 3 ГГц	1 [м]–1 [дм]
Сантиметрові	3 ГГц – 30 ГГц	1 [дм]–1 [см]
Міліметрові	30 ГГц – 300 ГГц	10 [мм]–1 [мм]
Субміліметрові	300 ГГц – 3000 ГГц	1 [мм]–0,1 [мм]

У Додатку представлені УКХ антени, що були розроблені співробітниками, викладачами та студентами кафедри радіоінженерії (до 2021 кафедра теоретичних основ радіотехніки).

Весь цей розподіл в якійсь мірі умовний, тому що антени з одним і тим же принципом роботи випромінюючого елемента можуть бути віднесені до різних частотних діапазонів.

2.2. Порівняльний аналіз антен різних частотних діапазонів

Анени довгих хвиль (рис. 2.16) конструктивно є вертикальними антенними полотнами, що складаються із 8-12 лінійних провідників висотою 150–300 м, які з'єднані із таким же горизонтальним полотном, що підвішене між дерев'яними чи металевими (рідше) вежами, що мають розтяжки.

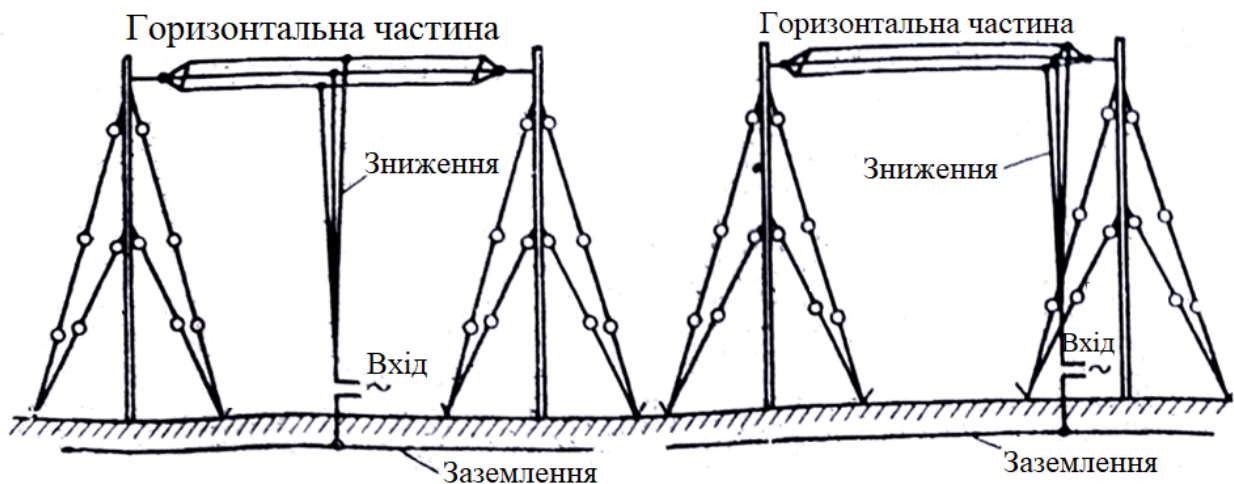


Рисунок 2.16. Загальний вигляд Г- та Т-подібних антен.

Верхня частина (горизонтальне полотно) може бути Г-подібної, Т-подібної чи у вигляді парасольки (рис. 2.17).

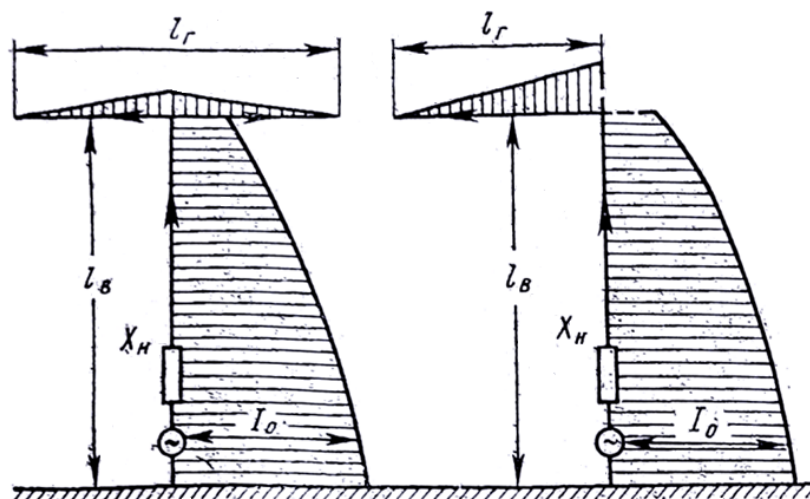


Рисунок 2.17. Розподіл струмів в Г- та Т-подібних антенах.

Система заземлення виконується із радіальних провідників, які знаходяться в землі на глибині 20–40 см (кількість їх порядку сотні, довжина до 350 м) або противаги із ізольованих провідників, піднятих над землею на висоті 3–4 м, що екранують Землю (рис. 2.18).

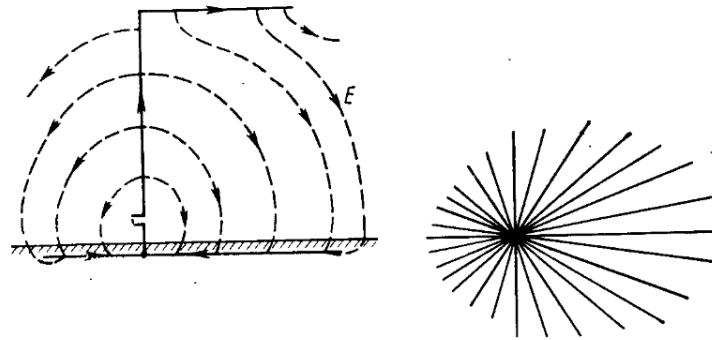


Рисунок 2.18. Схема заземлення Г-подібної антени.

На середніх хвилях випромінюючою частиною антени є металеві конструкції – вежі або башти висотою близько $\lambda/2$ (висотою 60–350 м). Тут також важлива система заземлення, що виконується як в антенах ДХ (рис. 2.19).

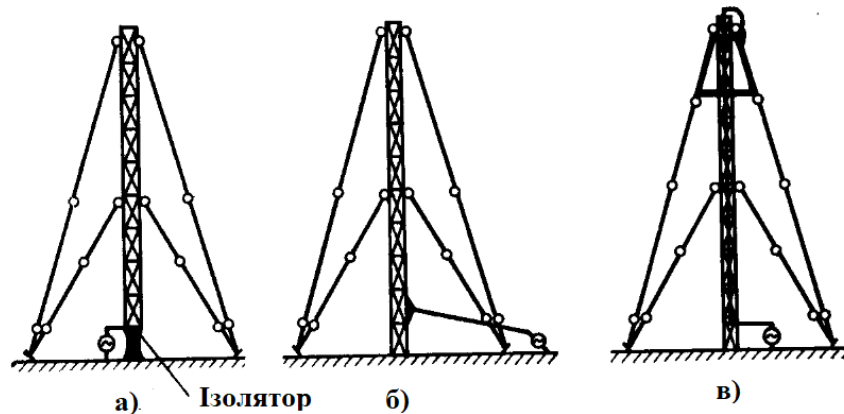


Рисунок 2.19. Анени-вежі СХ.

Такі споруди дуже дорогі. Їх вартість зростає пропорційно кубу висоти. Вартість такої антени складає до 70% вартості всієї РТ-системи.

Приймальні антени цих діапазонів дуже відрізняються за розмірами від передавальних. Це здебільшого рамкові, магнітні (рис. 2.20), штирьові антени. КНД цих антен не більше 3 дБ.

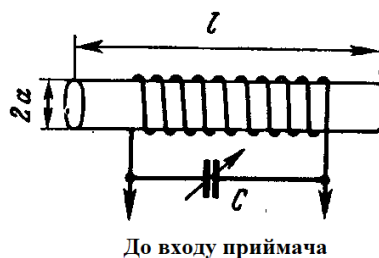


Рисунок 2.20. Рамкова антена з феритовим осердям.

Діапазони довгих і середніх хвиль використовуються для систем радіотелеграфії, радіомовлення, радіонавігації, зв'язку. Зв'язок на вертикальній поляризації [1]–[4].

Анени короткохвильового діапазону довжин хвиль використовуються в системах далекого зв'язку, радіомовлення, загоризонтної радіолокації, дослідження іоносфери та в інших системах. Невелика перевага надається

горизонтальній поляризації. Зв'язок за допомогою просторових хвиль відбитих від шарів Е і F іоносфери. Такі антени випромінюють ЕМХ під кутом 5–15 градусів до горизонту.

В цьому діапазоні застосовуються антени з лінійними струмами: широкопasmові вібратори — Надененко (симетричні) з коефіцієнтом перекриття по частоті 2–2,5 (лекція 17), синфазні горизонтальні діапазонні решітки (СГД) (рис. 2.21), ромбічні антени різних модифікацій (рис. 2.22), логоперіодичні антени (рис. 2.3) та антени типу хвильовий канал (рис. 2.12). Довжина антен цього діапазону порівнянна з довжиною хвилі.

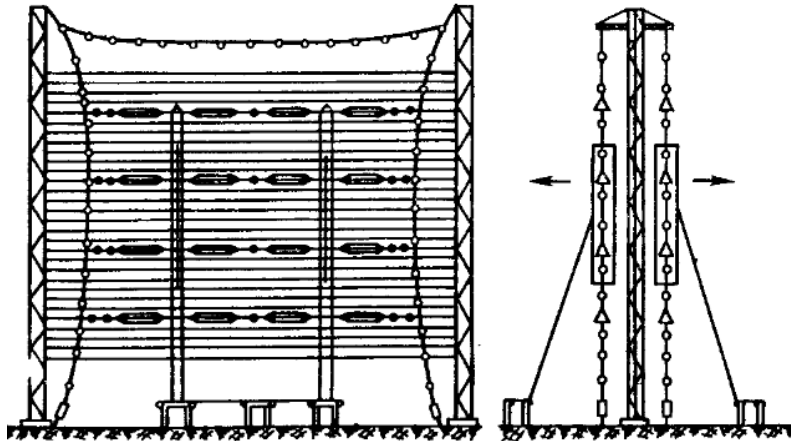


Рисунок 2.21. Загальний вигляд антени СГД 4/4 РА.

Найбільш направленою антеною цього діапазону (за винятком СГД) є ромбічна антена (рис. 2.22). Вона має КНД приблизно 50–100. Коефіцієнт корисної дії цих антен досягає 0,5–0,7. Опір навантаження цієї антени в режимі передачі має розсіювати значну частину потужності, а тому виконується у вигляді довгої двопровідної лінії із металевих провідників, що мають великі втрати. Діаграма спрямованості (ДС) ромбічної антени має відносно великі бічні пелюстки. Для покращення спрямованості використовується паралельне, синфазне включення ромбічних антен [5].

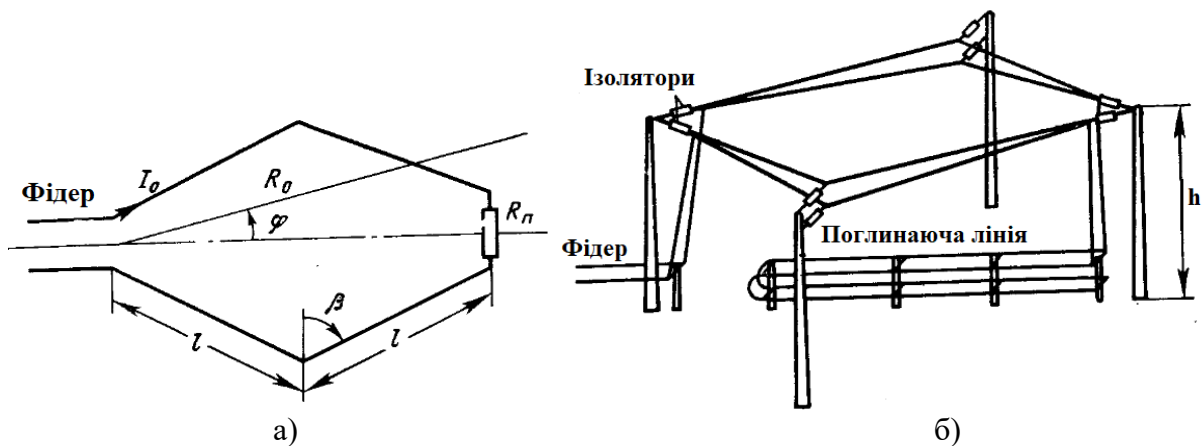


Рисунок 2.22. Ромбічна антена.

На рис. 2.23 показані характеристики випромінювання ромбічної антени над ідеально провідною землею на крайніх частотах робочого діапазону і коли земля має реальні параметри.

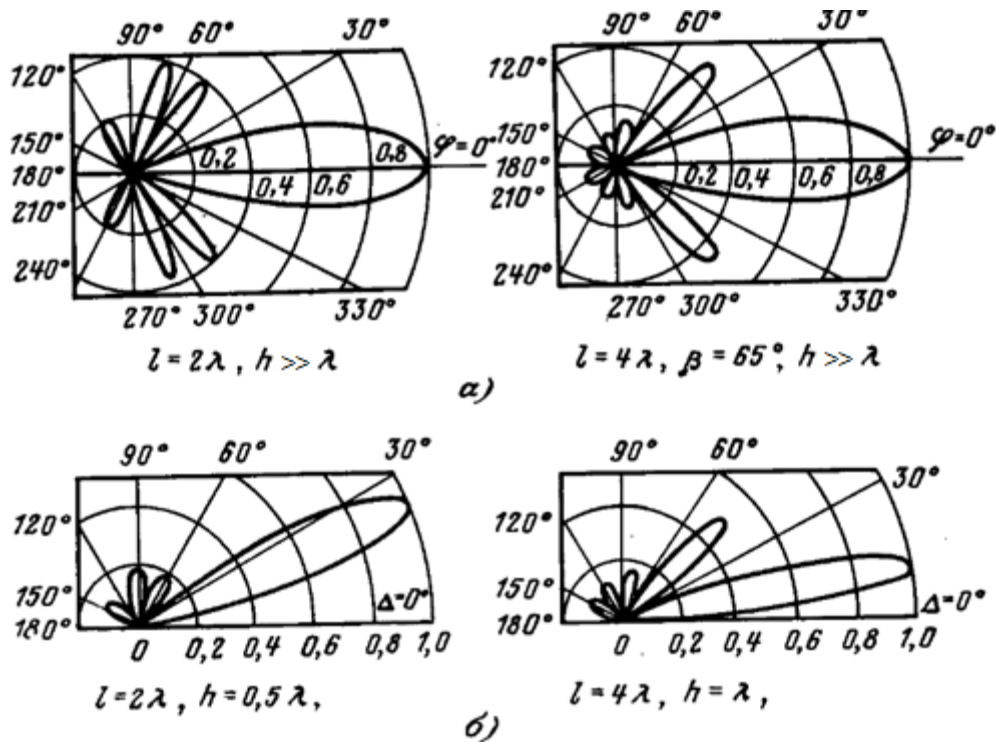


Рисунок 2.23. Діаграми спрямованості ромбічної антени.

В УКХ діапазоні застосовуються:

- 1) апертурні антени: дзеркальні, лінзові, рупорні (рис. 2.6–2.8, 2.24).
- 2) антени з лінійними струмами: щілинні антени, спіральні, зигзагоподібні, антена типу хвильовий канал, логоперіодичні антени, симетричні і несиметричні вібратори (рис. 2.1–2.5; 2.12; 2.26; 2.25).
- 3) антени поверхневої хвилі (рис. 2.9–2.11).

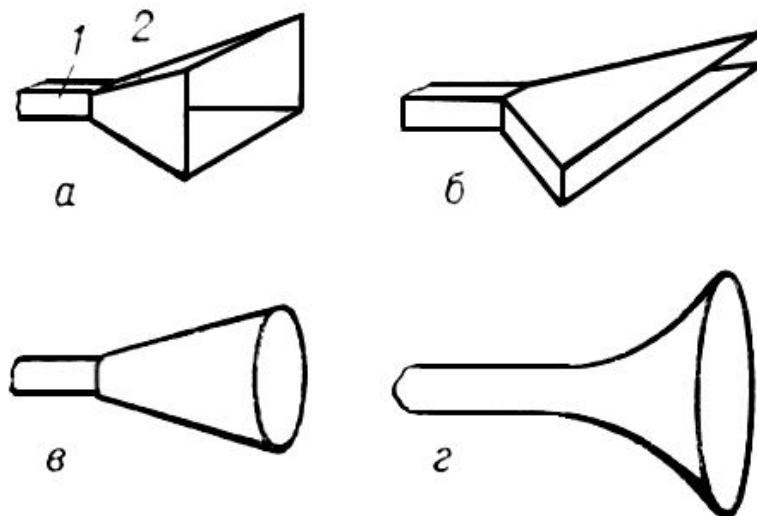


Рисунок 2.24. Рупорні антени.

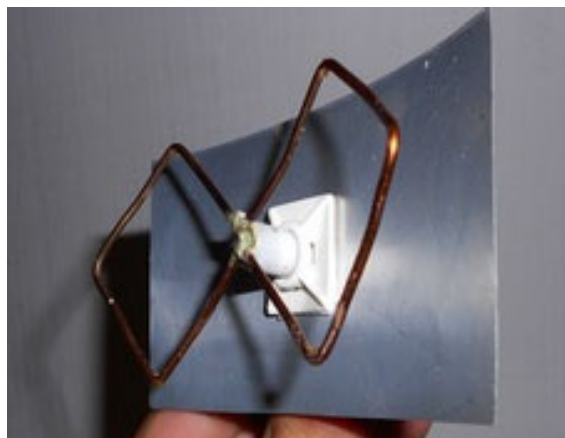


Рисунок 2.25. Зигзагоподібна антена.

Ці антени різні за принципом дії, характеристиками і параметрами. Коефіцієнт корисної дії в них більше 90% коефіцієнт направленої дії: від 2–3 дБ в симетричних і несиметричних вібраторах, до 18–20 дБ в антенах поверхневої хвилі та антенах хвильовий канал; 13 дБ — логоперіодичні антени, 23–25 дБ в рупорних і рупорно-лінзових антенах; та досягає 80 дБ в дзеркальних антенах. Робоча смуга частот змінюється від 5–10% до 180%, що відповідає коефіцієнту перекриття по частоті $\frac{f_B}{f_H} = 10$ і більше.

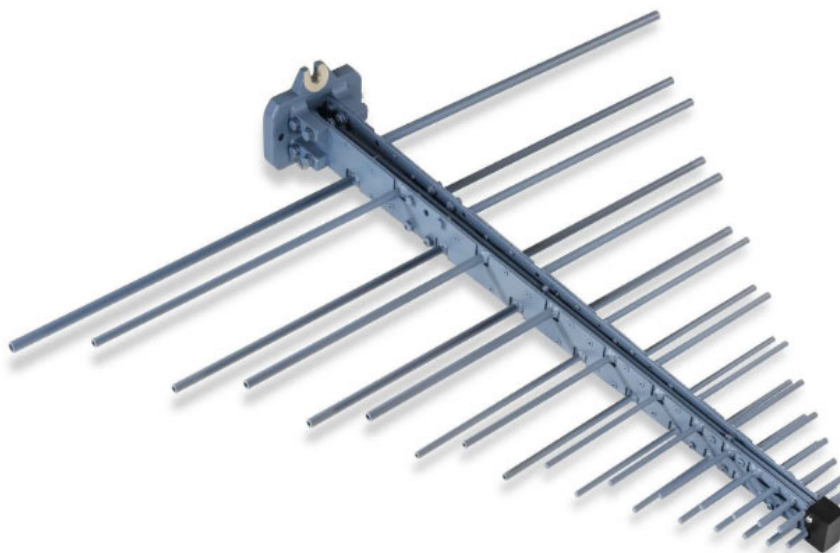


Рисунок 2.26. Логоперіодична антена.

Особливістю цього діапазону є дуже слабка дифракція радіохвиль навколо Землі, тому ці антени працюють на прямій видимості. Застосовуються антени цього діапазону в радіолокації, телебаченні, радіозв'язку, радіоастрономії, космічних та інших системах.

Антени цього діапазону характеризуються високим КНД і КПД, вузькими головними пелюстками ДС, підвищеною заводо захищеністю, передачею великих потужностей без перенапруження в елементах антени і фідерах.

Ці антени і будуть розглядатися в цьому курсі!

2.3. Основні задачі теорії антен та коротка характеристика програм для чисельного розрахунку параметрів антен

Розробка сучасних антен базується на поєднанні теоретичних і експериментальних методів їх дослідження з використанням сучасних можливостей обчислювальної техніки. Це пов'язано зі складністю побудови досить точних математичних моделей антен, що адекватно описують поле випромінювання, характеристики і параметри антен.

Основними задачами теорії антен є: задачі аналізу та синтезу. Задачі аналізу антен полягають в знаходженні полів випромінювання в будь-якій точці простору за відомими конструкціями антен та розподілом джерел їх збудження.

Задача синтезу антен полягає у визначенні конструктивних розмірів антени і розподілу джерел на ній за діаграмою спрямованості і іншими характеристиками та параметрами антени.

Друга задача більш складна і в курсі не розглядається.

Перша — **задача аналізу** — ділиться на дві: внутрішню і зовнішню задачі електродинаміки.

Внутрішня задача (задача визначення джерел) полягає в знаходженні закону розподілу струму за довжиною лінійних антен чи полів на апертурі - апертурних антен, або ж розподілу полів на довільно вибраній замкнутій поверхні, всередині якої знаходиться джерело. Друга або зовнішня задача полягає в визначенні поля випромінювання в кожній точці простору зовнішньої області за результатами розв'язання першої задачі.

Найбільш логічним (строгим) підходом для розв'язання першої задачі є електродинамічний підхід, який базується на розв'язанні рівнянь Максвелла з урахуванням граничних умов на реальних поверхнях антен та умові на нескінченності.

В інженерних задачах для розв'язання зовнішньої задачі електродинаміки в класичній теорії антен використовують принцип суперпозиції, теорію елементарних випромінювачів та результати розв'язання внутрішньої задачі електродинаміки. Ідучи цим шляхом, в результаті інтегрування функцій розподілу струму за довжиною лінійної антени чи полів на апертурі апертурних антен, знаходять поле випромінювання реальної антени. Цей підхід називається наближенням Кірхгофа-Гюйгенса.

Розподіл струмів вздовж провідників лінійних антен чи полів на апертурі апертурних антен знаходять електродинамічним шляхом, методами теорії довгих ліній, числовими чи іншими способами. На сьогодні, в переважній більшості випадків, антени розраховуються за допомогою ЕОМ з використанням обчислювальних методів теорії поля.

В лабораторіях, де проектують антени і пристрої НВЧ, користуються наступними програмними продуктами для їх проектування: (в тому числі і кафедри ТОР)

- 1) MMANA — програма японська (є російський переклад), більше для лінійних антен, основою є метод інтегральних рівнянь (радіоаматорська);
- 2) більш потужними програмами в основі яких лежить метод інтегральних рівнянь, є NEC-2, NEC-4 — програми американські (numerical electromagnetic code)(професійні);
- 3) CST Microwave Studio — німецька (в основі — метод кінцевих різниць);
- 4) HFSS — High-Frequency System Simulator — в основі лежить метод кінцевих елементів (професійна).

Домашнє завдання

Повторити випромінювання елементарних випромінювачів.

Розділ 2. Основні характеристики і параметри антен, фізичний зміст і математичне визначення

Лекція 3. Характеристики антен. Ч.1

3.1. Характеристики і параметри антен

Параметрами називають числові величини, які характеризують антену, а їх функціональні залежності від частоти називають **характеристиками**.

Розглянемо фізичний зміст та математичні визначення найбільш суттєвих характеристик і параметрів антен а саме:

1. Комплексну характеристику (функцію) направленості (спрямованості), яка несе інформацію про амплітудну, фазову та поляризаційну функції направленості;
2. Діаграми спрямованості (амплітудна, фазова, поляризаційна);
3. Коефіцієнт направленої (спрямовуючої) дії;
4. Коефіцієнт підсилення;
5. Коефіцієнт корисної дії;
6. Характеристика узгодження антени;
7. Робоча смуга частот антени;
8. Діюча довжина антени;
9. Діюча площа антени;
10. Коефіцієнт використання площі антени;
11. Потужність випромінювання антени;
12. Опір випромінювання антени;
13. Вхідний опір антени;
14. Шумова температура антени;
15. Дальня зона антени та межа дальньої зони антени;

У зв'язку з тим, що деякі з перерахованих характеристик та параметрів визначаються в дальній зоні, то спочатку введемо поняття дальньої зони антен та визначимо її межу. Із курсу електродинаміки відомо, що весь простір навколо елементарного випромінювача, як антени, розбивається (ділиться) на зони: ближню (зону індукції), проміжну (зону Френеля), та дальню (зону Фраунгофера) або хвильову зону. Це розбиття відповідає певним значенням параметра kr :

$$kr = \frac{2\pi}{\lambda} r, \quad (3.1)$$

де r – відстань від елементарного випромінювача до точки, де знаходиться поле.

Якщо $kr \ll 1$, то це ближня зона (БЗ), $kr \approx 1$ — проміжна, $kr \gg 1$ — дальня зона (ДЗ), відповідно.

Таким чином ДЗ елементарних випромінювачів відповідає умові $r \gg \frac{\lambda}{2\pi}$.

Відомо, що лінійні розміри (l) елементарних випромінювачів $\ll$ за довжину хвилі. Тому для них автоматично виконуються умови: $l \ll r$. В реальних антенах їх лінійні розміри можуть бути порівнянні з довжиною хвилі, а можуть бути, навіть, набагато більші за довжину хвилі ($l \gg \lambda$). Тому це треба враховувати при визначенні межі дальньої зони антени. З урахуванням цього дальня зона реальних антен визначається, як область, кожна точка якої віддалена від будь-якого елемента антени на відстань, що набагато більша за довжину хвилі, а також за найбільший розмір антени L . В цьому випадку, в першому наближенні, можна вважати, що в кожную точку дальньої зони від кожного елемента антени ЕМХ приходять паралельними променями і опромінюють приймальну антену плоскою, однорідною хвилею, амплітуди полів цих хвиль зменшуються за законом $\sim \frac{1}{r}$. Саму ж передавальну антену можна розглядати, як точковий випромінювач.

На практиці межа дальньої зони для реальних антен визначається із умови, що максимальна фазова затримка між променями ЕМХ, що виходять із різних елементарних випромінювачів, які є складовими частинами передавальної антени і опромінюють приймальну антену, за рахунок не паралельності не перевищує $\pi/8$.

Розрахована таким чином межа дальньої зони (дз) реальної антени складає $r_{\text{дз}} \geq \frac{2L^2}{\lambda}$, де L — максимальний поперечний розмір антени.

Пояснення розрахунку межі дальньої зони.

Домашнє завдання

Знайти межу дальньої зони. Для її знаходження розв'яжемо дві задачі:

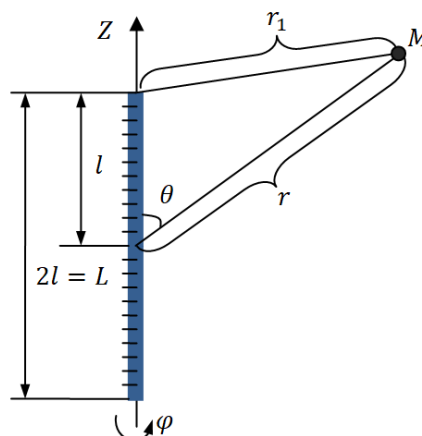


Рисунок 3.1. До задачі 1, лекція 3.

Задача 1. Дано симетричний вібратор (СВ) довжиною $2l$ (рис. 3.1). Точка M знаходиться на відстані $r < r_{\text{дз}}$. Відстань від точки M до центра симетричного вібратора r . Відстань від точки M до крайнього елементарного електричного випромінювача r_1 . Симетричний вібратор розбитий на елементарні електричні випромінювачі (визначення симетричного вібратора дано в Лекції 6).

Розв'язок. Визначимо відстань r_1 через l , θ та r за теоремою косинусів

$$r_1 = \sqrt{r^2 + l^2 - 2rl \cos \theta} = r \sqrt{1 + \left(\frac{l}{r}\right)^2 - 2\frac{l}{r} \cos \theta}.$$

При $l/r \rightarrow 0$ розкладемо

$$\sqrt{1 + \left(\frac{l}{r}\right)^2 - 2\frac{l}{r} \cos \theta} = f\left(\frac{l}{r}\right)$$

в ряд

$$f\left(\frac{l}{r} \rightarrow 0\right) = f(0) + \frac{f'(0)}{1!} \left(\frac{l}{r}\right) + \frac{f''(0)}{2!} \left(\frac{l}{r}\right)^2 + \dots$$

У виразі

$$\begin{aligned} f(0) &= 1; \\ f'\left(\frac{l}{r}\right) &= \frac{1 \cdot 2 \left(\frac{l}{r} - \cos \theta\right)}{2 \sqrt{1 + \left(\frac{l}{r}\right)^2 - 2\left(\frac{l}{r}\right) \cdot \cos \theta}} \rightarrow f'\left(\frac{l}{r} = 0\right) = -\cos \theta; \\ f''\left(\frac{l}{r}\right) &= \frac{1 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{l}{r}\right)^2 - 2\left(\frac{l}{r}\right) \cdot \cos \theta} - \frac{2\left(\frac{l}{r} - \cos \theta\right)\left(\frac{l}{r} - \cos \theta\right)}{2 \sqrt{1 + \left(\frac{l}{r}\right)^2 - 2\left(\frac{l}{r}\right) \cdot \cos \theta}}}{1 + \left(\frac{l}{r}\right)^2 - 2\left(\frac{l}{r}\right) \cdot \cos \theta}, \\ &\rightarrow f''\left(\frac{l}{r} = 0\right) = 1 - \cos^2 \theta. \end{aligned}$$

В результаті отримаємо

$$r_1 = r_1^{(1)} = r \left[1 - \frac{\cos \theta}{1!} \cdot \frac{l}{r} + \frac{1 - \cos^2 \theta}{2} \cdot \left(\frac{l}{r}\right)^2 \right] = r - l \cdot \cos \theta + \frac{\sin^2 \theta}{2} \cdot \frac{l^2}{r}.$$

Індекс (1) в $r_1^{(1)}$ означає номер задачі.

Задача 2. Дано такий же самий симетричний вібратор (СВ), як у задачі 1 (рис. 3.2). Лише точка M знаходиться в дальній зоні, тому промені r та r_1 паралельні.

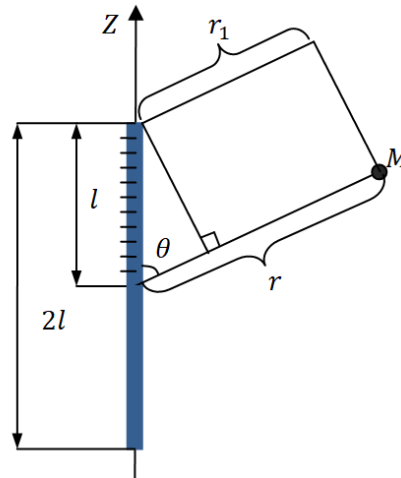


Рисунок 3.2. До задачі 2, лекція 3.

Розв'язок. Знайдемо r_1 в дальній зоні для задачі 2 і позначимо його $r_1^{(2)}$

$$r_1^{(2)} = r - l \cdot \cos \theta.$$

Умова межі дальньої зони знаходиться, як

$$\Delta\varphi = (r_1^{(1)} - r_1^{(2)})k \leq \frac{\pi}{8},$$

де $k = 2\pi / \lambda$ — коефіцієнт фази, $\Delta\varphi$ — зсув фаз в точці M між полями випромінювання середнім та крайнім елементарними випромінювачами СВ.

$\Delta\varphi = \Delta\varphi_{\max}$ при $\theta = \pi / 2$, тоді отримаємо

$$\Delta\varphi_{\max} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{l^2}{2r_{\text{дз}}} \leq \frac{\pi}{8}.$$

Звідси визначимо

$$r_{\text{дз}} = 2 \left(\frac{(2l)^2}{\lambda} \right) = \frac{2L^2}{\lambda},$$

де L — найбільший розмір СВ.

3.2. Комплексна характеристика направленості

Вона повністю характеризує кутовий розподіл амплітуд, фазовий стан і поляризацію полів випромінювання в дальній зоні і визначає амплітудну, фазову і поляризаційну функції направленості.

У загальному випадку поле випромінювання будь-якої антени в дальній зоні на сфері постійного радіуса може бути представлене у вигляді комплексного вектора напруженості електричного поля:

$$\vec{E}(\theta, \varphi) = \vec{p}(\theta, \varphi) \dot{A} \cdot f(\theta, \varphi) e^{-j\psi(\theta, \varphi)}, \quad (3.2)$$

де, $\dot{A}$ — комплексний коефіцієнт, незалежний від кутових координат (θ, φ) -напрямку, що включає стандартний множник $\frac{e^{-jkr}}{r}$ і при $r = \text{const}$ характеризує амплітуду напруженості електричного поля випромінювання на певній відстані.

$|f(\theta, \varphi)|$ — амплітудна характеристика направленості, яка характеризує залежність амплітуди поля випромінювання антени від кутових координат (θ, φ) на сфері постійного радіуса в дальній зоні.

Необхідно відмітити, що $\left| \frac{f(\theta, \varphi)}{f_{\max}(\theta, \varphi)} \right|$ називають нормованою функцією направленості, яка позначається $F(\theta, \varphi)$.

$\psi(\theta, \varphi)$ — Фазова характеристика направленості, яка характеризує залежність фази поля випромінювання антени від напрямку, на сфері постійного радіуса ($r = \text{const}$) в дальній зоні.

$\vec{p}(\theta, \varphi)$ — Поляризаційний вектор(поляризаційна характеристика антени), який характеризує поляризацію поля випромінювання від напрямку, на сфері постійного радіуса в дальній зоні.

3.3. Діаграми спрямованості

Графічне зображення амплітудної, фазової функцій направленості, а також поляризаційний вектор в прямокутній чи сферичній системах координат називають амплітудною, фазовою і поляризаційною діаграмами спрямованості (АДС, ФДС, ПДС — відповідно). Більш детально розглянемо АДС на прикладі ДС елементарного електричного випромінювача. Відомо, що аналітичний вираз, що описує залежність нормованої амплітуди Е-поля від напрямку $F(\theta, \varphi) = \sin \theta$. Графічне зображення $F(\theta, \varphi)$ показано на рис. 3.3.

Із рис. 3.3 видно, що просторовою АДС елементарного електричного випромінювача є поверхня тора. Це є геометричне місце точок кінців векторів поля $\vec{E}$ функції від кутових координат на сфері постійного радіуса в дальній зоні. Просторова ДС несе інформацію про направлені (спрямовуючі) властивості будь-якої антени. Часто, на практиці, користуються частковими ДС, знятими в площинах магнітного чи електричного полів $E(\varphi)$ при $\theta = \text{const}$ і $E(\theta)$ при $\varphi = \text{const}$ — відповідно (площина H -поля – площина XOY ; площина E -поля – будь яка площина $ZOX, ZOY, ZOX(Y)$).

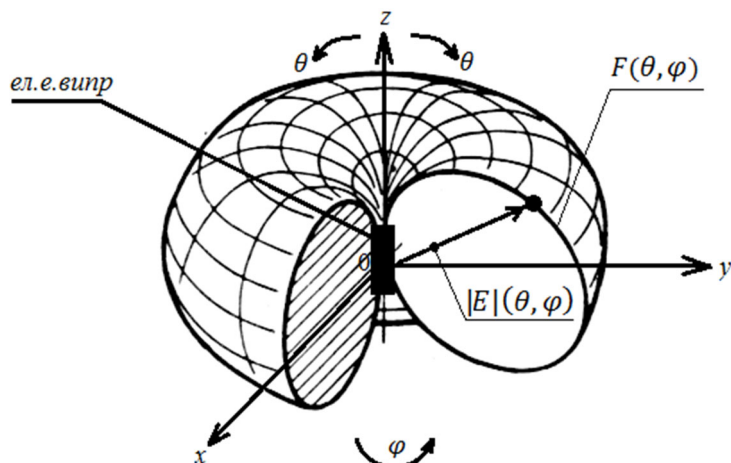


Рисунок 3.3. Просторова ДС.

Для елементарного електричного випромінювача ДС в площині H — є коло (рис. 3.4), а в площині E — вісімка (рис. 3.5).

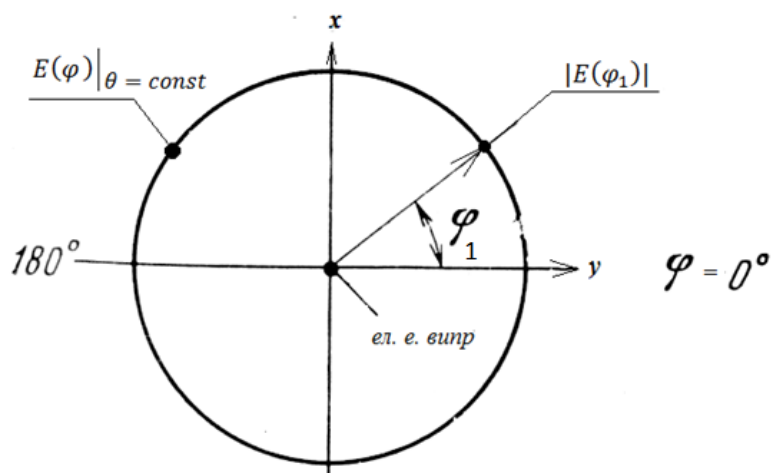


Рисунок 3.4. Амплітудна ДС елементарного електричного випромінювача в площині H (XOY).

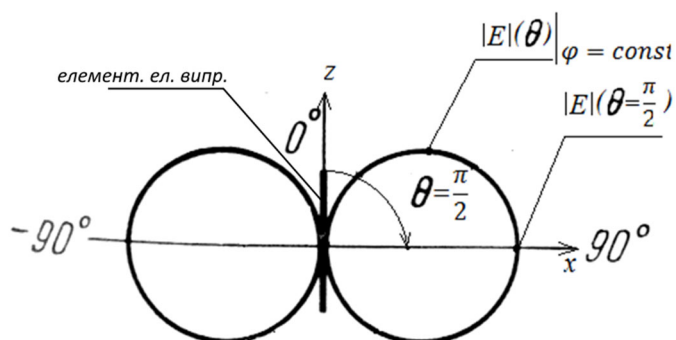


Рисунок 3.5. Амплітудна ДС елементарного електричного випромінювача в площині E (ZOX).

На рис. 3.6 показана нормована АДС типової направленої антени в азимутальній площині в прямокутній системі координат. Залежність $F(\varphi)$ має спадаючий характер.

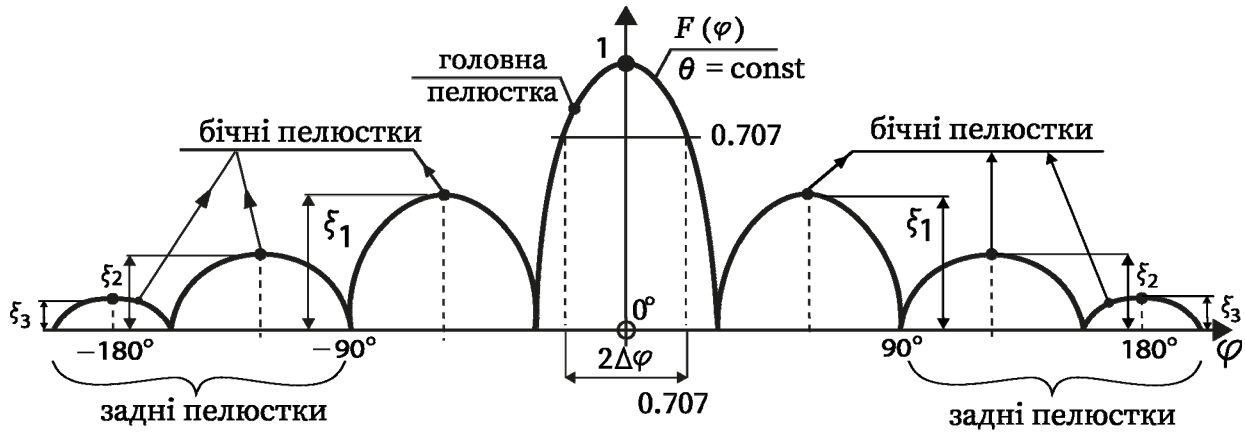


Рисунок 3.6. АДС типової направленої антени в азимутальній площині в прямокутній системі координат $F(\theta)$.

На рис. 3.7 показані нормовані АДС типової направленої антени $F(\theta)$ і $F^2(\theta)$ в вертикальній площині в полярній системі координат.

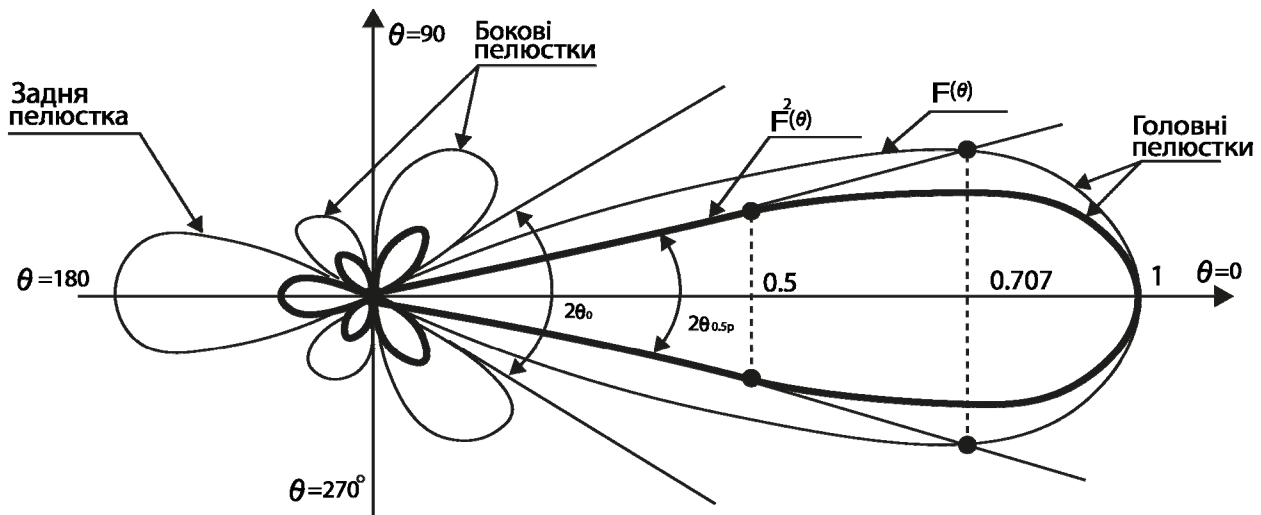


Рисунок 3.7. АДС типової направленої антени в вертикальній площині, в полярній системі координат, $F(\theta)$ і $F^2(\theta)$.

АДС характеризується головною пелюсткою (ГП) та боковими (БП). Головною пелюсткою ДС є пелюстка, яка включає напрямок максимального випромінювання. Всі інші називають — боковими. Перша бокова пелюстка, як і інші характеризується відносним рівнем амплітуди бокових пелюсток $\xi_1, \xi_2 \dots$

$$\xi_1 = \frac{E_{m1БП}}{E_{mГП}}; \quad \xi_2 = \frac{E_{m2БП}}{E_{mГП}}; \quad \dots$$

Пелюстки, які лежать в III і IV квадрантах — називають задніми.

Головна пелюстка характеризується її шириною — $(2\Delta\varphi_{0,707})$. Ширина головної пелюстки фіксується за рівнем 0,707 від максимального значення поля. Діаграма спрямованості може бути також знята по середньому значенню вектора Пойнтінга ($\Pi_{\text{сер}}(\theta, \varphi)$). Тоді ширина головної пелюстки визначається за рівнем 0,5 від $\Pi_{\text{сер max}}(\theta, \varphi)$.

Відносні рівні бокових пелюсток визначають заводозахищеність антени. Для професійних антен $\xi_{N_{\max}}$ повинні бути менші $-30, -50$ дБ, а інколи $-70, -80$ дБ для антен радіорелейних ліній зв'язку. В телевізійних антенах бажана заводозахищеність $-18, -30$ дБ. До речі, заводозахищеність антен визначається за найбільшим рівнем бокових пелюсток, які знаходяться в III і IV квадрантах.

3.4. Коефіцієнт спрямовуючої дії антени (КСД)

Він характеризує здатність антени концентрувати поле випромінювання антени в певному напрямі. Для різних антен він змінюється від 2,15 дБ у півхвильового вібратора до 80 дБ у великих дзеркальних антенах. Визначення КСД за Пістолькорсом було надано у першій лекції. Інше визначення, яке допоможе записати КСД математичною формулою, сформулюємо наступним чином. Коефіцієнт спрямовуючої дії направленої антени є відношення густини потужності, що випромінюється цією антеною в напрямку $\theta_1, \varphi_1 - \Pi_{\text{сеп}}(\theta_1, \varphi_1)$, до густини потужності усередненої за всіма напрямками — $\Pi_{\text{усер}}(\theta, \varphi)$.

$$\text{КСД} = \frac{\Pi_{\text{сеп}}(\theta_1, \varphi_1)}{\Pi_{\text{усер}}(\theta, \varphi)}, \quad (3.3)$$

де

$$\begin{aligned} \Pi_{\text{сеп}}(\theta_1, \varphi_1) &= \frac{1}{2} \frac{E_m^2 \cdot F^2(\theta_1, \varphi_1)}{120\pi}; \\ \Pi_{\text{усер}} &= \frac{\frac{1}{2} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} E_m^2 \cdot F^2(\theta, \varphi) \cdot r^2 \cdot \sin(\theta) d\theta d\varphi}{120\pi \cdot 4\pi r^2}. \end{aligned}$$

В результаті підстановки отримаємо:

$$\begin{aligned} \text{КСД} &= \frac{\frac{1}{2} E_m^2 \cdot F^2(\theta_1, \varphi_1) \cdot 120\pi \cdot 4\pi}{\frac{1}{2} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} E_m^2 \cdot F^2(\theta, \varphi) \cdot \sin(\theta) d\theta d\varphi \cdot 120\pi} = \\ &= \frac{4\pi \cdot F^2(\theta_1, \varphi_1)}{\int_0^\pi \int_0^{2\pi} F^2(\theta, \varphi) \sin(\theta) d\theta d\varphi}. \end{aligned} \quad (3.4)$$

За напрямком максимального випромінювання КСД антени

$$= \frac{4\pi}{\int_0^\pi \int_0^{2\pi} F^2(\theta, \varphi) \sin(\theta) d\theta d\varphi}, \text{ тому що } F^2(\theta_1, \varphi_1) = 1 \quad (3.5)$$

Домашнє завдання

Знайти КСД елементарних електричного випромінювача і елемента Гюйгенса.

Розв'язок. 1. Елементарний електричний випромінювач має нормовану функцію направленості

$$F(\theta, \varphi) = \sin \theta.$$

Згідно з (3.5)

$$\begin{aligned} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \sin^3(\theta) d\varphi d\theta &= -2\pi \int_0^{\pi} (1 - \cos^2(\theta)) d(\cos \theta) = \\ &= -2\pi \cdot \left[\cos \theta \Big|_0^{\pi} - \frac{\cos^3(\theta)}{3} \Big|_0^{\pi} \right] = \frac{8\pi}{3}. \end{aligned}$$

Тоді КНД елементарного електричного випромінювача

$$\text{КСД} = \frac{4\pi}{8\pi/3} = 1,5 [\text{рази}]; \quad \text{КСД}_{\text{дБ}} = 10 \lg 1,5 = 1,76 [\text{дБ}].$$

1. Елемент Гюйгенса має нормовану функцію направленості

$$F(\theta, \varphi) = \frac{1 + \cos \theta}{2}.$$

Згідно з (3.5)

$$\begin{aligned} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \left(\frac{1 + \cos \theta}{2} \right)^2 \cdot \sin \theta d\varphi d\theta &= \\ &= \frac{2\pi}{4} \int_0^{\pi} (\sin \theta + 2 \cos \theta \cdot \sin \theta + \cos^2(\theta) \cdot \sin \theta) d\theta = \\ &= \frac{\pi}{2} \cdot \left[-\cos \theta \Big|_0^{\pi} - 2 \int_0^{\pi} \cos \theta \cdot d(\cos \theta) - \int_0^{\pi} \cos^2(\theta) \cdot d(\cos \theta) \right] = \\ &= \frac{\pi}{2} \cdot \left[2 - 2 \frac{\cos^2(\theta)}{2} \Big|_0^{\pi} - \frac{\cos^3(\theta)}{3} \Big|_0^{\pi} \right] = \frac{\pi}{2} \cdot \left[2 - \left(-\frac{1}{3} - \frac{1}{3} \right) \right] = \frac{4\pi}{3}. \end{aligned}$$

Тоді КСД елемента Гюйгенса

$$\text{КСД} = \frac{4\pi}{4\pi/3} = 3 \text{ рази}; \quad \text{КСД}_{\text{дБ}} = 10 \lg 3 = 4,77 \text{ дБ}.$$

Лекція 4. Характеристики антен. Ч.2

4.1. Коефіцієнт підсилення антени

За визначенням, це відношення середнього значення густини потужності, що збуджує направлена антена в заданому напрямку $\Pi_{\text{сер}}(\theta_1, \varphi_1)$ в будь-яку точку дальньої зони, до середнього значення густини потужності, що створює ненаправлена антена з ККД = 1 в цій же точці дальньої зони, що і попередня антена, при умові, що підведені потужності до обох антен однакові

$$K_{\text{підс}} = \frac{\Pi_{\text{сер. направ.}}(\theta_1, \varphi_1)}{\Pi_{\text{сер. ненаправ.}}|_{\eta=1}} \Big|_{P_{\text{підв. направ.}} = P_{\text{підв. ненаправ.}}} \quad r = \text{const.} \quad (4.1)$$

Цей параметр враховує втрати потужності, що підводиться до направленої антени в її провідниках і ізоляторах, Землі, оточуючому середовищі, а також втрати на відбиття.

Помноживши і поділивши вираз для $K_{\text{підс}}$ на $\Pi_{\text{усер}}$ направленої антени за всіма напрямками, маємо:

$$K_{\text{підс}}(\theta_1, \varphi_1) = \frac{\Pi_{\text{сер. направ. А.}}(\theta_1, \varphi_1) \cdot \Pi_{\text{усер}}}{\Pi_{|\eta=1 \text{ сер. ненаправ. А.}} \cdot \Pi_{\text{усер}}} = \text{КНД} \cdot \eta. \quad (4.2)$$

Вираз (4.2) показує зв'язок між трьома параметрами антени: $K_{\text{підс}}$, КНД і η . В різних антенах $K_{\text{підс}}$ змінюється в межах: $1,5 \div 10^8$ [раз].

4.2. Коефіцієнт корисної дії антени

Коефіцієнт корисної дії антени визначають як

$$\eta = \frac{P_{\text{випр}}}{P_{\text{випр}} + P_{\text{втрат}}}, \quad (4.3)$$

де $P_{\text{втрат}}$ – потужність втрат.

Потужність втрат визначається

$$P_{\text{втрат}} = P_{\text{втрат на тепло}} + P_{\text{втрат на відбиття}}, \quad (4.4)$$

де $P_{\text{втрат на тепло}}$ – потужність втрат на нагрів антени; $P_{\text{втрат на відбиття}}$ – втрати потужності за рахунок неідеального узгодження антени з лінією передачі і оточуючим середовищем.

Коефіцієнт корисної дії η зростає при збільшенні частоти від 10–20% на довгих хвилях до 95% в ультракороткому діапазоні частот.

4.3. Характеристика узгодження антени

Характеристика узгодження описується залежністю комплексного коефіцієнта відбиття або ж коефіцієнта стоячої хвилі від частоти (векторна і скалярна характеристики).

Коефіцієнт відбиття $\dot{\rho}$ є відношення комплексних амплітуд напруженості електричного поля відбитої і падаючої хвиль в місці під'єднання антени до лінії передачі

$$\dot{\rho} = |\rho| \cdot e^{j\varphi_\rho} = \frac{\dot{E}_B}{\dot{E}_\Pi}. \quad (4.5)$$

Коефіцієнт відбиття є комплексна величина і змінюється у межах:

$$0 \leq |\rho| \leq 1, \text{ при } 0 \leq |\varphi_\rho| \leq \pi.$$

Коефіцієнт стоячої хвилі (КСХ) визначається виразом

$$\text{КСХ} = \frac{|E_B| + |E_\Pi|}{|E_B| - |E_\Pi|} = \frac{1 + |\rho|}{1 - |\rho|}. \quad (4.6)$$

Коефіцієнт стоячої хвилі величина скалярна, змінюється в межах $1 \leq \text{КСХ} \leq \infty$.

Визначимо коефіцієнт відбиття через КСХ

$$|\rho| = \frac{\text{КСХ} - 1}{\text{КСХ} + 1}. \quad (4.7)$$

Якісно узгоджені антени мають КСХ: професійні $< 1,2 \dots 1,5$; аматорські $< 1,5 \dots 2$.

При $\text{КСХ} = 1,5$ відносні втрати потужності на відбиття складають 4% або $-13,98$ дБ. Розрахуємо їх

$$|\rho|^2 = \left(\frac{1,5 - 1}{1,5 + 1} \right)^2 = \left(\frac{0,5}{2,5} \right)^2 = (0,2)^2 = 0,04 \Rightarrow 4\%, -13,98 \text{ дБ}.$$

$$\text{При } \text{КСХ} = 2 \Rightarrow \frac{1}{3} = |\rho| = 11,1\% = -9,54 \text{ дБ}.$$

При $\text{КСХ} = 4 \Rightarrow 36\%$, що відповідає $-4,44$ дБ і т. д.

4.4. Робоча смуга частот антени

Робоча смуга частот – це така смуга частот, в якій всі характеристики і параметри антени відповідають вимогам технічного завдання.

В більшості випадків всього один або два параметри визначають робочу смугу частот (Δf). Як правило, це характеристика узгодження, що визначається вхідним опором для лінійних антен. В залежності від ширини робочої смуги частот антени ділять на:

- вузькосмугові ($\Delta f \leq 10\%$),
- широкосмугові ($10 \leq \Delta f \leq 50\%$), де $\Delta f = f_v - f_n$, f_v , f_n – верхня і нижня частоти робочої смуги частот.
- діапазонні, в яких коефіцієнт перекриття по частоті складає $2 \leq \frac{f_v}{f_n} \leq 5$, або антени, які працюють не менш ніж в 2-х діапазонах частот.
- частото-незалежні(зверхширокосмугові) вони мають коефіцієнт перекриття по частоті $f_v / f_n > 5$.

4.5. Діюча довжина антени

Діюча довжина антени характеризує направлені властивості лінійних антен.

Діюча довжина антени – це така довжина антени, яка при рівномірному розподілу струму за її довжиною і величині цього струму, що дорівнює максимальному значенню струму реальної антени, збуджує в напрямку максимального випромінювання таку ж напруженість електричного поля, що і реальна антена.

Діюча довжина антени визначається із рівності площ струмів реальної антени (антени реальної довжини з реальним розподілом струму рис. 4.1) і антени, довжина якої рівна діючій довжині, а розподіл струму вздовж неї є рівномірний і в один бік направлений, величина якого дорівнює амплітудному значенню струму в реальній антені.

Із визначення видно, що діюча довжина антени залежить від її довжини та закону розподілу струму за довжиною антени. Відмітимо, що найбільшу діючу довжину буде мати лінійна антена з рівномірним розподілом струму.

Розглянемо, як знаходиться діюча довжина симетричного вібратора, що має синусоїдальний розподіл струму за його довжиною ($2l$). Довжина вібратора менша за $\lambda/2$. Тоді (рис. 4.1) – якщо розподіл струму (Лекція 6)

$$I(z) = I_{\pi} \cdot \sin[k(l - |z|)] \quad (4.8)$$

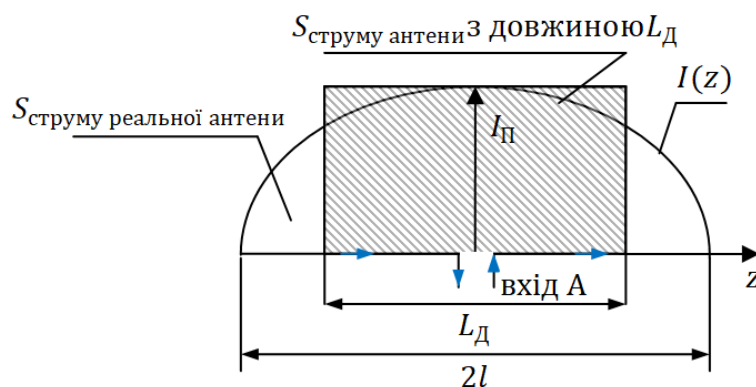


Рисунок 4.1 – Діюча довжина симетричного вібратора.

Площа струму реального вібратора визначається виразом

$$S_{\text{стр}} = 2 \int_0^l I_{\text{п}} \cdot [k(l-z)] dz. \quad (4.9)$$

За направленістю йому буде еквівалентний вібратор довжиною $L_{\text{д}}$, вздовж якого розподіл струму рівномірний, а його величина дорівнює $I_{\text{п}}$. При цьому повинно бути, що $I_{\text{п}} \cdot L_{\text{д}} = S_{\text{стр п.а.}}$.

Тоді запишемо вираз

$$\begin{aligned} I_{\text{п}} \cdot L_{\text{д}} &= 2 \int_0^l I_{\text{п}} \cdot \sin[k(l-z)] dz = - \frac{I_{\text{п}} 2 \cos[k(l-z)]}{-k} \Big|_0^l = \frac{2\lambda I_{\text{п}}}{2\pi} \cos[k(l-z)] \Big|_0^l = \\ &= \frac{I_{\text{п}} \lambda}{\pi} [1 - \cos(kl)]. \end{aligned}$$

Якщо $l = \lambda / 4$ (півхвильовий вібратор), то діюча довжина вібратора буде

$$L_{\text{д}} = \frac{\lambda}{\pi} \left[1 - \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{4}\right) \right] = \frac{\lambda}{\pi}. \quad (4.10)$$

Вона в $\pi / 2$ менша за $\lambda / 2$ (реальну довжину вібратора).

З точки зору приймальної антени діюча довжина антени є така її довжина, яка будучи помножена на напруженість електричного поля в місті приймальної антени дає ЕРС на вході приймача.

4.6. Діюча площа антени

Діюча прощина характеризує направлені властивості апертурних антен, проте може бути визначена і для лінійних антен. За визначенням, це така площа поверхні випромінювання реальної апертурної антени, яка при рівномірному розподілу поля на ній, яке синфазне і величина якого дорівнює амплітудному значенню поля на апертурі реальної антени, при відсутності затікання струму на зворотну поверхню апертурної антени, збуджує в дальній зоні таку ж напруженість електричного поля (або $\Pi_{\text{ср}}$), що і реальна антена з реальним розподілом амплітуд і фаз полів на апертурі.

З точки зору приймальної антени – це є відношення потужності на вході приймача до густини потужності ЕМХ на вході приймальної антени.

За відомим розподілом поля на апертурі приймальної антени $\vec{E}_s(x, y)$. Її діюча площа:

$$S_{\text{д}} = \frac{\left| \int_s \vec{E}_s(x, y) d\vec{S} \right|^2}{\int_s |\vec{E}_s|^2 dS}. \quad (4.11)$$

Діюча площа антени дорівнює геометричній площі розкриву апертурної антени лише в одному випадку, якщо $\eta_{\text{антени}}=1$ і її поверхня збуджується синфазно і рівномірно.

Діюча площа S_d зв'язана з відомими параметрами КНД і η :

$$\text{КНД} \cdot \eta = \frac{4\pi S_d}{\lambda^2}; S_d = \eta \frac{\text{КНД} \cdot \lambda^2}{4\pi} = \frac{K_{\text{підс}} \cdot \lambda^2}{4\pi}.$$

Домашнє завдання

Знайти S_d відкритого прямокутного хвилевода. Основна хвиля H_{10} , залежність напруженості електричного поля $E_y = E_{m_y} \cdot \sin\left(\frac{\pi}{a} \cdot x\right)$.

Розв'язок. Розрахуємо діючу площу антени

$$S_d = \frac{\left| \int_0^a \int_0^b E_{m_y} \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right) dx dy \right|^2}{\int_0^a \int_0^b E_{m_y}^2 \sin^2\left(\frac{\pi}{a} x\right) dx dy} = \frac{E_{m_y}^2 \frac{b^2 \cdot a^2}{\pi^2} \left| -\cos\left(\frac{\pi}{a} x\right) \right|_0^a^2}{E_{m_y}^2 \cdot b \cdot \int_0^a \left(\frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi}{a} x\right)}{2} \right) dx} =$$

$$= \frac{4 \cdot b^2 \cdot a^2 \cdot 2}{\pi^2 \cdot a \cdot b} = \frac{8}{\pi^2} a \cdot b \approx 0,81(a \cdot b).$$

4.7. Коефіцієнт використання площі антени

У зв'язку з необхідністю створення дзеркальних антен з низьким рівнем бокових пелюсток поверхні дзеркал антен збуджуються нерівномірно. Інтенсивність збудження країв апертури менша ніж середньої частини. Для врахування впливу нерівномірності збудження розкриву антени і вводять коефіцієнт використання розкриву антени (коефіцієнт використання площі (v)).

За визначенням, це відношення площі випромінюючої поверхні ідеальної антени ($S_{\text{ідеал}}$), що випромінює плоску, однорідну ЕМХ з $\eta=1$ до площі розкриву реальної антени, що має реальне поле збудження, якщо їх КНД однакові.

$$v = \frac{S_{\text{ідеал}}}{S_{\text{реал}}} \bigg|_{\text{КНД}_{\text{ідеал}} = \text{КНД}_{\text{реал}}} . \quad (4.12)$$

Покажемо, що із визначення

$$S_d = S_{\text{реал}} \cdot v \cdot \eta . \quad (4.13)$$

Доведення:

$$\begin{cases} \text{КНД}_{\text{ідеал}} = \frac{4\pi S_{\text{ідеал}}}{\lambda^2}; \\ \text{КНД}_{\text{реал}} = \frac{4\pi S_{\text{д}}^{\text{реал}}}{\lambda^2 \eta}. \end{cases}$$

Оскільки $\text{КНД}_{\text{ідеал}} = \text{КНД}_{\text{реал}}$, то отримаємо

$$S_{\text{ідеал}} = \frac{S_{\text{д}}^{\text{реал}}}{\eta}.$$

Підставивши отриманий результат у (4.12), маємо

$$\nu = \frac{S_{\text{д}}^{\text{реал}}}{\eta \cdot S_{\text{реал}}}.$$

Звідси

$$S_{\text{д}}^{\text{реал}} = S_{\text{реал}} \cdot \eta \nu. \quad (4.14)$$

4.8. Потужність випромінювання антени

Згідно з курсом ЕД і ПРХ потужність випромінювання антени

$$P_{\text{випр}} = \oint_s \vec{\Pi}_{\text{сер}} d\vec{S}. \quad (4.15)$$

Особливо важливий параметр для потужних антен.

4.9. Опір випромінювання антени

Вводиться, як відношення подвоєної потужності випромінювання до квадрата струму на вході антени

$$R_{\text{випр}} = \frac{2P_{\text{випр}}}{I_{\text{вх}}^2}. \quad (4.16)$$

Характеризує η антени. Чим більше $R_{\text{випр}}$ в порівнянні з опором втрат, тим більше η , який дорівнює

$$\eta = \frac{R_{\text{випр}}}{R_{\text{втр}} + R_{\text{випр}}}. \quad (4.17)$$

Лекція 5. Вхідний опір та шумова температура антени

5.1. Вхідний опір антени

За визначенням вхідний опір антени – це відношення комплексних амплітуд напруги і струму на вході антени (A)

$$\dot{Z}_{\text{вх } A} = \frac{\dot{U}_{\text{вх } A}}{\dot{I}_{\text{вх } A}} = R_{\text{вх } A}(f) \mp jX_{\text{вх } A}(f). \quad (5.1)$$

В загальному випадку вхідний опір антени $Z_{\text{вх } A}$ комплексний і залежить від частоти.

Для лінійних антен $\dot{Z}_{\text{вх } A}$ визначає широкосмуговість антени (частотні властивості), так як він визначає характеристику узгодження антени

$$\dot{\rho} = \frac{\dot{Z}_{\text{вх } A} - Z_{\text{хв}}}{\dot{Z}_{\text{вх } A} + Z_{\text{хв}}} \quad (5.2)$$

де $Z_{\text{хв}}$ – характеристичний опір лінії живлення (хвильовий опір).

5.2. Шумова температура антени

Цей параметр однозначно визначає потужність шумів антени на вході приймача. Вимірюється в градусах Кельвіна. Покажемо це. Відмітимо, що антена збуджується ЕМХ, що несуть інформацію (сигнал), так і ЕМХ, які створюють завади при прийманні сигналів. Назвемо їх шумами. Тому антена може бути представлена генератором сигналу і шумів. Як генератор шумів, антена може бути представлена наступною еквівалентною схемою (рис. 5.1).

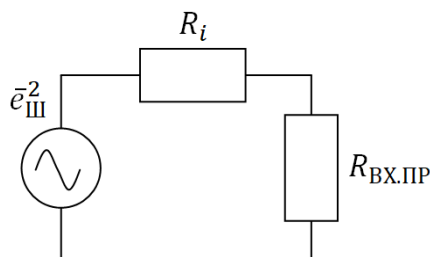


Рисунок 5.1. – Еквівалентна схема антени, як генератора шумів.

На рис. 5.1 позначені: $\bar{e}_{\text{ш}}^2$ – середнє значення квадрата напруги шумів антени, $R_{\text{вх}}$ – вхідний опір приймача, R_i – внутрішній опір джерела шуму.

Внутрішній опір джерела шуму визначається виразом

$$R_i = R_{\text{випр } A} + R_{\text{втр } A} = R_A, \quad (5.3)$$

де $R_{\text{вх пр}}$ – вхідний опір приймача.

По Найквісту середнє значення квадрата напруги шумів на вході антени є

$$\bar{e}_{\text{ш}}^2 = 4kT_A R_A \cdot f, \quad (5.4)$$

де $R_A = R_{\text{випр}} + R_{\text{втрат } A}$, $k = 1,38 \times 10^{-23} \left[\frac{\text{Вт}}{\text{Гц} \cdot \text{К}} \right]$ – стала Больцмана, $R_{\text{випр}}$ – опір випромінювання антени; $R_{\text{втрат } A}$ – опір втрат антени, T_A – шумова температура антени (визначається яскравісною температурою об'єкта шуму) в К.

Для того, щоб на вході приймача (рис 5.1) виділилась тах потужність, необхідно щоб виконувалася умова

$$R_{\text{вх пр}} = R_i = R_A. \quad (5.5)$$

В цьому випадку вхідна потужність приймача визначається

$$P_{\text{вх пр}} = \frac{\bar{e}_{\text{ш}}^2}{(R_A + R_{\text{вх пр}})^2} \cdot R_{\text{вх пр}} = \frac{4kT_A \Delta f R_A}{4R_A} = kT_A \Delta f, \quad (5.6)$$

де $k = \text{const}$, $\Delta f = \text{const}$ для заданого приймача, тоді потужність $P_{\text{вх пр}}$ визначається однозначно шумовою температурою антени T_A . В результаті отримаємо, що $P_{\text{вх пр}} \sim T_A$.

Розглянемо джерела шумів антени. Джерела шумів антени є зовнішні і внутрішні. Тому шуми антени ділять на внутрішні і зовнішні.

Зовнішні шуми створюються електромагнітними хвилями джерел шумів, що оточують антену, і приходять на вхід антени. Вони в свою чергу діляться на атмосферні, що викликані грозовими розрядами; інтерференційні – викликані радіостанціями та іншими радіотехнічними засобами; космічні – викликані випромінюванням Сонця, зірок, віддалених Галактик; теплові – створюються випромінюванням Землі і атмосферних газів; шуми – за рахунок атмосферних опадів; промислові – викликані роботою електроустановок та інші.

Внутрішні шуми створюються тепловим рухом заряджених частинок в елементах антени і трактах їх живлення. На СХ і ДХ потужність зовнішніх шумів $\gg$ потужності внутрішніх шумів. В цих діапазонах частот домінують атмосферні і промислові шуми. Так як розподіл грозових і промислових завад є квазі-рівномірним, то приймальна антена веде себе, як всенаправлена з КНД = 1, а тому відношення сигнал/шум пропорційний КНД, і не залежить від ККД = η . В діапазонах КХ і УКХ потужності внутрішніх і зовнішніх шумів співрозмірні, а тому відношення сигнал/шум $\sim$ коефіцієнту підсилення приймальної антени. Шумова температура може бути представлена і в дБ, виходячи з наступної формули:

$$F(\text{дБ}) = 10 \lg \left(1 + \frac{T_A}{T_0} \right), \quad (5.7)$$

де T_0 — температура оточуючого середовища антени.

Температура оточуючого середовища антени прийнята

$$T_0 = 290 \text{ К.} \quad (5.8)$$

Частотна залежність шуму для деяких джерел шуму показана на рис 5.2 і 5.3. Відмітимо, що шумова температура Землі 290 К, Місяця 200 К. Додамо, що T_A знаходиться через яскравісну температуру $T_{\text{я}}$ джерела шумів наступним чином:

$$T_A = \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} T_{\text{я}}(\theta, \varphi) \cdot \text{КНД}(\theta, \varphi) dS. \quad (5.9)$$

Якщо джерело шуму протяжне, а антена має вузьку головну пелюстку ДС, тоді виконується рівність $T_A = T_{\text{я}}$.

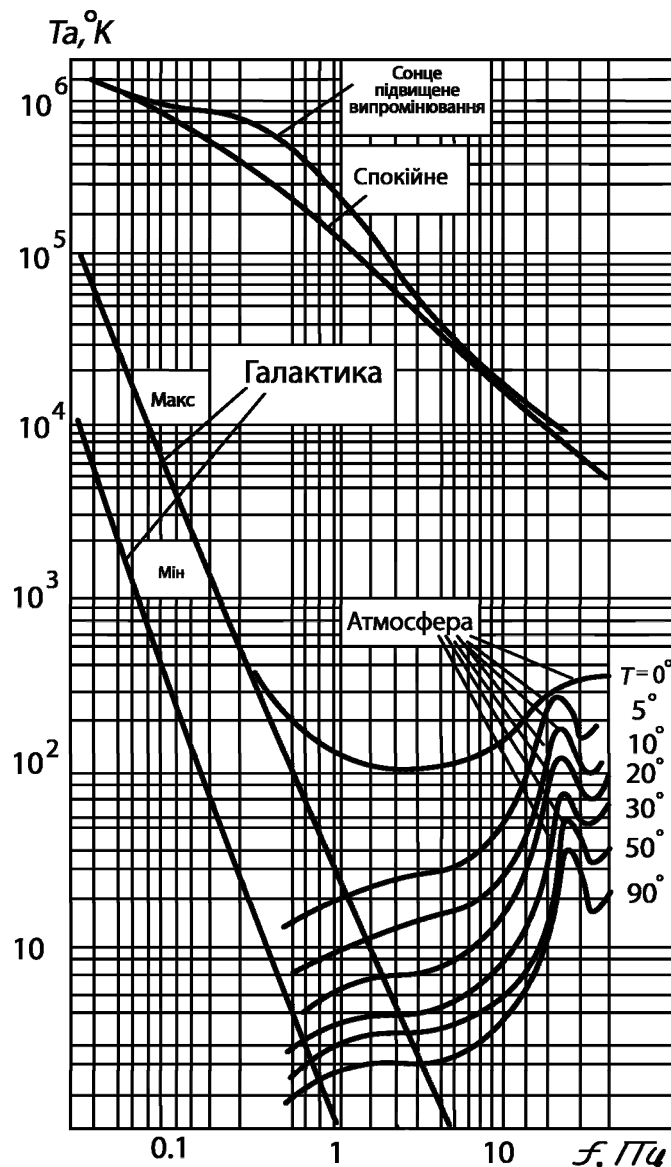


Рисунок 5.2. Частотна залежність шумової температури Галактики, Сонця та атмосфери (без дощу).

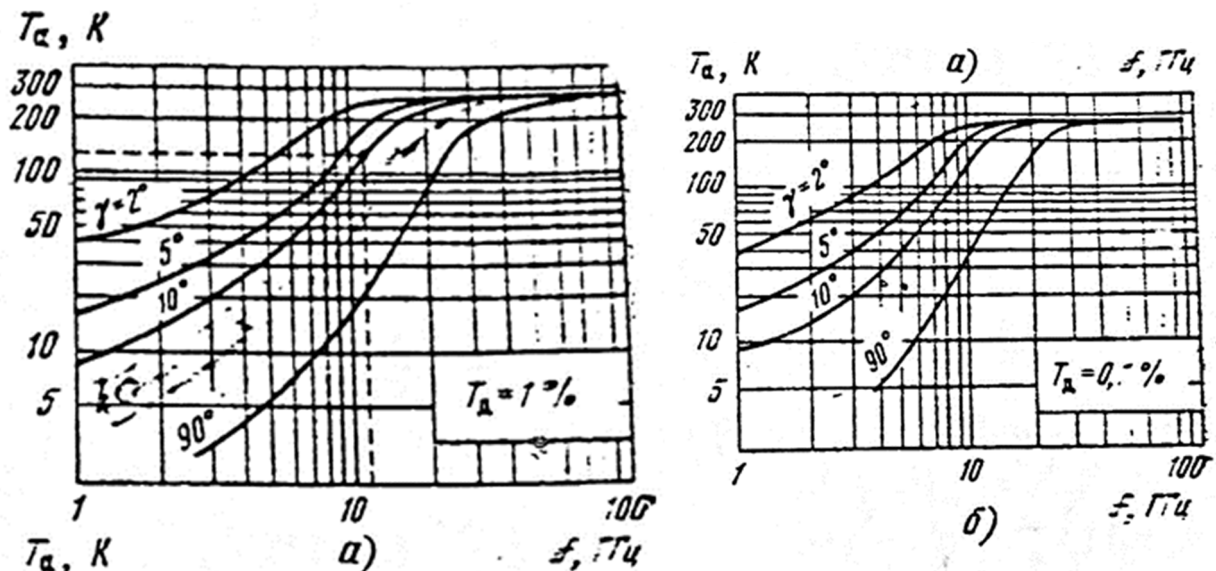


Рисунок 5.3. Частотна залежність шумової температури атмосфери без дощу та із врахуванням дощу.

Домашнє завдання

Задача 5.1. Температура антени $T_A = 300$ К. Знайти потужність та $U_{\text{ш}}$ на вході телевізора (відомо, що $R_{\text{вх тел}} = 75$ Ом, смуга частот одного аналогового каналу 8 МГц).

Розв'язок. Розрахуємо потужність шумів

$$P_{\text{ш}} = \frac{\bar{e}_{\text{ш}}^2}{R_A + R_{\text{вх тел}}^2} \cdot R_{\text{вх тел}} = \frac{\bar{e}_{\text{ш}}^2}{4R_{\text{вх тел}}} = kT_A \Delta f =$$

$$= 1,38 \times 10^{-23} \times 300 \times 8 \times 10^6 = 3,3 \times 10^{-14} [\text{Вт}].$$

Визначимо входну напругу шумів

$$U_{\text{вх тел}} = \sqrt{2 \cdot 75 \cdot 3,3 \cdot 10^{-14}} = 2,24 \cdot 10^{-6} [\text{В}].$$

Задача 5.2. Маємо два джерела шуму: зовнішнє і внутрішнє (схема 2 на рис. 5.4). Необхідно знайти сумарну шумову температуру антени $T_{A_{1-1}}$.

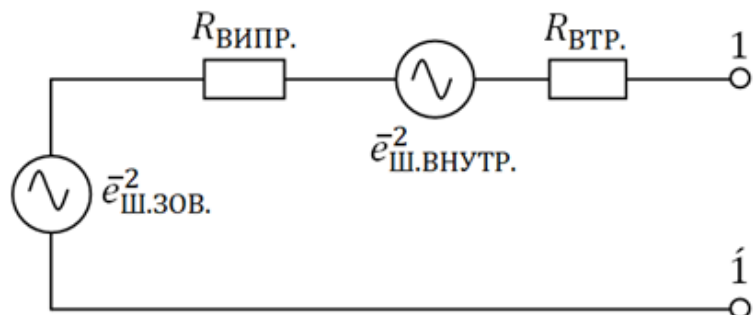


Рисунок 5.4. Еквівалента Схема 2.

Розв'язок. Відомо, що потужності шумів складаються, тоді

$$\bar{e}_{ш\Sigma}^2 = 4kT_A R_A \Delta f = 4kT_{A \text{ випр}} R_{\text{випр}} \Delta f + 4kT_{A \text{ внутр втрат}} R_{\text{втрат}} \Delta f.$$

Звідси визначимо

$$T_{A_{1-1}} = \underbrace{\frac{R_{\text{випр}}}{R_{\text{випр}} + R_{\text{втрат}}}}_{\eta} \cdot T_{A \text{ випр}} + T_{A \text{ внутр втрат}} \cdot \frac{R_{\text{втрат}} + R_{\text{випр}} - R_{\text{випр}}}{R_{\text{випр}} + R_{\text{втрат}}} =$$

$$= T_{A \text{ випр}} \cdot \eta + T_{A \text{ внутр втрат}} (1 - \eta).$$

Якщо додати в Схему 2 кабель зниження (індекс "к"), що має певні втрати, то отримаємо схему 3 (рис. 5.5), яка характеризує потужність шуму на вході приймача з урахуванням кабелю зниження

$$\bar{e}_{ш2-2'}^2 = \bar{e}_{ш1-1'}^2 + \bar{e}_{шк}^2 = 4k \left[T_{A \text{ випр}} \cdot \eta_A + T_{A \text{ внутр втрат}} (1 - \eta_A) \right] \Delta f \cdot \underbrace{\frac{R_{1-1'}}{R_{A \text{ випр}} + R_{A \text{ втрат}}}}_{\eta_{\text{сист}}} +$$

$$+ 4kT_{A \text{ к}} R_{\text{втрат к}} \Delta f.$$

Звідси визначимо

$$T_{A_{2-2'}} = \left(T_{A \text{ випр}} \cdot \eta_A + T_{A \text{ внутр втрат}} (1 - \eta_A) \right) \cdot \left(\frac{R_{A_{1-1'}}}{R_{A_{1-1'}} + R_{\text{втрат к}}} \right)_{\eta_{\text{сист}}} + T_{A \text{ к}} (1 - \eta_{\text{сист}}),$$

де

$$\eta_{\text{сист}} = \frac{R_{\text{випр}} + R_{A \text{ втрат}}}{R_{\text{випр}} + R_{A \text{ втрат}} + R_{\text{втрат к}}}, \quad R_{2-2'} = R_{\text{випр}} + R_{A \text{ втрат}} + R_{\text{втрат к}}.$$

Знайдені формули дають можливості відповісти на запитання: де ставити малопотужний підсилювач, в перерізі 1-1' чи 2-2'.

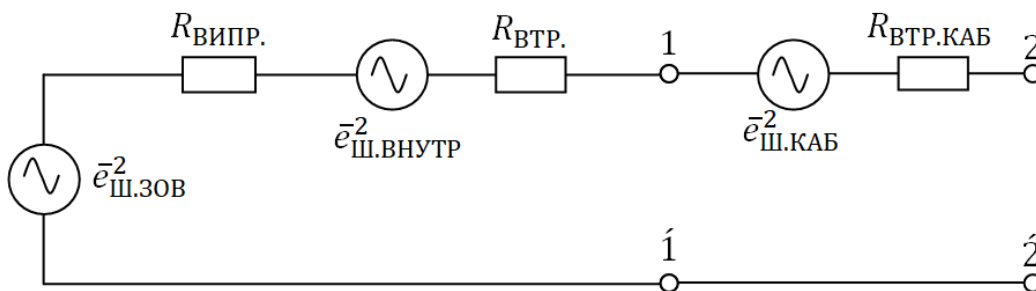


Рисунок 5.5. Еквівалента Схема 3.

Домашнє завдання

Дати відповідь і пояснити де вмикати підсилювач? Біля телевізора чи антени?

Розділ 3. Теорія і характеристики симетричного вібратора (СВ)

Лекція 6. Симетричний вібратор

6.1. Симетричний вібратор – визначення. Принцип Кірхгофа-Гюйгенса

Симетричний вібратор (СВ) (рис. 6.1) є відрізок провідника довжиною $2l$, вздовж якого тече струм, величина і напрямки якого в будь-яких 2-х точках (z) і $(-z)$, симетричних відносно середини однакова (однакові) (рис. 6.2а,б).

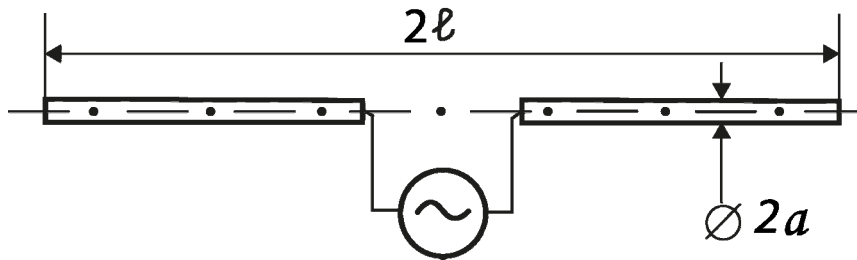


Рисунок 6.1. Симетричний вібратор.

Він застосовується, як окрема антена з невеликою направленістю, а також, як елемент більш складних антен (хвильовий канал, логоперіодична антена, антена решітка).

Для того, щоб знайти поле випромінювання СВ, необхідно знайти:

- 1) закон розподілу струму вздовж його довжини;
- 2) розбити його на елементарні електричні випромінювачі і згадати, що поле випромінювання елементарного електричного вібратора в дальній зоні дорівнює:

$$dE_{\theta} = j \frac{Idz}{2r\lambda} Z_{\text{xb}} \sin \theta e^{-jkz}; \quad (6.1)$$

- 3) використавши принцип суперпозиції, знайти сумарне поле в будь-якій точці дальньої зони, як суму полів випромінювання елементарних випромінювачів (Принцип Кірхгофа-Гюйгенса).

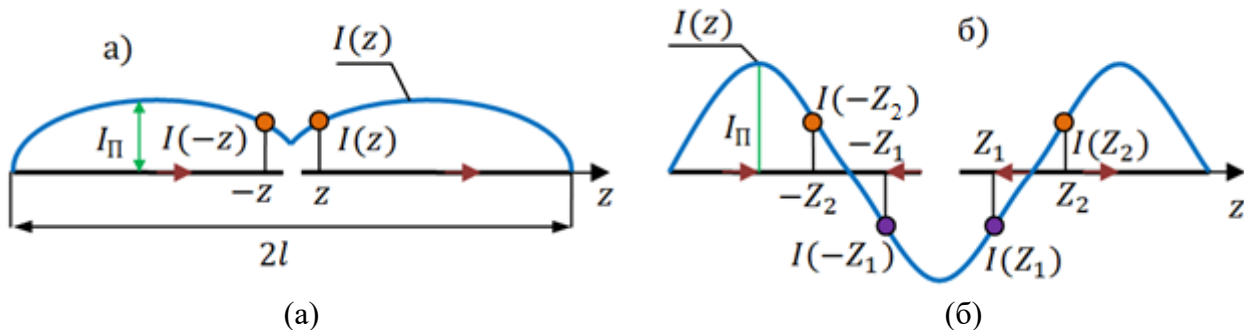


Рисунок 6.2. Розподіл поля в СВ.

6.2. Розподіл струму та заряду за довжиною симетричного вібратора

Для знаходження закону розподілу струму за довжиною вібратора можна скористатись електродинамічним підходом.

При інженерному підході користуються наближенням теорії довгих ліній, згідно з яким струм в симетричному вібраторі рахують таким, як в двопровідній лінії довжиною l з холостим ходом на кінці (вертикальна частина рис. 6.3). Симетричний вібратор довжиною $2l$ отримаємо розвернувши провідники двопровідної лінії вправо і вліво на 90° .

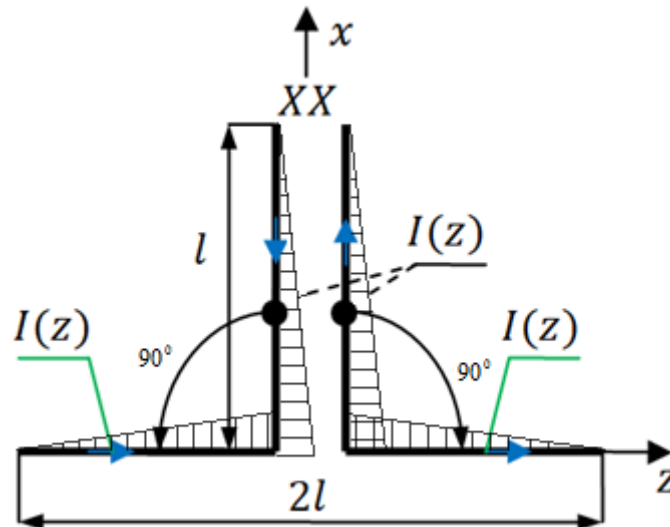


Рисунок 6.3. Струми в симетричному вібраторі згідно з теорією довгих ліній.

А тому запишемо

$$I(z) = I_{\pi} \cdot \sin[k(l - |z|)]. \quad (6.2)$$

На кінцях вібратора згідно з граничними умовами $I(l) = 0; k = \frac{2\pi}{\lambda}$.

За відомим струмом знаходимо розподіл заряду, якщо $I(t)$ і $Q(t)$ – гармонічні:

$$\begin{cases} I(t) \sim e^{j\omega t} \\ Q(t) \sim e^{j\omega t} \end{cases}, \text{ то скориставшись:}$$

$$\operatorname{div} \vec{j} = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \Rightarrow \frac{\partial I(z) \cdot e^{j\omega t}}{\partial z} = -\frac{\partial Q(z) e^{j\omega t}}{\partial t}, \quad (6.2a)$$

де

$$\begin{cases} I(z) - \text{струм в перерізі } z \\ Q(z) - \text{заряд, що приходить на одиницю довжини в перерізі } z \end{cases}$$

Послідовно знаходимо $\frac{\partial Q(t)}{\partial t}$ і $\frac{\partial I(z)}{\partial z}$,

$$\begin{cases} \frac{\partial Q(t)}{\partial t} = j\omega Q(z)e^{j\omega t} \\ \frac{\partial I(z)}{\partial z} = -kI_{\Pi} \cdot \cos[k(l - |z|)]e^{j\omega t} \end{cases}$$

Вставимо їх в (6.2а): $kI_{\Pi} \cdot \cos[k(l - |z|)]e^{j\omega t} = j\omega Q(z) \cdot e^{j\omega t}$. Одержимо

$$Q(z) = j \frac{kI_{\Pi}}{\omega} \cos[k(l - |z|)]. \quad (6.3)$$

Графічна інтерпретація законів розподілу $I(z)$ та $Q(z)$ для симетричних і несиметричних вібраторів різної довжини, приведена на рис. 6.4.

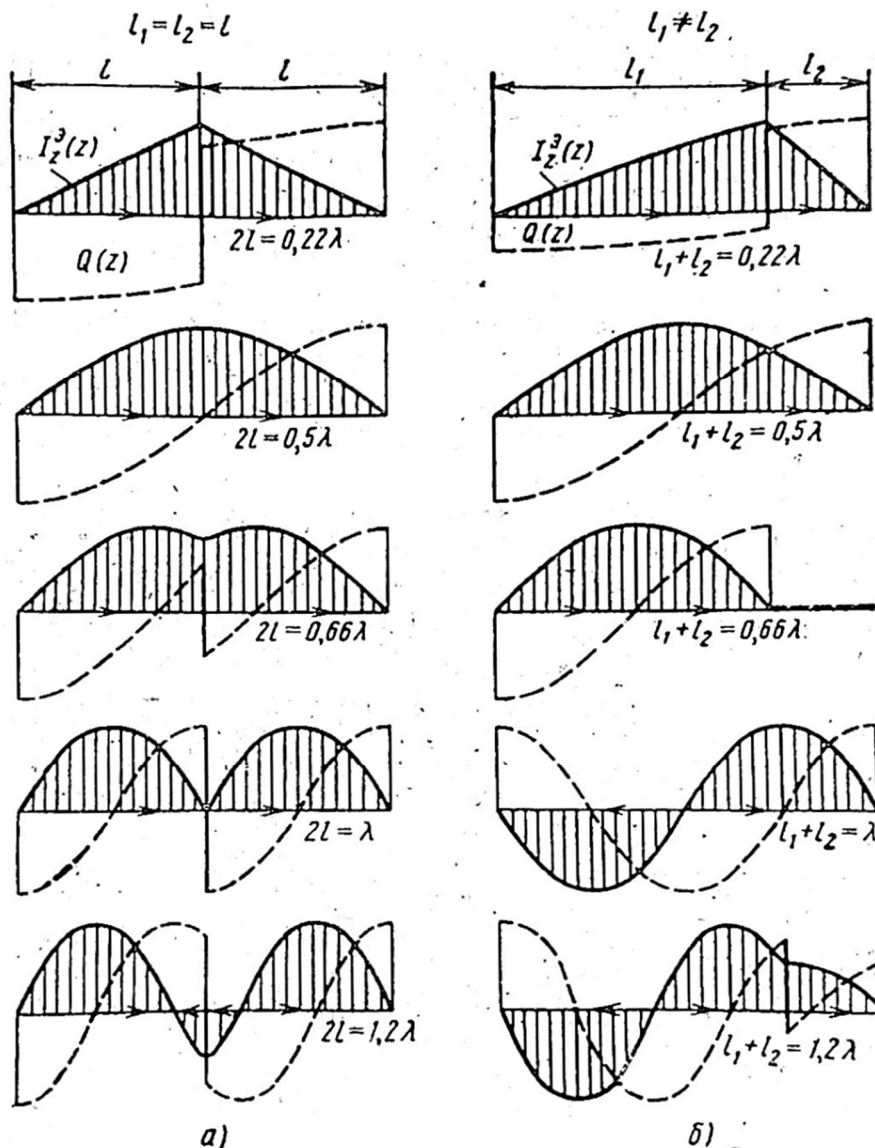


Рисунок 6.4. Графічна інтерпретація розподілу $I(z)$ і $Q(z)$ для симетричного (а) і несиметричного вібратора (б).

Аналіз приведених графіків дозволяє зробити наступні висновки:

1. На кінцях вібратора вузли струму і пучності заряду. На відстані $\lambda/4$ від кінців вібратора пучності струму і вузли заряду.
2. Струм і заряд зсунуті по фазі на 90° (в часі і просторі).
3. Фаза струму і заряду при проходженні через О змінюється на 180° .
4. Струм в місці живлення неперервний; заряд – неперервний, або має скачок (п.п. 1-4 стосуються симетричних вібраторів).
5. В несиметричних вібраторах пучності струмів і зарядів на різних плечах різні і їх співвідношення залежить від l_1 / l_2 ,

$$\frac{I_{n1}}{I_{n2}} = \frac{Q_{n1}}{Q_{n2}} = \frac{\sin(kl_2)}{\sin(kl_1)}. \quad (6.4)$$

При $l_1 \approx 0,5\lambda$, $l_2 \neq 0,5\lambda$ струми і заряди в будь-якій точці плеча l_2 дорівнюють нулю. Наприклад, для випадку $l_1 + l_2 = 0,66\lambda$ розподіл представлений на рис. 6.2б.

6.3. Поле випромінювання симетричного вібратора в дальній зоні. Його аналіз

Симетричний вібратор (рис. 6.5) орієнтований вздовж осі Z і його центр знаходиться в точці $Z = 0$.

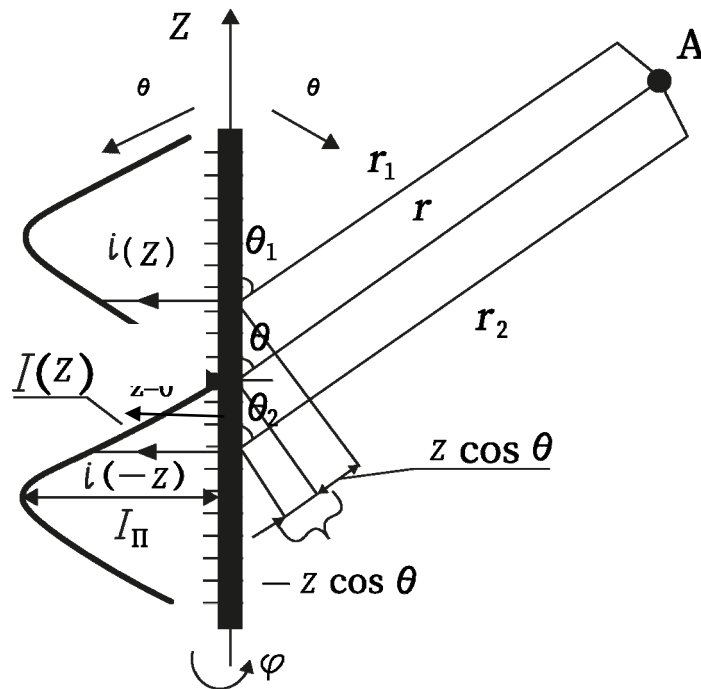


Рисунок 6.5. Симетричний вібратор.

Для знаходження поля випромінювання СВ в дальній зоні скористаємось принципом Кірхгофа-Гюйгенса. Для цього поділимо його на елементарні електричні випромінювачі (рис. 6.5). Поле в т. А дальньої зони знаходимо, як

суму полів випромінювання всіх елементарних випромінювачів. Поле, що збуджують в т. A елементарні випромінювачі i -й та $-i$ -й, які знаходяться в точках Z і $(-Z)$ симетрично $Z = 0$. запишемо, як поля випромінювання елементарних електричних випромінювачів

$$\begin{aligned} i \Rightarrow dE_i &= j \frac{I(z) dz}{2r_1 \lambda} Z_{\text{xb}} \sin \theta_1 e^{-jkr_1}, \\ -i \Rightarrow dE_{(-i)} &= j \frac{I(-z) dz}{2r_2 \lambda} Z_{\text{xb}} \sin \theta_2 e^{-jkr_2}. \end{aligned}$$

Точки Z і $-Z$ – симетричні відносно центру вібратора. Закон розподілу струму за довжиною вібратора $I(z) = I_{\text{п}} \cdot \sin[k(l - |z|)]$ згідно з теорією довгих ліній. Так як точка A в дальній зоні, то $\theta_1 = \theta_2 = \theta$. В амплітудних множниках: $r_1 = r_2 = r$; в фазових: $r_1 = r - z \cos \theta$; $r_2 = r + z \cos \theta$.

Тоді поле в точці A , збуджене елементарними випромінювачами, що знаходяться в точках (z) і $(-z)$ дорівнює:

$$dE_{i+(-i)}^{\Sigma} = j \frac{I(z)}{2r\lambda} e^{-jkr} Z_{\text{xb}} \sin \theta \underbrace{\left[e^{jkz \cos \theta} + e^{-jkz \cos \theta} \right]}_{2 \cos(kz \cos \theta)}$$

Враховуючи, що $I(z) = I_{\text{п}} \sin k(l - z)$, знаходимо поле $E_{\Sigma A}$, що створюється симетричним вібратором.

Сумарне поле в точці A від всіх елементарних випромінювачів:

$$E_{\Sigma A}^{\text{CB}} = j \int_0^l Z_{\text{xb}} \frac{I_{\text{п}} \sin[k(l - z)] 2 \cos(kz \cos \theta) e^{-jkr}}{2r\lambda} \sin \theta dz.$$

Так як

$$\begin{aligned} 2 \sin[k(l - z)] \cos(kz \cos \theta) &= \\ &= \sin[k(l - z) + kz \cos \theta] + \sin[k(l - z) - kz \cos \theta], \end{aligned}$$

тоді

$$\begin{aligned} E_{\Sigma A}^{\text{CB}}(\theta, y) &= \frac{120\pi I_{\text{п}}}{2r\lambda} \sin \theta \cdot e^{-jkr} \times \\ &\int_0^l \{ \sin[k(l - z) + kz \cos \theta] + \sin[k(l - z) - kz \cos \theta] \} dz = \\ &= j \frac{60\pi I_{\text{п}}}{r\lambda} \sin \theta \left\{ \left(\frac{-\cos(k(l - z) + kz \cos \theta)}{-k(1 - \cos \theta)} \right) \Big|_0^l + \left(\frac{-\cos(k(l - z) - kz \cos \theta)}{-k(1 + \cos \theta)} \right) \Big|_0^l \right\} \times \\ &\times e^{-jkr} = j \frac{60\pi I_{\text{п}}}{r\lambda} \sin \theta \left\{ \frac{[\cos(kl \cos \theta) - \cos(kl)](1 + \cos \theta)}{k \sin^2 \theta} + \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{[\cos(kl \cos \theta) - \cos(kl)](1 - \cos \theta)}{k \sin^2 \theta} \Big\} \cdot e^{-jkr} = \\
 & = j \frac{60\pi I_{\text{п}}}{r\lambda} \cdot \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \sin \theta \cdot 2 \cdot \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos(kl)}{\sin^2 \theta} \cdot e^{-jkr} = \\
 & = j \frac{60\pi I_{\text{п}}}{r\lambda} \cdot e^{-jkr} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos(kl)}{\sin^2 \theta}.
 \end{aligned}$$

Отже, в результаті одержимо

$$E_{\Sigma A}^{\text{CB}} = j \frac{60I_{\text{п}}}{r} e^{-jkr} \left[\frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos(kl)}{\sin \theta} \right]. \quad (6.5)$$

Висновки:

1. Фаза напруженості електричного поля в дальній зоні не залежить від кутів θ, φ (напрямку). Тому СВ має фазовий центр, який знаходиться в його середині. Фазовий центр є точка з якої випромінюються сферичні ЕМ хвилі. Антена має фазовий центр, якщо еквіфазна поверхня – сфера.
2. Випромінювання СВ не залежить від кута φ , а значить в площині H антена є ненаправленою.
3. В напрямку осі вібратора поле випромінювання $= 0$.
4. Форма ДС в E площині залежить від l/λ .
5. Нормована φ -я направленості визначається:

$$F(\theta, \varphi) = \left[\frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos(kl)}{\sin \theta (1 - \cos(kl))} \right]. \quad (6.6)$$

Діаграми спрямованості СВ для різних значень $l/\lambda = 0,25; 0,5; 0,625; 0,75; 1; 1,5$ приведені на рис. 6.6. Їх аналіз показує, що однопелюсткова ДС у вигляді тора формується при $l/\lambda \leq 0,5$. При подальшому збільшенні довжини вібратора ширина головної пелюстки зменшується і з'являються бокові пелюстки. До $l/\lambda = 0,625$ направлені властивості вібратора збільшуються. Тому на практиці застосовуються вібратори у яких $l/\lambda < 0,7$. В дійсності ДС СВ вібратора залежить не тільки від l/λ , а і від a/λ , де a – радіус вібратора. На рис. 6.5 приведені ДС для синусоїдального розподілу струму вздовж вібратора (штрихові лінії) і розподілу, отриманого більш точними методами (суцільна лінія).

Додамо: при збільшенні діаметра вібратора, його широкосмуговість збільшується. Цікаво одночасно проаналізувати ДС симетричного вібратора (рис 6.6) і розподіл струму за довжиною СВ (рис 6.4). (Домашнє завдання).

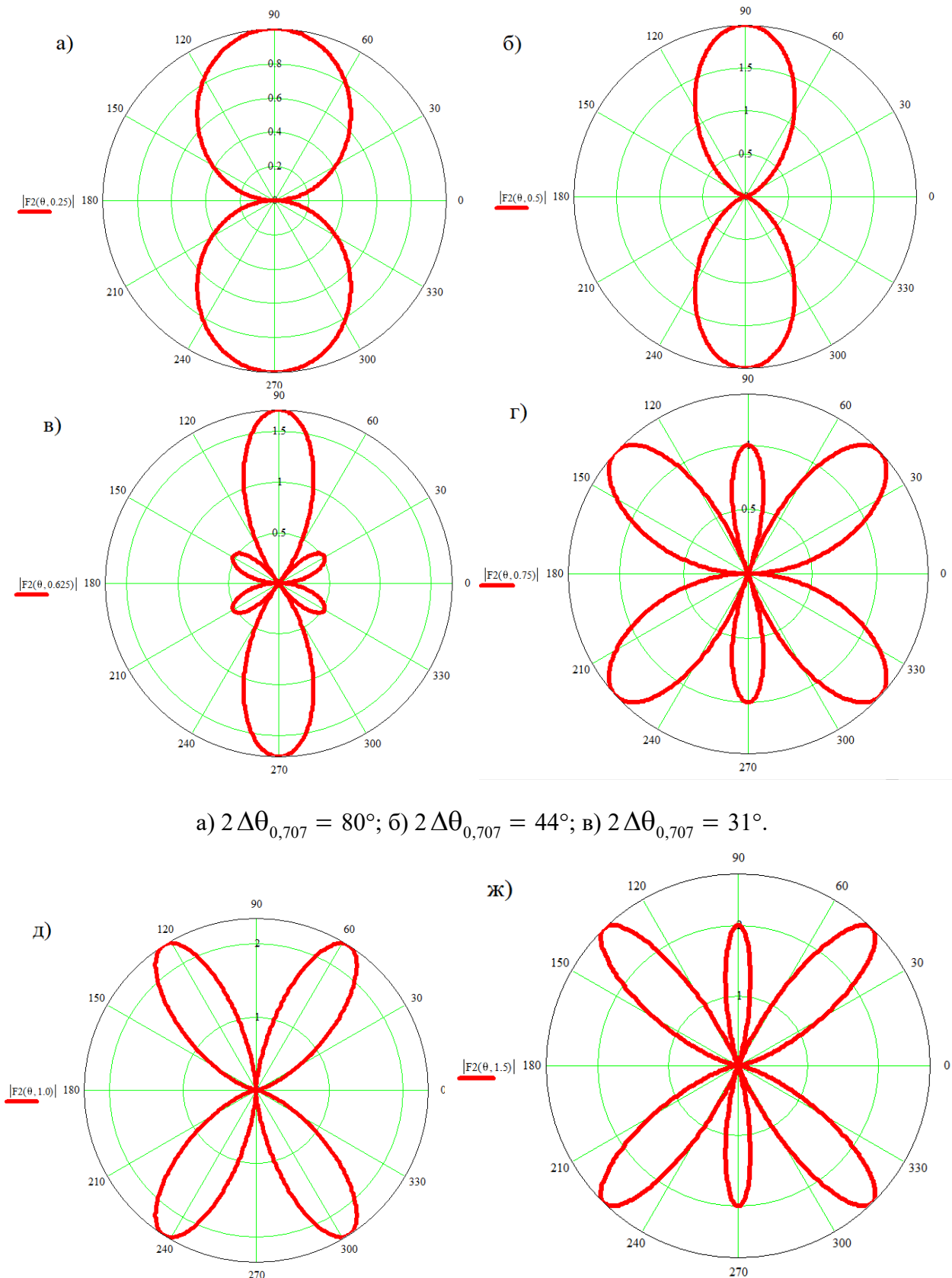


Рисунок 6.6. Діаграми спрямованості СВ при $l/\lambda = 0,25$ (а), $0,5$ (б), $0,625$ (в), $0,75$ (г), 1 (д), $1,5$ (ж), $\Delta\theta_{0,707}$ – ширина головних пелюсток ДС для трьох варіантів довжин вібраторів ($l/\lambda = 0,25; 0,5; 0,625$).

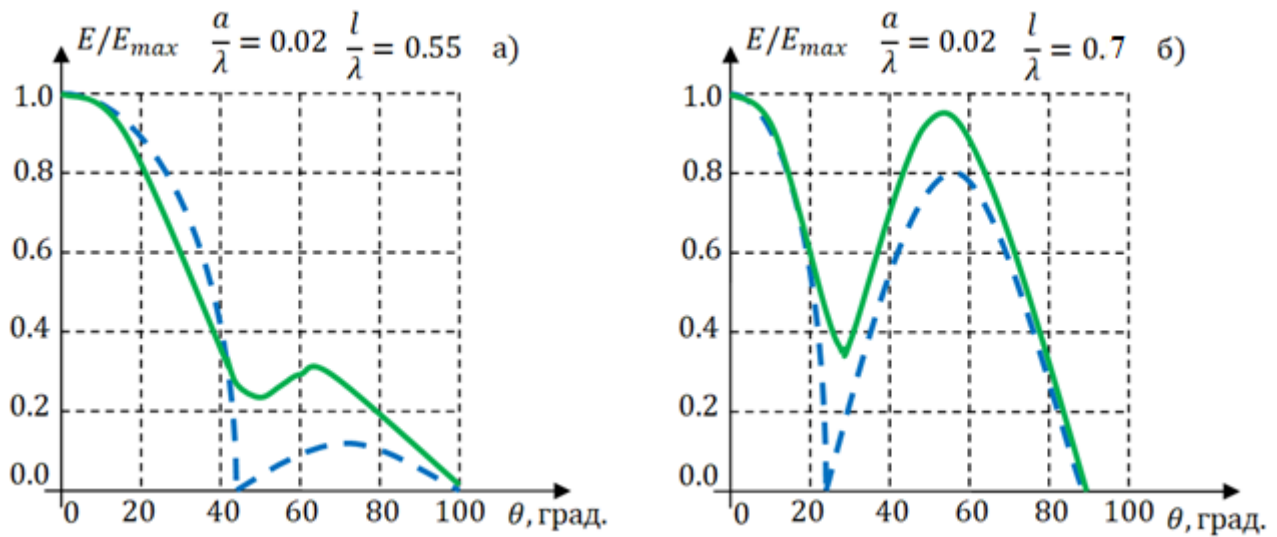


Рисунок 6.7. Діаграми спрямованості СВ з синусоїдальним розподілом струму вздовж вібратора та отриманому більш точно.

Лекція 7. Характеристики і параметри симетричного вібратора

7.1. Опір випромінювання

Згідно з визначенням опору випромінювання

$$R_{\text{випр}}^{\pi} = \frac{2P_{\text{випр}}}{I_{\pi}^2}. \quad (7.1)$$

Знайдемо його:

$$\begin{aligned} R_{\text{випр}} &= \frac{2 \oint_S \vec{\Pi}_{\text{сеп}}(\theta, \varphi) d\vec{S}}{I_{\pi}^2} = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{|E|_{\text{св}}^2(\theta, \varphi)}{120\pi} \cdot \frac{r^2 \sin \theta d\theta d\varphi}{I_{\pi}^2} \Rightarrow \\ \dot{E}_{\text{св}}(\theta, \varphi) &= j \frac{60 I_{\pi}}{r} \left[\frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos(kl)}{\sin \theta} \right] e^{-jkr} \\ \Rightarrow \frac{60^2 \cdot I_{\pi}^2}{120\pi I_{\pi}^2 r^2} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{r^2 \sin \theta [\cos(kl \cos \theta) - \cos(kl)]^2}{\sin^2 \theta} d\theta d\varphi &= \\ &= 60 \int_0^{\pi} \frac{[\cos(kl \cos \theta) - \cos(kl)]^2}{\sin \theta} d\theta. \end{aligned}$$

В результаті опір випромінювання симетричного вібратора

$$R_{\text{випр}} = 60 \int_0^{\pi} \frac{[\cos(kl \cos \theta) - \cos(kl)]^2}{\sin \theta} d\theta. \quad (7.2)$$

Для наглядності $R_{\text{випр}}(l/\lambda)$ показаний графічно на рис. 7.1.

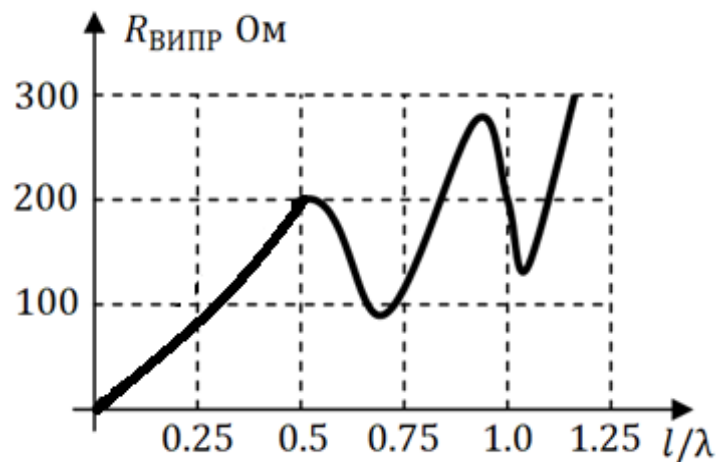


Рисунок 7.1. $R_{\text{випр}}$ як функція відносної довжини вібратора.

Як видно з рис. 7.1, із збільшенням l/λ , поки струм вздовж вібратора одного напрямку, $R_{\text{випр}}$ зростає. При появі протифазного струму, при зростанні довжини вібратора $R_{\text{випр}}$ падає. І далі ця закономірність повторюється.

Якщо довжина вібратора:

- $0,5\lambda$ то $R_{\text{випр}} = 73,1 \text{ Ом}$.
- λ то $R_{\text{випр}} \approx 200 \text{ Ом}$.
- $1,5\lambda$ то $R_{\text{випр}} \sim 86 \text{ Ом}$.

Так як вібратори довжиною $0,5\lambda$ та $1,5\lambda$ мають близькі $R_{\text{випр}}$ – це використовується для створення антен, що працюють в 2-х діапазонах довжин хвиль.

Потужність випромінювання можна виразити по різному

$$P_{\text{випр}} = \frac{I_{\text{п}}^2 R_{\text{випр}}^{\text{п}}}{2} = \frac{I_{\text{вх}}^2 R_{\text{вх}}}{2}.$$

Використовуючи:

$$I(z) = I_{\text{п}} \cdot \sin[k(l - |z|)],$$

$$I_{\text{вх}} = I(z = 0) = I_{\text{п}} \cdot \sin[kl],$$

знайдемо зв'язок між $R_{\text{вх}}$ і $R_{\text{випр}}^{\text{п}}$:

$$I_{\text{п}}^2 R_{\text{випр}}^{\text{п}} = I_{\text{п}}^2 \sin^2[kl] R_{\text{вх}} \Rightarrow R_{\text{вх}} = \frac{R_{\text{випр}}^{\text{п}}}{\sin^2[kl]}.$$

Співвідношення між $R_{\text{вх}}$ та $R_{\text{випр}}$ можна використовувати лише при $l < \lambda$.

7.2. Коефіцієнт направленої дії

За визначенням

$$\text{КНД}_{\text{СВ}}^{\text{max}} = \frac{\Pi_{\text{сер max}}(\theta, \varphi)}{\Pi_{\text{усер}}(\theta, \varphi)}. \quad (7.3)$$

Визначимо складові

$$\Pi_{\text{сер max}}^{\text{СВ}} = \frac{1}{2} \frac{|E|_{\text{СВ}}^2 \left(\theta = \frac{\pi}{2} \right)}{120\pi} = \frac{1}{2} \frac{60^2 I_{\text{п}}^2 (1 - \cos kl)^2}{120\pi r^2},$$

$$\Pi_{\text{усер}} = \frac{P_{\text{випр}}^{\text{СВ}}}{4\pi r^2} = \frac{1}{2} \frac{I_{\text{п}}^2 R_{\text{випр}}^{\text{п}}}{4\pi r^2}.$$

В результаті отримаємо $\text{КНД}_{\text{СВ}}(l/\lambda)$

$$\text{КНД}_{\text{СВ}}(l/\lambda) = \frac{1}{2} 60^2 \frac{I_{\text{п}}^2 (1 - \cos kl)^2 4\pi r^2}{120\pi r^2 \frac{1}{2} I_{\text{п}}^2 R_{\text{випр}}^{\text{п}}} = \frac{120(1 - \cos kl)^2}{R_{\text{випр}}^{\text{п}}}. \quad (7.4)$$

Графічно це буде так (рис. 7.2).

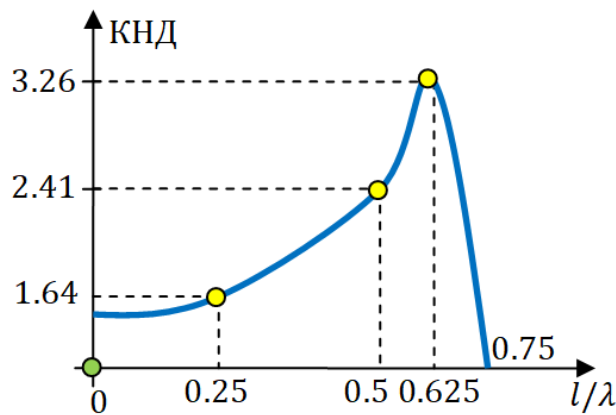


Рисунок 7.2. Коефіцієнт направленої дії симетричного вібратора як функція l/λ .

Корисно знати:

- $2l = 0,5 \lambda$ КНД = 1,64 (2,15 дБ);
- $2l = \lambda$ КНД = 2,41 (3,82 дБ);
- $2l = 1,25 \lambda$ КНД = 3,36 (5,26 дБ).

Елементарний електричний випромінювач має КНД = 1,5 в разях (1,76 дБ).

7.3. Вхідний опір симетричного вібратора

За визначенням

$$Z_{\text{вх}}^{\text{CB}}(f) = \frac{\dot{U}_{\text{вх}}(f)}{\dot{I}_{\text{вх}}(f)}. \quad (7.5)$$

Вхідний опір визначає характеристику узгодження СВ. Тому що

$$\dot{\rho} = \frac{\dot{Z}_{\text{вх А}} - Z_{\text{хв}}}{\dot{Z}_{\text{вх А}} + Z_{\text{хв}}}.$$

Для його визначення в інженерній практиці користуються методом еквівалентних схем, згідно з яким симетричному вібратору ставлять у відповідність еквівалентну лінію з розподіленими і зосередженими параметрами. По суті це відрізок довгої лінії довжиною l з втратами, розімкнутої на кінці, хвильовий опір якої $Z_{\text{хв}}$ і постійна поширення $\gamma = \beta' - j\alpha$ (рис. 7.3).

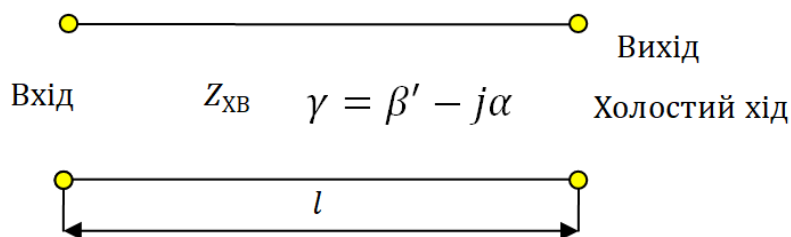


Рисунок 7.3. Еквівалентна схема.

Умови еквівалентності розімкнутої довгої лінії і СВ сформулюємо наступним чином:

1. Довжина відрізка довгої лінії і плече СВ рівні;
2. Повна потужність втрат в схемі заміщення і потужність випромінювання вібратора на всіх частотах рівні;
3. Хвильовий опір еквівалентної лінії для вібратора з довжиною плеча l і радіусом провідника a визначається за формулою Щелкунова:

$$Z_{\text{хв}} = 120 \ln \left(\frac{2l}{a} - 1 \right). \quad (7.6)$$

Структура її схожа на $Z_{\text{хв}}$ двопровідної лінії.

4. Еквівалентний коефіцієнт фази β' менше хвильового числа β вільного простору, в якому знаходиться вібратор, на $(3 \dots 20)\%$ в залежності від l/a і l/λ ; $\beta' = \beta \xi$.

Для отримання формули $Z_{\text{вх}}$ СВ, виходячи із вище вказаного, представимо СВ (рис. 7.4) довжиною $2l$, струм якого $I(z)$ в вигляді відрізка двопровідної лінії довжиною l з холостим ходом в кінці лінії, в яку на відстані $\lambda/4$ від кінця лінії ввімкнені опори $R_{\text{випр}}^{\text{II}} / 2$, які характеризують втрати в ній (рис. 7.5а).

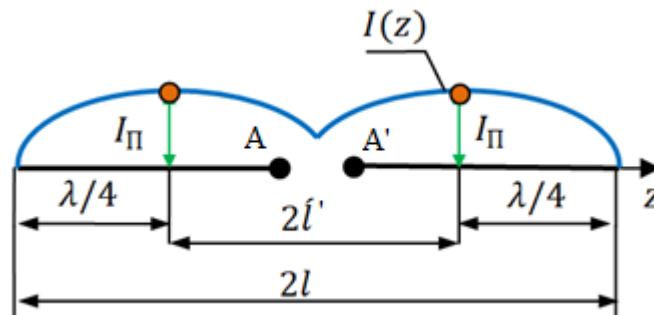


Рисунок 7.4. Схема СВ.

Потужність втрат в лінії і еквівалентна потужність випромінювання СВ рівні. Згідно теорії ДЛ (рис. 7.5а) переходимо до схеми (рис. 7.5б). Вхідний опір схеми рис. 7.5б і є вхідним опором СВ.

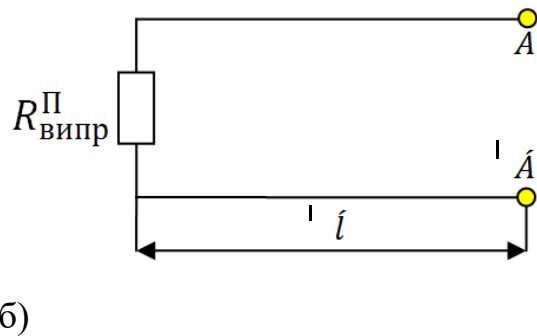
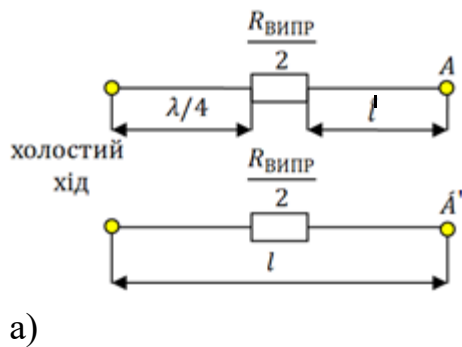


Рисунок 7.5. Еквівалентні схеми СВ.

Вхідний опір довгої лінії довжиною l' при відомому навантаженні дорівнює:

$$\dot{Z}_{\text{вх}AA'}(l') = \frac{\dot{U}_{AA'}(l')}{\dot{I}_{AA'}(l')} = \frac{\dot{U}_{\text{н}} \cos(\beta' l') + j \dot{I}_{\text{н}} Z_{\text{хв}} \sin(\beta' l')}{\dot{I}_{\text{н}} \cos(\beta' l') + j \frac{\dot{U}_{\text{н}}}{Z_{\text{хв}}} \sin(\beta' l')}. \quad (7.7)$$

Враховуючи, що $l = l' + \frac{\lambda}{4}$ і $\frac{\dot{U}_{\text{н}}}{\dot{I}_{\text{н}}} = R_{\text{випр}}^{\text{п}}$, маємо:

$$\begin{aligned} Z_{\text{вх}}(l) &= \frac{\underbrace{\dot{U}_{\text{н}} \cos\left(\beta' l - \frac{\pi}{2}\right)}_{\sin(\beta' l)} + j \underbrace{\dot{I}_{\text{н}} Z_{\text{хв}} \sin\left(\beta' l - \frac{\pi}{2}\right)}_{-\cos(\beta' l)}}{\dot{I}_{\text{н}} \sin(\beta' l) - j \frac{\dot{U}_{\text{н}}}{Z_{\text{хв}}} \cos(\beta' l)} = \frac{Z_{\text{хв}} \left[\sin(\beta' l) - j \frac{Z_{\text{хв}}}{R_{\text{випр}}^{\text{п}}} \cos(\beta' l) \right]}{\frac{Z_{\text{хв}}}{R_{\text{випр}}^{\text{п}}} \sin(\beta' l) - j \cos(\beta' l)} = \\ &= Z_{\text{хв}} \frac{\frac{R_{\text{випр}}^{\text{п}}}{Z_{\text{хв}}}}{\underbrace{\sin^2(\beta' l) + \left(\frac{R_{\text{випр}}^{\text{п}}}{Z_{\text{хв}}}\right)^2 \cos^2(\beta' l)}_{R_{\text{вх}}(l)}} - j \frac{\frac{Z_{\text{хв}}}{2} \sin(2\beta' l) \left[1 - \left(\frac{R_{\text{випр}}^{\text{п}}}{Z_{\text{хв}}}\right)^2 \right]}{\underbrace{\sin^2(\beta' l) + \left(\frac{R_{\text{випр}}^{\text{п}}}{Z_{\text{хв}}}\right)^2 \cos^2(\beta' l)}_{X_{\text{вх}}(l)}}. \end{aligned}$$

В загальному випадку $\dot{Z}_{\text{вх}}(l)$ – комплексний:

- Для півхвильового вібратора $2l = \lambda/2 \Rightarrow \dot{Z}_{\text{вх}} = R_{\text{вх}} = R_{\text{випр}}^{\text{п}} = 73 \text{ Ом}$ (він активний якщо $\beta = \beta'$.)
- Для хвильового $2l = \lambda \Rightarrow \dot{Z}_{\text{вх}} = R_{\text{вх}} = \frac{\dot{Z}_{\text{хв}}^2}{R_{\text{випр}}^{\text{п}}}$, він також активний,

якщо $l/a = 100$, то $Z_{\text{хв}} = 120 \ln[(100-1)] \approx 433 [\text{Ом}]$, $R_{\text{вх}} \approx 937 [\text{Ом}]$.

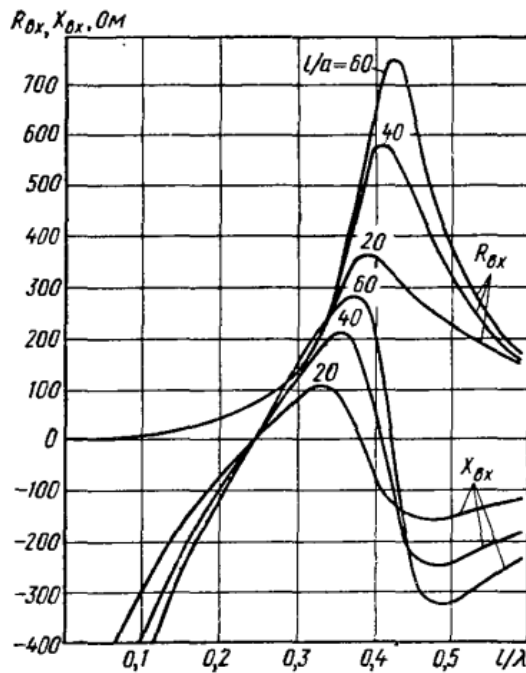
Графічні залежності активної і реактивної складових $\dot{Z}_{\text{вх}}$ функції l/λ для декількох значень a/λ (a – радіус вібратора) приведені на рис. 7.6а ($\beta = \beta'$) і рис. 7.6б ($\beta \neq \beta'$). Їх аналіз показує:

1) при зміні l/λ від 0 до 0,6 вхідний опір має два резонанси: послідовний ($l/\lambda \approx 0,25$) і паралельний $l/\lambda \sim 0,5$;

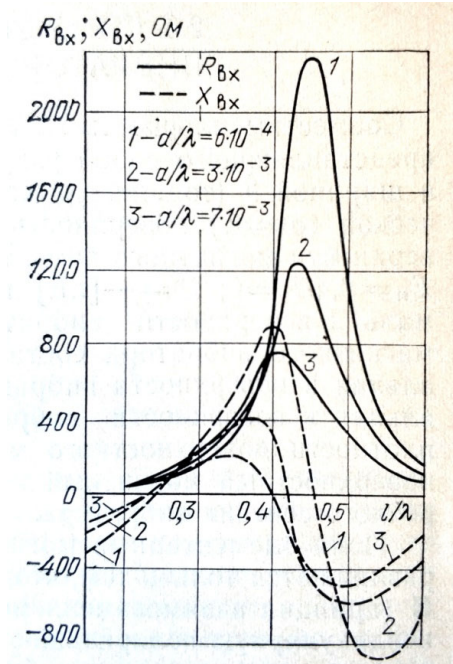
2) при збільшенні товщини вібратора резонансні $\frac{l}{\lambda}$ зменшуються;

3) частотна залежність $R_{\text{вх}}$ і $X_{\text{вх}}$ зменшується, при збільшенні товщини вібратора (тому для створення широкосмугових вібраторів їх виготовляють із “товстих” труб і т.д.).

Як показує теорія і експеримент, у тонкого вібратора загальна довжина якого $\lambda/2$, $Z_{вх} = 73,1 + j42,5$ Ом. Він має індуктивний характер. При збільшенні товщини вібратора довжиною $0,5\lambda$ його реактивна складова зменшується в той час, як активна майже не змінюється. Для того щоб вібратор мав вхідний опір чисто активний його довжина повинна бути $< \lambda/2$. На рис. 7.7а і рис. 7.7б приведені графіки, які дозволяють розрахувати величини укорочення вібраторів при першому і другому резонансах в залежності від товщини вібратора. При другому резонансі відносне укорочення довжини вібратора більше ніж при першому резонансі.

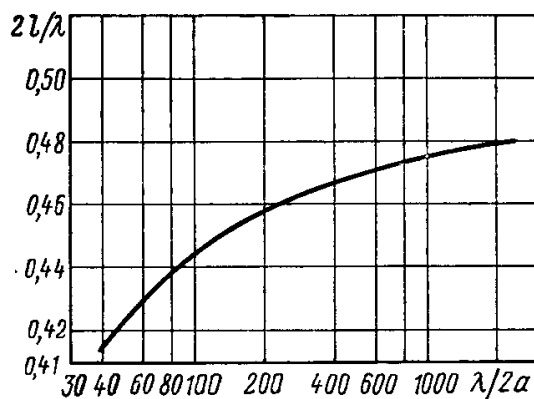


а)

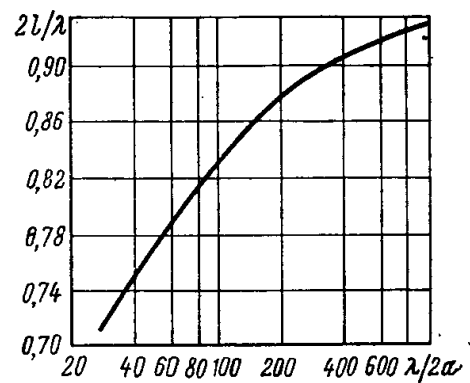


б)

Рисунок 7.6. Вхідний опір симетричного вібратора при $\beta = \beta'$ (а) і при $\beta \neq \beta'$ (б).



а)



б)

Рисунок 7.7. Резонансна довжина симетричного вібратора при першому (а) і другому (б) резонансі.

Розділ 4. Випромінювання із апертури прямокутної форми із різними законами розподілу амплітуд поля живлення на апертурі та різними законами фази поля на ній

Лекція 8. Випромінювання із апертури прямокутної форми

8.1. Поля випромінювання синфазно-збудженої апертури при довільному розподілі амплітуд полів живлення на ній

Розглянемо випромінюючу апертуру прямокутної форми з розмірами $a \times b$ (рис. 8.1).

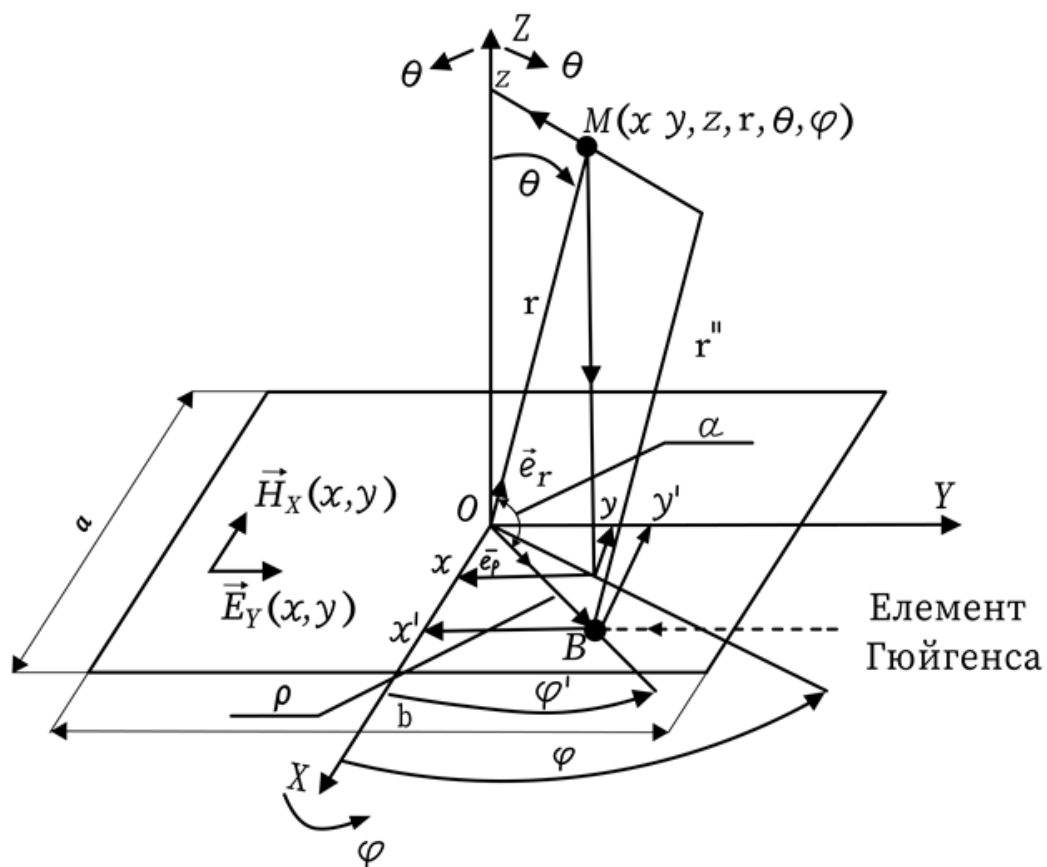


Рисунок 8.1. Випромінююча апертура прямокутної форми.

На рис. 8.1 довільна точка M знаходиться в дальній зоні. Вона має координати (x, y, z) ; і (r, θ, φ) в прямокутній і сферичній системах координат, відповідно. На апертурі в точці B , вибраний елемент Гюйгенса, що має координати $x', y', z = 0$; і $\rho, \theta = \pi/2, \varphi'$ в прямокутній та сферичній системах координат, відповідно. Точка O є центром прямокутної та сферичної систем координат, а також апертури. Відстані від центра координат до точки M і елемента Гюйгенса (точка B) – r і ρ – відповідно. Початок відліку кутів φ і φ' починається від площини XOZ . Площина ZOY відповідає кутам φ і $\varphi' = \pi/2$. На рис. 8.1 позначений кут α , $\cos$ якого дорівнює $(\vec{e}_r \cdot \vec{e}_\rho)$ скалярному добутку двох

одиничних векторів, напрямки яких співпадають з променями OM і OB . Прямокутник $a \times b$ (рис. 8.1), може бути апертурою рупорної чи лінзової антен або хвилевода прямокутного поперечного перерізу. На апертурі задане поле векторами напруженості ел. і маг. полів $\vec{E}(x, y) \parallel OY$ і $\vec{H}(x, y) \parallel OX$. В загальному випадку ці поля є функціями координат x і y . Фазовий фронт поля на апертурі плоский. Вважатимемо, що випромінююча апертура складається з елементів Гюйгенса. Вибраний на апертурі довільний елемент Гюйгенса в т. $B(x, y, z = 0, \theta = \frac{\pi}{2}, \rho, \varphi)$ збуджує в довільній точці $M(x, y, z, \theta, r, \varphi)$, яка знаходиться в дальній зоні, напруженість ел-го поля

$$d\vec{E}_M = j \frac{\vec{E}(x', y')}{2r''\lambda} (1 + \cos \theta) e^{-jkr''} dS,$$

відповідно з теорією елементарних випромінювачів.

Згідно з підходом Кірхгофа-Гюйгенса сумарне поле в точці M , яке збуджується всією апертурою, знаходиться як інтеграл по площі апертури S від поля на ній:

$$\vec{E}_\Sigma(r, \theta, \varphi)_{\text{в т. } M} = \int_S d\vec{E}_M = j \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} \frac{\vec{E}(x, y, z = 0)}{r''\lambda} \frac{1 + \cos \theta}{2} e^{-jkr''} d\vec{S}. \quad (8.1)$$

В амплітудному множнику сумарного поля $\vec{E}_{\Sigma M}$ (8.1) r'' змінюємо на r , а в фазовому множнику ($e^{-jkr''}$) $r'' = r - \rho \cos \alpha$ (згідно з визначенням дальньої зони). Знаходимо $\cos \alpha$ із скалярного добутку

$$\underbrace{\vec{e}_r \cdot \vec{e}_\rho}_{\text{одиначні вектори}} = 1 \cdot 1 \cdot \cos \alpha, \quad (8.2)$$

де

$$\begin{aligned} \vec{e}_r &= \vec{e}_x \sin \theta \cos \varphi + \vec{e}_y \sin \theta \sin \varphi + \vec{e}_z \cos \theta, \\ \vec{e}_\rho &= \vec{e}_x \cos \varphi' + \vec{e}_y \sin \varphi' + \vec{e}_z \cdot 0. \end{aligned}$$

В результаті одержимо

$$\vec{e}_r \cdot \vec{e}_\rho = \sin \theta \cos \varphi \cos \varphi' + \sin \theta \sin \varphi \sin \varphi' = \sin \theta \cos(\varphi - \varphi'). \quad (8.3)$$

Враховуючи (8.2) і (8.3) маємо $\cos \alpha = \sin \theta \cos(\varphi - \varphi')$. Тоді:

$$\vec{E}_{\Sigma M}(r, \theta, \varphi) = \frac{j}{r\lambda} \left(\frac{1 + \cos \theta}{2} \right) e^{-jkr} \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} \vec{E}(x, y, z = 0) e^{jk\rho \sin \theta \cos(\varphi - \varphi')} dx dy. \quad (8.4)$$

Із отриманого виразу (8.4) знаходимо поля випромінювання в площинах E (ZOY) ($\varphi' = \frac{\pi}{2}$) і H (ZOX) ($\varphi' = 0$):

$$\vec{E}_{\Sigma M}^{\text{“E”}}(r, \theta, \varphi) = \frac{j}{2r\lambda} (1 + \cos \theta) e^{-jkr} \iint_S \vec{E}(x, y, z=0) e^{jky \sin \theta} dx dy, \quad (8.5)$$

$$\vec{E}_{\Sigma M}^{\text{“H”}}(r, \theta, \varphi) = \frac{j}{2r\lambda} (1 + \cos \theta) e^{-jkr} \iint_S \vec{E}(x, y, z=0) e^{jkx \sin \theta} dx dy. \quad (8.6)$$

Аналіз виразів (8.5) та (8.6) дозволяє зробити наступні висновки:

1) Залежність полів випромінювання від напрямку в площинах “Е” та “Н” визначається добутком двох функцій: нормованої функції направленості елемента Гюйгенса $\left(\frac{1 + \cos \theta}{2}\right)$ та функції направленості, яку отримали за рахунок додаткової сумісної дії системи випромінювачів Гюйгенса. Цю функцію направленості знайдемо в результаті розв’язання наступних задач, коли конкретизуємо $\vec{E}(x, y, z=0)$ — поле на поверхні апертури. Її назвемо множником двовірної АР, що складаються із елементів Гюйгенса, розташованих неперервно вздовж координат X і Y .

8.2. Поля випромінювання синфазної, рівноамплітудно-збудженої апертури

Задача 1. $\underbrace{\vec{E}(x, y)}_{\text{на апертурі}(z=0)} = \vec{E}_0$. Фазовий фронт поля на апертурі – плоский.

Знаходимо поле випромінювання в площинах “Е” і “Н”.

$$\begin{aligned} \vec{E}^{\text{“E”}}(r, \theta, \varphi) &= j \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} \underbrace{\vec{E}_0 \frac{1}{r\lambda} \frac{1 + \cos \theta}{2}}_{\text{const}} e^{-jkr} e^{jky \sin \theta} dx dy = \\ &= j \frac{\vec{E}_0 a}{r\lambda} \frac{1 + \cos \theta}{2} e^{-jkr} \frac{e^{jky \sin \theta}}{jk \sin \theta} \Big|_{-b/2}^{b/2} = \\ &= j \frac{\overbrace{E_0 a \cdot b}^{\text{об'єм поля над апертурою}}}{r\lambda} \cdot e^{-jkr} \cdot \underbrace{\frac{1 + \cos \theta}{2} \cdot \frac{\sin\left(\frac{kb}{2} \sin \theta\right)}{\frac{kb}{2} \sin \theta}}_{F(\theta, \varphi)} \end{aligned} \quad (8.7)$$

$$E^{\text{H}}(r, \theta, \varphi) = j \frac{\overbrace{E_0 a \cdot b}^{\text{об'єм поля над апертурою}}}{r\lambda} \cdot e^{-jkr} \cdot \underbrace{\frac{1 + \cos \theta}{2} \cdot \frac{\sin\left(\frac{ka}{2} \sin \theta\right)}{\frac{ka}{2} \sin \theta}}_{F(\theta, \varphi)} \quad (8.8)$$

Аналіз виразів $E^{\text{E}}(r, \theta, \varphi)$ і $E^{\text{H}}(r, \theta, \varphi)$ дозволяє зробити наступні висновки:

При рівномірному розподілі поля і плоскому фазовому фронті поля живлення на апертурі:

а) амплітуда поля випромінювання пропорційна об'єму поля над апертурою ($E_0 ab$);

б) множники випромінюючої апертури в пл. “Е” і “Н” функціонально подібні $\frac{\sin(\arg)}{\arg}$, але кожен з них залежить лише від свого лінійного розміру апертури, який паралельний відповідній координаті. Arg в площині “Н” дорівнює $\frac{ka}{2} \sin \theta$, а в площині “Е” $= \frac{kb}{2} \sin \theta$. Діаграми спрямованості показані на рис. 8.2.

в) ширини головних пелюсток “за множниками випромінюючих апертур”, за напрямками нульового випромінювання знаходимо із (8.7) і (8.8):

$$\begin{cases} \text{в пл. “Е”}: \text{із } \frac{kb}{2} \sin \theta_{01} = \pi \Rightarrow \sin \theta_{01} = \frac{2\pi}{kb} \text{ і } 2\theta_{01} = \frac{2\lambda}{b} \text{ або } \frac{115^\circ \lambda}{b}, \text{ при } b \gg \lambda \\ \text{в пл. “Н”}: \text{із } \frac{ka}{2} \sin \theta_{01} = \pi \Rightarrow \sin \theta_{01} = \frac{2\pi}{ka} \text{ і } 2\theta_{01} = \frac{2\lambda}{a} \text{ або } \frac{115^\circ \lambda}{a}, \text{ при } a \gg \lambda \end{cases}$$

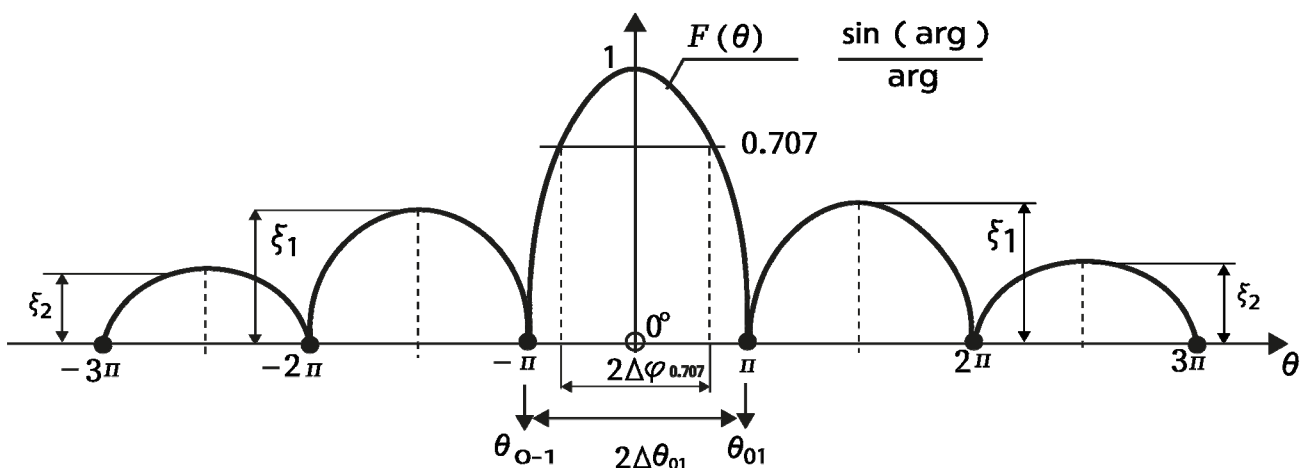


Рисунок 8.2. ДС за множниками апертури.

Відносні рівні амплітуд ξ_m бокових пелюсток за множником випромінюючих апертур знаходимо із (8.7) і (8.8)

$$\max_{(arg)} \frac{\sin(arg)}{(arg)} \frac{\text{в пл. "H"}}{\text{в пл. "E"}} \left\{ \begin{array}{l} \sin\left(\frac{ka}{2} \sin \theta\right) = 1 \\ \sin\left(\frac{kb}{2} \sin \theta\right) = 1 \end{array} \right. \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \frac{ka}{2} \sin \theta = (2m+1) \frac{\pi}{2} \\ \frac{kb}{2} \sin \theta = (2m+1) \frac{\pi}{2} \end{array} \right. \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \xi_m = \frac{1}{(2m+1) \frac{\pi}{2}}, \quad m = 1, 2, \dots \quad (8.9)$$

$$\text{звідки} \left\{ \begin{array}{l} \xi_1 = \frac{2}{3\pi} = 0,21 \text{ (або } -13,6 \text{ дБ)} \\ \xi_2 = \frac{2}{5\pi} = 0,127 \text{ (або } -17,9 \text{ дБ)} \end{array} \right.$$

де ξ_m — відносні рівні бокових пелюсток.

Лекція 9. Поля випромінювання синфазної нерівномірно-збудженої апертури

Задача 2. Амплітудний розподіл полів збудження на апертурі відповідає закону: $\vec{E}(x, y) = \vec{E}_0 \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right)$. Фазовий фронт поля на апертурі – плоский.

Знаходимо поля випромінювання в площинах “Е” і “Н”.

Поле випромінювання в площині “Е”

$$\begin{aligned} \vec{E}^{\text{“Е”}}(r, \theta, \varphi) &= \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} \frac{j e^{-jkr}}{r\lambda} \frac{1 + \cos\theta}{2} \vec{E}_0 \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right) e^{jky \sin\theta} dx dy = \\ &= \frac{j \vec{E}_0}{r\lambda} e^{-jkr} \frac{1 + \cos\theta}{2} \underbrace{\left[\frac{\sin\left(\frac{\pi}{a}x\right)}{\pi/a} \right]_{-a/2}^{a/2}}_{\frac{a}{\pi} \cdot 2} \cdot \underbrace{b \cdot \frac{\sin\left(\frac{kb}{2} \sin\theta\right)}{\frac{kb}{2} \sin\theta}}_{\int_{-b/2}^{b/2} e^{jky \sin\theta} dy} = \\ &= \frac{j}{r\lambda} \underbrace{\left[\frac{\vec{E}_0 \cdot a \cdot b \cdot 2}{\pi} \right]}_{\substack{\text{об'єм поля над} \\ \text{апертурою} \\ \text{де } \left[\frac{2}{\pi}\right] - \text{коэф. викор. площі}}} e^{-jkr} \underbrace{\left[\frac{(1 + \cos\theta) \sin\left(\frac{kb}{2} \sin\theta\right)}{2 \cdot \frac{kb}{2} \sin\theta} \right]}_{F(\theta, \varphi)}, \end{aligned} \quad (9.1)$$

де $S_d = \frac{2ab}{\pi}$ – діюча площа поверхні випромінювання.

Аналіз виразу дозволяє зробити наступні висновки:

Висновки:

1. Діюча площа апертури зменшилась в $\frac{\pi}{2}$ рази.
2. Об'єм поля над апертурою зменшився. Інші закономірності такі, як і в задачі 1.

Поле випромінювання в площині “Н”

$$\begin{aligned} E^{\text{“Н”}}(r, \theta, \varphi) &= j \frac{a \cdot b \cdot e^{-jkr}}{r\lambda} E_0 \frac{1 + \cos\theta}{2} \underbrace{\int_{-a/2}^{a/2} \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right) \cdot e^{jkx \sin\theta} dx}_I \cdot \underbrace{\int_{-b/2}^{b/2} dy}_{=b} \Rightarrow \\ I &= \int_{-a/2}^{a/2} \underbrace{\cos\left(\frac{\pi}{a}x\right)}_u \cdot \underbrace{e^{jkx \sin\theta}}_{dv} dx \text{ беремо частинами } I = u \cdot v \Big|_{-a/2}^{a/2} - \int_{-a/2}^{a/2} v du, \text{ де} \end{aligned}$$

$$\boxed{du = -\frac{\pi}{a} \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right)dx}$$

$$\boxed{v = \int e^{jkx \sin \theta} dx = \frac{1}{j \cdot k \cdot \sin \theta} e^{jkx \sin \theta}}$$

$$I = \int_{-a/2}^{a/2} \underbrace{\cos\left(\frac{\pi}{a}x\right)}_u \cdot \underbrace{e^{jkx \sin \theta}}_{dv} dx = \underbrace{\cos\left(\frac{\pi}{a}x\right) \cdot \frac{1}{j \cdot k \cdot \sin \theta} e^{jkx \sin \theta}}_{=0} \Big|_{-a/2}^{a/2} -$$

$$- \int_{-a/2}^{a/2} \frac{1}{j \cdot k \cdot \sin \theta} \frac{\pi}{a} \underbrace{\sin\left(\frac{\pi}{a}x\right)}_{u_2} \underbrace{e^{jkx \sin \theta}}_{dv_2} dx = I_1,$$

I_1 знову беремо частинами

$$I_1 = \frac{\pi}{a} \frac{1}{j \cdot k \cdot \sin \theta} \left[\underbrace{\sin\left(\frac{\pi}{a}x\right)}_{u_2} \cdot \underbrace{\frac{1}{j \cdot k \cdot \sin \theta} e^{jkx \sin \theta}}_{v_2} \right]_{-a/2}^{a/2} -$$

$$\boxed{du_2 = \frac{\pi}{a} \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right)dx}$$

$$- \int_{-a/2}^{a/2} \frac{1}{j \cdot k \cdot \sin \theta} \frac{\pi}{a} e^{jkx \sin \theta} \cos \frac{\pi}{a} x dx \Bigg] =$$

$$= \frac{\pi}{a} \frac{1}{j \cdot k \cdot \sin \theta} \left[\frac{2 \left(e^{j \frac{ka}{2} \sin \theta} + e^{-j \frac{ka}{2} \sin \theta} \right)}{\underbrace{2j \cdot k \cdot \sin \theta}_{2 \cos\left(\frac{ka}{2} \sin \theta\right)}} - \frac{\pi}{a} \frac{1}{j \cdot k \cdot \sin \theta} \right] =$$

$$= -\frac{2 \frac{\pi}{a} \cos\left(\frac{ka}{2} \sin \theta\right)}{k^2 \sin^2 \theta} + \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 \frac{I}{k^2 \sin^2 \theta} = I$$

$$\Rightarrow I \left(1 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 \frac{1}{k^2 \sin^2 \theta} \right) = -\frac{2 \frac{\pi}{a} \cos\left(\frac{ka}{2} \sin \theta\right)}{k^2 \sin^2 \theta},$$

$$I = \frac{-\frac{2\pi}{a} \cos\left(\frac{ka}{2} \sin \theta\right)}{k^2 \sin^2 \theta \left(1 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 \frac{1}{k^2 \sin^2 \theta} \right)} = \frac{-\frac{2\pi}{a} \cos\left(\frac{ka}{2} \sin \theta\right)}{k^2 \sin^2 \theta - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2}$$

$$I = \frac{-2\frac{\pi}{a}\cos\left(\frac{ka}{2}\sin\theta\right)}{k^2\sin^2\theta\left[1-\left(\frac{\pi}{a}\right)^2\frac{1}{k^2\sin^2\theta}\right]} = \frac{2\frac{\pi}{a}\cos\left(\frac{ka}{2}\sin\theta\right)}{-k^2\sin^2\theta+\left(\frac{\pi}{a}\right)^2} =$$

$$= \frac{\frac{2a}{\pi}\cos\left(\frac{ka}{2}\sin\theta\right)}{1-\left(\frac{2}{\pi}\right)^2\left(\frac{ka}{2}\sin\theta\right)^2}.$$

Поле випромінювання в площині “Н”

$$E^{\text{“Н”}}(r, \theta, \varphi) = j \frac{E_0 a \cdot b}{r \lambda} \frac{2}{\pi} e^{-jkr} \frac{1 + \cos\theta}{2} \cdot \frac{\frac{2a}{\pi}\cos\left(\frac{ka}{2}\sin\theta\right)}{1-\left(\frac{2}{\pi}\right)^2\left(\frac{ka}{2}\sin\theta\right)^2}, \quad (9.2)$$

де $\frac{1 + \cos\theta}{2}$ — функція направленості елемента Гюйгенса, $\frac{2\vec{E}_0 a \cdot b}{\pi}$ — об’єм поля

над апертурою, $\frac{\cos\left(\frac{ka}{2}\sin\theta\right)}{1-\left(\frac{2}{\pi}\right)^2\left(\frac{ka}{2}\sin\theta\right)^2}$ — множник випромінюючої апертури.

Визначимо ширину ГП ДС за множником апертури — за напрямками нульового випромінювання. Спочатку знайдемо перші напрямки нульового випромінювання в множнику випромінюючої апертури:

$$\cos\left(\frac{ka}{2}\sin\theta\right) = 0 \Rightarrow \frac{ka}{2}\sin\theta_{01} = \frac{\pi(2m+1)}{2}, m = 1, 2, 3 \dots$$

Якщо $a \gg \lambda$ і $m = 1$, то $\boxed{2\theta_{01} = \frac{2\lambda}{a} \cdot 1,5}$.

В порівнянні з шириною ГП в “Е” площині, ширина головної пелюстки в “Н” площині збільшилась в 1,5 рази.

Знаходимо відносний рівень амплітуд бокових пелюсток за множником випромінюючої апертури (9.2)

$$\cos\left(\frac{ka}{2}\sin\theta\right) = 1 \Rightarrow \frac{ka}{2}\sin\theta_0 = (m+1)\pi \quad m = 1, 2, 3 \dots$$

Відносні амплітуди бокових пелюсток

$$\xi_m = \frac{1}{1-\left(\frac{2}{\pi}\right)^2[(m+1)\pi]^2} = \frac{1}{1-[(m+1)\pi]^2},$$

$$\xi_1 = \frac{1}{1 - \left(\frac{2}{\pi}\right)^2 (2\pi)^2} = \frac{1}{1 - \frac{4}{\pi^2} 4\pi^2} = \frac{1}{15} [-23,5 \text{ дБ}],$$

$$\xi_2 = \frac{1}{1 - \frac{4}{\pi^2} 9\pi^2} = \frac{1}{37} [-31,36 \text{ дБ}].$$

Висновок:

1. Рівень БП в площині “Н” зменшився в порівнянні з площиною “Е”.

Графічна інтерпретація залежності полів випромінювання від напрямку (що визначається лише множителем випромінюючої апертури) апертури прямокутної форми для двох розподілів амплітуд полів живлення на апертурі ($E(x, y) = E_0$ і $E(x, y) = E_0 \cos(\frac{\pi}{a}x)$) показані на рис. 9.1 при умові, що збудження апертури синфазне. Основні параметри цих ДС приведені в таблиці 9.1.

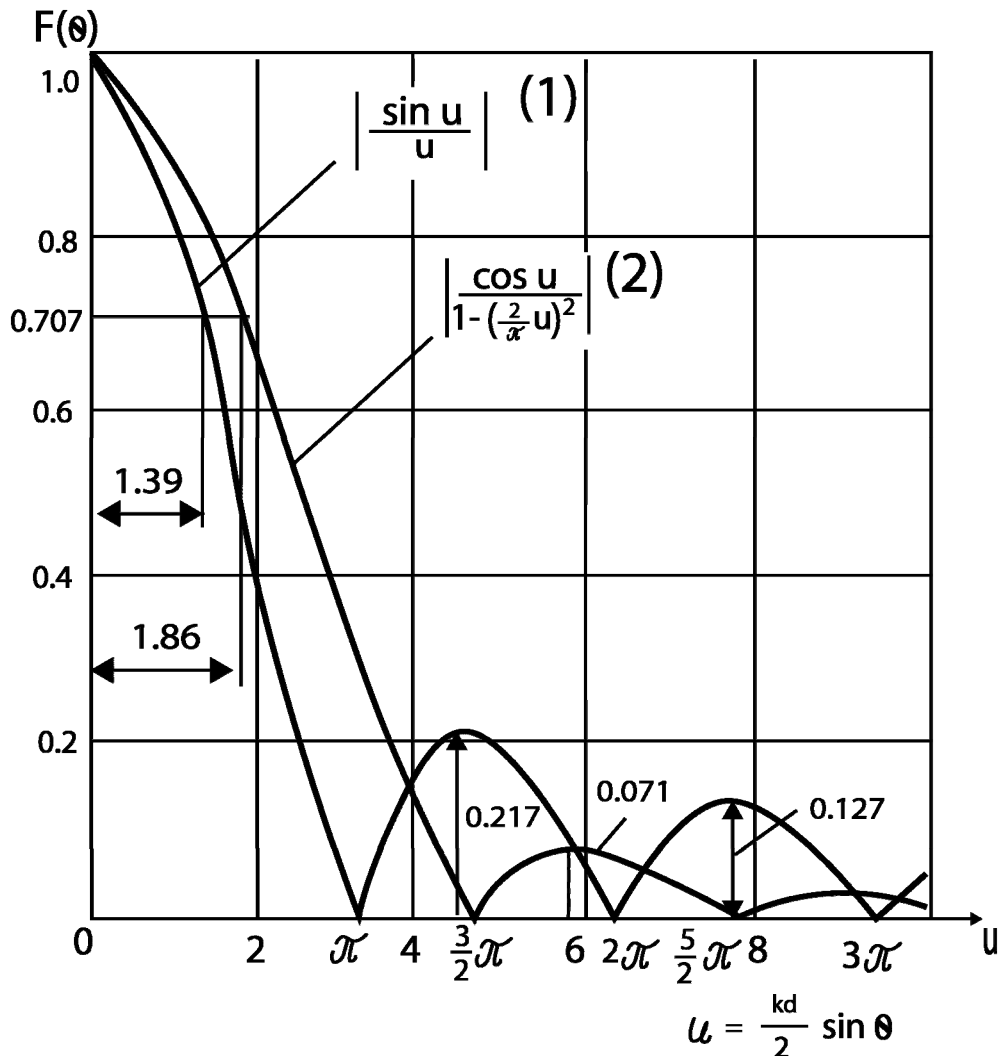


Рисунок 9.1. ДС синфазнозбудженої прямокутної апертури з незмінним та косинусоїдальним розподілами амплітуд поля живлення на ній.

Таблиця 9.1. Основні параметри ДС

Форма апертури	Розподіл поля на апертурі	Ширина ГП діаграми за половиною потужності	Амплітуда першої БП		Коефіцієнт використання площі
			%	дБ	
прямокутна	$E_S = E_0 = \text{const}$	$51^\circ \lambda/a$	21	-13,5	1,0
прямокутна	$E_S = E_0 \cos(ax)$	$68^\circ \lambda/a$	7	-23,1	0,81

Висновки:

1. При синфазному збудженні апертури напрямок максимального випромінювання співпадає з перпендикуляром до випромінюючої поверхні.
2. Ширина головної пелюстки ДС в площинах “Н” і “Е” залежить від відносних лінійних розмірів випромінюючої поверхні нормованих до довжини хвилі $\left(\frac{a}{\lambda} \text{ і } \frac{b}{\lambda} \text{ відповідно}\right)$.
3. Для великих відносних лінійних розмірів апертури $\left(\frac{a}{\lambda}, \frac{b}{\lambda} \gg 1\right)$ ширина головної пелюстки ДС прямо пропорційна $\frac{\lambda}{\text{лін. розмір}}$.
4. Зменшення амплітуди поля до країв випромінюючої поверхні призводить до розширення головної пелюстки. Якщо зміна амплітуди поля на апертурі відбувається лише вздовж однієї(ого) координати(напрямку), то і зміна ДС відбувається в цьому ж напрямку.
5. Зменшення амплітуди поля до країв випромінюючої поверхні призводить до зменшення коефіцієнта використання площі апертури.

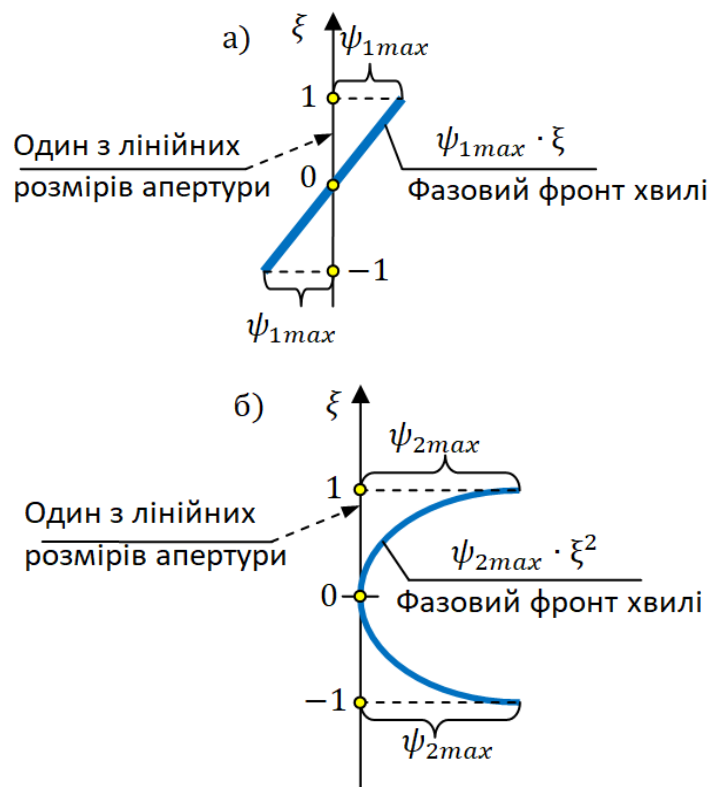
Лекція 10. Аналіз впливу фазових спотворень на ДС рівномірно-збудженої випромінюючої апертури

10.1. Аналіз фазових спотворень

Фазовими спотвореннями будемо вважати відхилення фазового фронту на апертурі від плоского. Ці відхилення можуть бути викликані технічними похибками при виготовленні антен, похибками при збиранні дзеркальних антен, якщо останні виготовляють у вигляді окремих секторів. В окремих випадках для отримання антен з ДС спеціального виду, а також для сканування головною пелюсткою ДС спеціально створюють поле на апертурі з заданим законом розподілу фаз. Розглянемо послідовно, як впливають фазові спотворення лінійного $\psi_1(\xi) = \psi_{1\max} \xi$ (рис. 10.1а), квадратичного $\psi_2(\xi) = \psi_{2\max} \xi^2$ (рис. 10.1б) та кубічного $\psi_3(\xi) = \psi_{3\max} \xi^3$ (рис. 10.1в) характеристик при рівномірному збудженні апертури та якщо амплітуда поля на апертурі змінюється за косинусоїдальним законом. Вибір спотворень лінійного, квадратичного і кубічного характерів вибраний не випадково, тому що практично будь-які фазові спотворення на апертурі можуть бути представлені(описані) степеневим рядом, що складається з трьох членів:

$$\psi(\xi) = \psi_{1\max} \xi + \psi_{2\max} \xi^2 + \psi_{3\max} \xi^3 + \dots, \quad (10.1)$$

де $\psi_{1\max}, \psi_{2\max}, \psi_{3\max}$ — максимальні фазові спотворення на краях апертури;



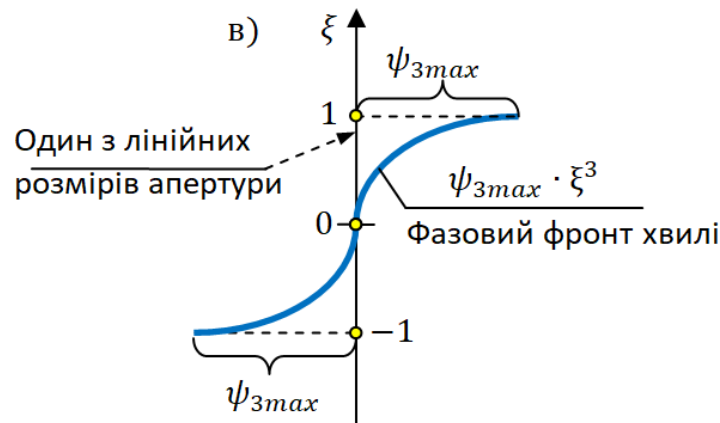


Рисунок 10.1. Фазові лінійні (а), квадратичні (б), кубічні (в) спотворення на апертурі.

У виразі (10.1) змінна ξ є нормованою змінною, що визначається виразом

$$\xi = \begin{cases} \frac{2x}{a}, \\ \frac{2y}{b}, \end{cases} \text{ для випромінюючої апертури прямокутної форми (рис. 10.2).}$$

Де x змінюється від $-\frac{a}{2}$ до $\frac{a}{2}$, ξ – від -1 до 1 .

y змінюється від $-\frac{b}{2}$ до $\frac{b}{2}$, ξ – від -1 до 1 .

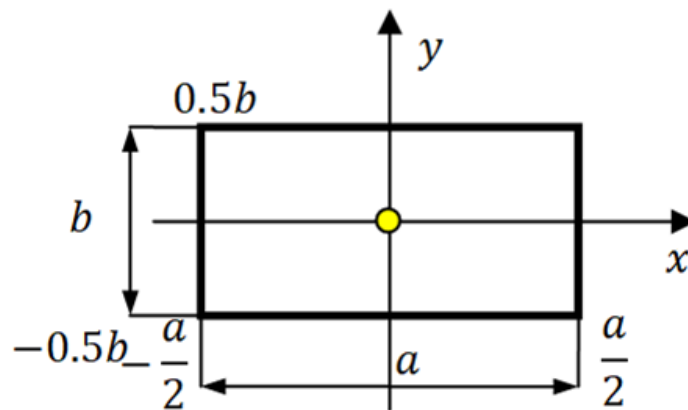


Рисунок 10.2. Апертура прямокутної форми.

Аналіз проведемо для випадку, коли поле на апертурі $E(x, y)$ може бути представлене добутком двох функцій $E(x) \cdot E(y)$, що часто буває на практиці. Тоді функція $E(x, y)$ називається функцією з розділеними змінними.

В цьому випадку аналіз достатньо проводити лише вздовж однієї координати, що відповідає рис. 10.1(а, б, в).

а) Лінійні фазові спотворення $\psi(\xi) = \psi_{1\max} \xi$, (рис 10.1а).

Амплітуда поля на випромінюючій поверхні незмінна і дорівнює E_0 , тоді електричне поле на апертурі буде

$$E(x, y) = E_0 e^{-j \frac{2x}{a} \psi_{1\max}}. \quad (10.2)$$

Поле випромінювання в дальній зоні в площини “Н” може бути знайдено за формулою:

$$\begin{aligned} E_{\Sigma M}^{\text{“Н”}}(r, \theta, \varphi) &= \dot{A} \left(\frac{1 + \cos \theta}{2} \right) E_0 \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} e^{j \left(kx \sin \theta - \frac{2x}{a} \psi_{1\max} \right)} dx dy = \\ &= \dot{A} \left(\frac{1 + \cos \theta}{2} \right) E_0 b \cdot \frac{e^{j \left(kx \sin \theta - \frac{2x'}{a} \psi_{1\max} \right)}}{j \left(k \sin \theta - \frac{2}{a} \psi_{1\max} \right)} \Bigg|_{-a/2}^{a/2} = \\ &= \dot{A} \left(\frac{1 + \cos \theta}{2} \right) E_0 b \frac{e^{j \left(k \frac{ka}{2} \sin \theta - \psi_{1\max} \right)} - e^{-j \left(\frac{ka}{2} \sin \theta - \psi_{1\max} \right)}}{\frac{2j}{a} \left(\frac{ka}{2} \sin \theta - \frac{\psi_{1\max}}{a} \right)} = \\ &= \underbrace{\dot{A}}_{\frac{e^{-jkr}}{r\lambda}} \cdot \left(1 + \frac{\cos \theta}{2} \right) E_0 ab \frac{\sin \left(\frac{ka}{2} \sin \theta - \psi_{1\max} \right)}{\left(\frac{ka}{2} \sin \theta - \psi_{1\max} \right)}. \end{aligned}$$

Порівнюючи отриманий вираз з полем випромінювання поверхні, збудженої полем E_0 з плоским фазовим фронтом, бачимо, що воно відрізняється аргументом в “множнику випромінюючої поверхні”. Аргумент $\frac{ka}{2} \sin \theta$ змінюється на $\frac{ka}{2} \sin \theta - \psi_{1\max}$. Це означає, що напрямок максимального випромінювання змінюється і буде відповідати куту $\theta_{\text{гол max}}$, при якому

$$\frac{ka}{2} \sin \theta_{\text{гол max}} - \psi_{1\max} = 0.$$

Звідси визначимо

$$\sin \theta_{\text{гол max}} = \frac{2\psi_{1\max}}{ka} = \frac{\psi_{1\max} \lambda}{\pi a}. \quad (10.3)$$

Для великих випромінюючих поверхонь, коли

$$a \gg \lambda \text{ і } \psi_{1\max} < \pi, \quad \frac{\psi_{1\max} \lambda}{\pi a} \ll 1,$$

а значить: $\theta_{\text{гол max}} = \frac{\psi_{1\text{max}} \lambda}{\pi a}$.

Звідси бачимо, що кут повороту фазового фронту поля $\theta_{\text{гол max}}$ пропорційний $\psi_{1\text{max}}$. Таким чином лінійні фазові спотворення призводять до відхилення ГП ДС випромінюючої поверхні від нормалі до цієї поверхні.

Ця властивість використовується для відхилення (качання) променя (ГП ДС) в дзеркальних антенах шляхом зміщення опромінювача із фокуса в фокальній площині.

Строгий аналіз показує, що при цьому головна пелюстка ДС розширюється обернено пропорційно $\sin \theta_{\text{гол max}}$. При фазових спотвореннях, що змінюються за квадратичним та кубічним законами, простих виразів для поля випромінювання не має (не існує), проте чисельний аналіз приводить до ДС, що приведені на рис. 10.3 та 10.4. З їх аналізу можна зробити наступні висновки.

Висновки

При квадратичних фазових спотвореннях при збільшенні ψ_{max} :

- 1) ДС залишається симетричною;
- 2) ширина ГП розширюється;
- 3) нулі в ДС зникають;
- 4) амплітуди БП збільшуються;
- 5) при подальшому збільшенні ψ_{max} з'являється провал в ГП.

При кубічних фазових спотвореннях:

- 1) Сумарна ДС повертається і крім того збільшується рівень БП з того боку, куди нахиляється напрямок максимального випромінювання.

Якщо одночасно фаза і амплітуда поля на плоскій поверхні прямокутної форми змінюється (наприклад, амплітуда за косинусоїдальним законом, а фаза — за квадратичним), то вплив фазових спотворень зменшується, що є логічним, тому що найбільші спотворення фази будуть там, де амплітуда поля мінімальна (рис. 10.5).

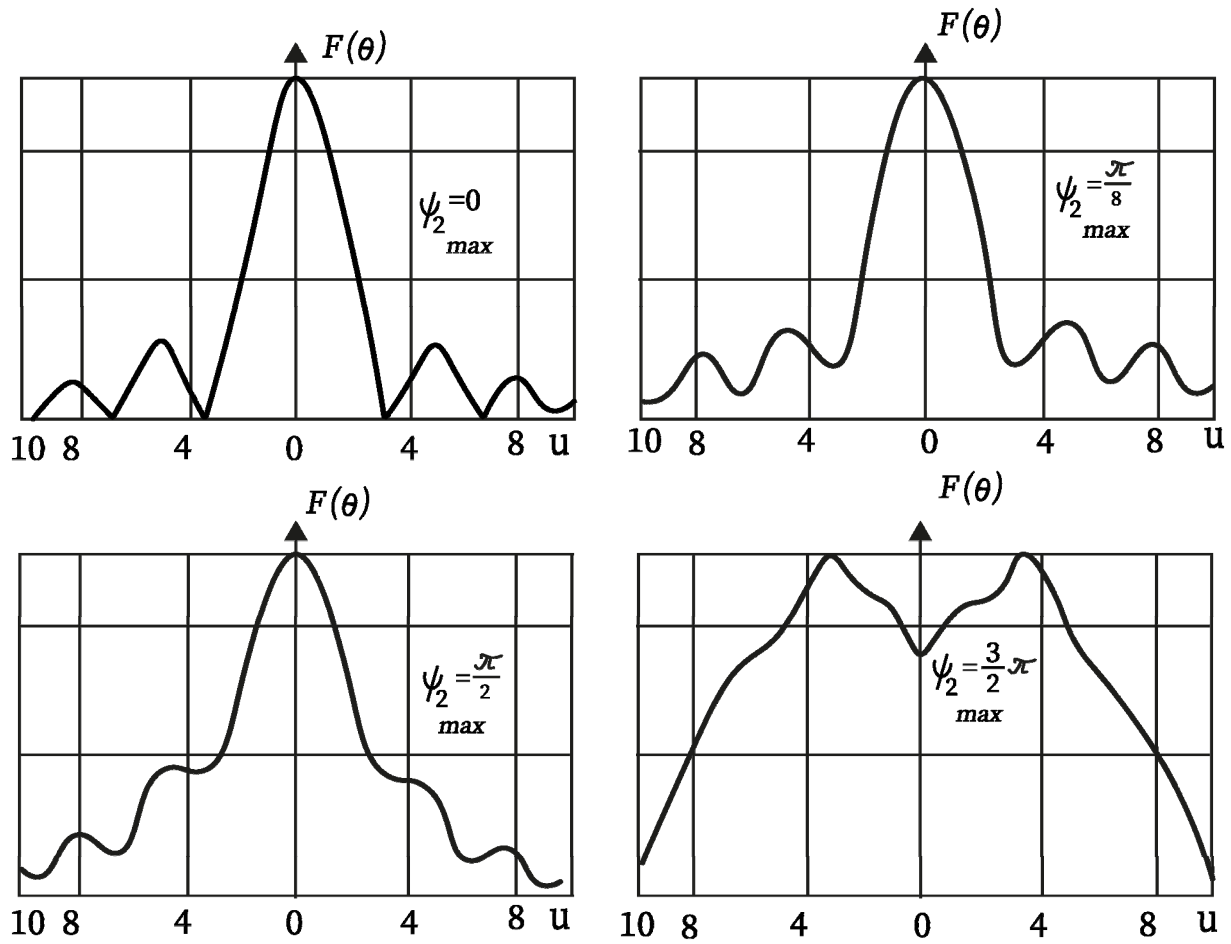


Рисунок 10.3. ДС прямокутної апертури із рівно амплітудним полем живлення, фаза якого змінюється за квадратичним законом.

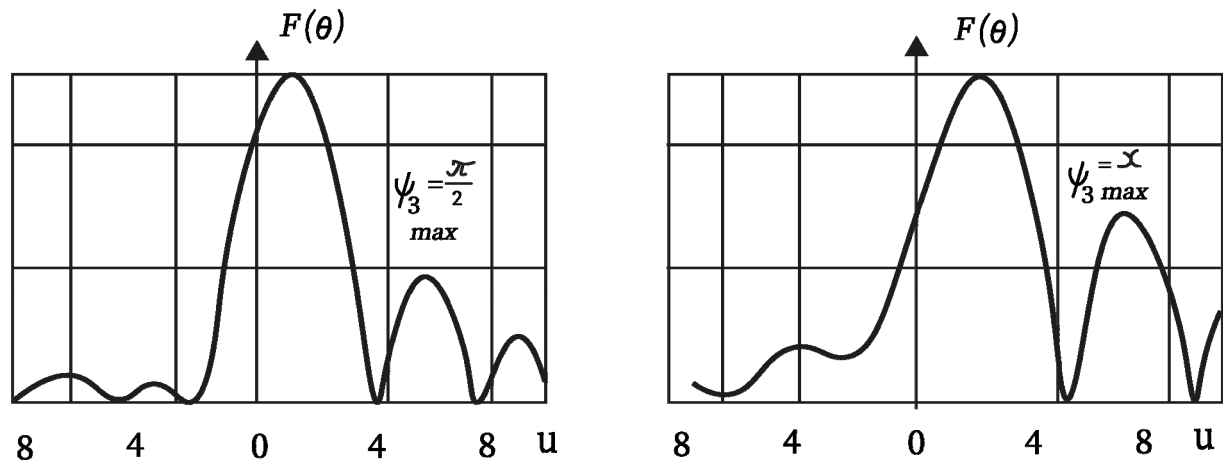


Рисунок 10.4. ДС прямокутної апертури із рівно амплітудним полем живлення, фаза якого змінюється за кубічним законом.

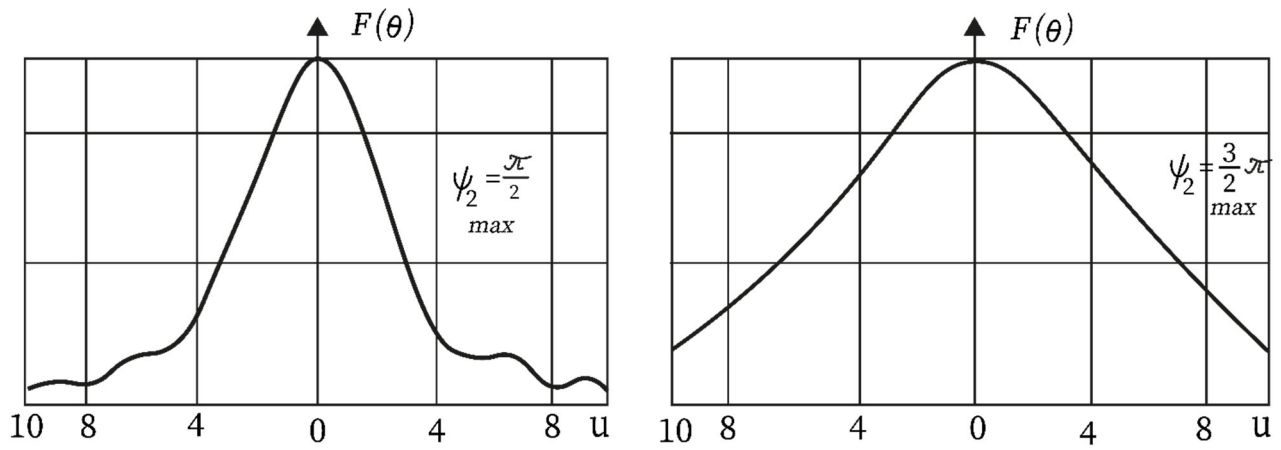


Рисунок 10.5. ДС прямокутної апертури із косинусоїдальною зміною амплітуди, фаза якого змінюється за квадратичним законом.

Розділ 5. Випромінювання антенних решіток

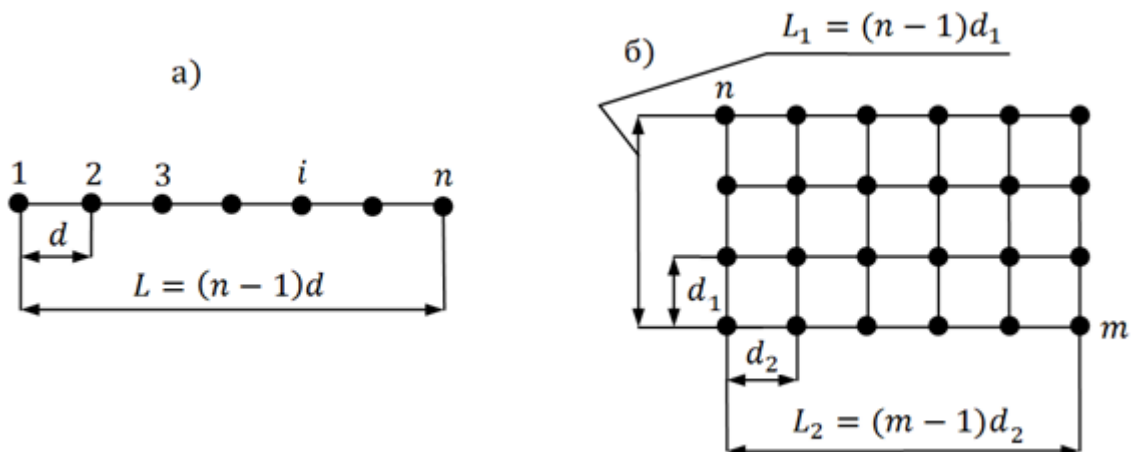
Лекція 11. Діаграми спрямованості антенних решіток

11.1. Загальні положення. Теорема (правило) перемноження діаграм спрямованості

Випромінювачі, розміри яких менші або порівнянні з довжиною хвилі, мають невисокий КСД (невисоку спрямовуючу дію). Так, наприклад, КСД симетричного вібратора довжиною $\lambda/2$ дорівнює 2,15 дБ, відкритого хвилеводу прямокутного поперечного перерізу $(a \times b) = 0,25\lambda^2$ дорівнює 4,4 дБ. Тому для створення антен з високою спрямовуючою дією в діапазонах частот КХ і УКХ застосовують антенні системи, що складаються із n однакових випромінювачів, таких як вібратори, щілини, відкриті хвилеводи, рупори, антени Уда-Ягі, антени поверхневих хвиль та інші, що певним чином розташовані в просторі та збуджується струмами чи полями з певними амплітудами та фазами. Такі системи називають антенними решітками (АР). Діаграми спрямованості АР залежить від типу випромінювачів, їх розташування в просторі, відстані між ними, нормованої до довжини хвилі, амплітудно-фазового розподілу полів чи струмів живлення випромінювачів, а ширина головної пелюстки діаграми спрямованості може складати долі хвилин і менше, що відповідає КСД $10^5 \div 10^8$ (50 ÷ 80 дБ).

Визначення: АР є система, яка складається із n однакових випромінювачів, певним чином розташованих в просторі, що живляться струмами чи полями з заданим розподілом амплітуд і фаз.

В залежності від розташування випромінювачів розрізняють лінійні, поверхневі та об'ємні АР. Досить часто випромінюючі елементи знаходяться на криволінійних поверхнях, які співпадають з формою самого об'єкта, несучого антену. Такі АР називають конформними. Найбільш широке застосування мають прямолінійні, плоскі та конформні АР (рис. 11.1).



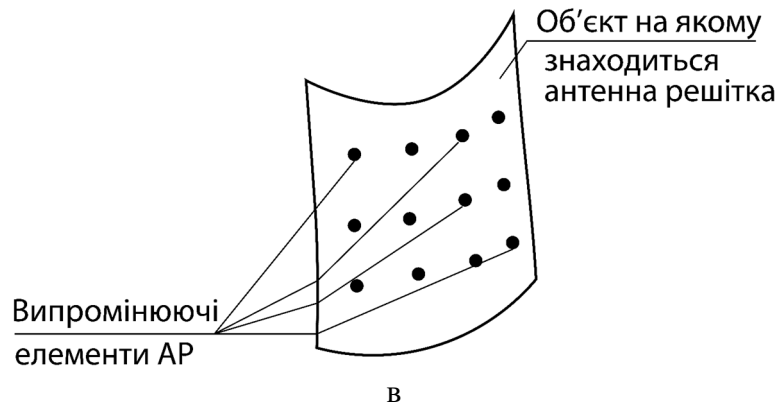


Рисунок 11.1. Типи антенних решіток: прямолінійні (а), плоскі (б), конформні (в).

На рис. 11.1(а) позначено: n – кількість випромінювачів, d – крок решітки, L – довжина антенної решітки. На рис. 11.1(б) n і m – кількість випромінювачів в рядку та стовпчику антенної решітки, d_1 та d_2 – кроки решітки, L_1 та L_2 – лінійні розміри антенної решітки.

Сформулюємо правило, за яким визначається функція спрямованості АР, якщо випромінюючі елементи ідентичні і в один бік направлені, а їх кількість дорівнює n (рис. 11.2).

Відомо, що комплексна амплітуда напруженості електричного поля $\vec{E}_i$, збуджена в дальній зоні (точка M) i -им випромінювачем дорівнює

$$\vec{E}_i(\theta, \varphi) = \vec{p}(\theta, \varphi) \frac{A_i}{r_i} e^{-jkr_i} F(\theta, \varphi) e^{j\psi_i}, \quad (11.1)$$

де $\vec{p}(\theta, \varphi)$ – поляризаційний вектор; A_i – амплітуда струму (поля) живлення i -го випромінювача; r_i – відстань від i -го випромінювача до точки M ; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$; $F(\theta, \varphi)$ – нормована функція спрямованості кожного випромінювача; ψ_i – фаза струму (поля) живлення i -го випромінювача.

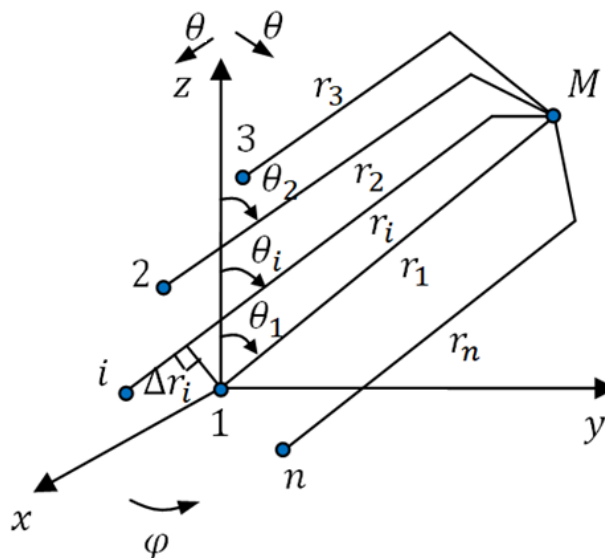


Рисунок 11.2. Приклад АР, що має n елементів.

На рис. 11.2 точка M знаходиться в дальній зоні, тому

$$\theta_1 = \theta_2 = \dots = \theta_n;$$

$$\varphi_1 = \varphi_2 = \dots = \varphi_n;$$

В амплітудному множнику:

$$r_1 = r_2 = \dots = r_n;$$

В фазових множниках:

$$kr_i = k(r_1 \pm \Delta r_i).$$

Це означає, що всі промені ЕМХ, що приходять в точку M від кожного випромінювача є паралельні. Просторовий зсув фаз між полями, що збуджуються першим і i -им випромінювачем дорівнює:

$$\Delta\varphi_i = \pm k\Delta r_i. \quad (11.2)$$

Враховуючи сказане, запишемо вираз для сумарної напруженості електричного поля, що збуджується n випромінювачами: (принцип суперпозиції)

$$\vec{E}_{\Sigma M} = \vec{p}(\theta, \varphi) \frac{A_1}{r_1} e^{-jkr_1} \underbrace{F(\theta, \varphi)}_I \underbrace{\sum_{i=1}^n \frac{A_i}{A_1} e^{-j(k\Delta r_i - \psi_i)}}_{II},$$

де $\left\| \underbrace{\sum_{i=1}^n \frac{A_i}{A_1} e^{-j(k\Delta r_i - \psi_i)}}_{II} \cdot \underbrace{F(\theta, \varphi)}_I \right\|$ – є амплітудною функцією направленості АР.

ІІ аналіз показує, що амплітудна функція спрямованості АР $F_{AP}(\theta, \varphi)$ визначається добутком:

$$F_{AP}(\theta, \varphi) = \underbrace{|F(\theta, \varphi)|}_{\substack{\text{норм. ф-я спрям.} \\ \text{ел. АР}}} \cdot \underbrace{\sum_{i=1}^n \frac{A_i}{A_1} e^{-j(k\Delta r_i - \psi_i)}}_{\substack{\text{множник решітки} \\ F_{\text{мн. АР}}(\theta, \varphi)}} \quad (11.3)$$

Перший множник якого є нормована функція спрямованості елемента АР, а другий – це те що внесла антенна решітка. Його називають множителем антенної решітки. Якщо прийняти, що АР складається із ненаправлених елементів, тоді $F(\theta, \varphi) = 1$, а множник решітки є функцією направленості “цієї ж решітки”, при умові, що випромінюючі елементи в ній є ненаправлені. Термін “цієї ж решітки” означає, що у системи ненаправлених випромінювачів число елементів, їх розташування в просторі, а також амплітуда і фаза струмів чи полів живлення, така ж, як у початкової системи випромінювачів.

$$F_{AP}(\theta, \varphi) = F_1(\theta, \varphi) \cdot F_{\text{мн. АР}}(\theta, \varphi). \quad (11.4)$$

Рівняння (11.4) формулює правило (теорему) перемноження діаграми спрямованості.

Визначення: Функція спрямованості АР дорівнює добутку функцій спрямованості одного із елементів АР і множника решітки. Множник решітки є функцією спрямованості цієї ж АР, якщо випромінювачі в ній є ненаправлені.

11.2. Поле випромінювання прямолінійної еквідистантної АР з рівноамплітудним збудженням і лінійним законом зміни фази струмів чи полів живлення випромінювачів

Перш за все пояснимо терміни, які використані:

Прямолінійна антенна решітка – означає, що випромінювачі розташовані вздовж прямої – вісь OZ (вісь решітки);

– еквідистантна – означає, що відстань між сусідніми випромінювачами однакові: $d_1 = d_2 = \dots = d$;

– рівноамплітудна – означає, що амплітуди струмів (полів) живлення випромінювачів однакові і дорівнюють A ;

– лінійнофазна – означає, що фаза струмів живлення випромінювачів від 1 до n змінюється за лінійним законом. Фаза струму живлення i -го випромінювача $\psi_i = -(i - 1)\psi$, де ψ – різниця фаз струмів живлення сусідніх випромінювачів. Довжина АР $L = (n - 1)d$.

АР, що представлена на рис. 11.3, є за побудовою достатньо простою. Проте аналіз поля випромінювання цієї АР в дальній зоні, дозволить нам зрозуміти і проаналізувати поля випромінювання, характеристики і параметри більш складних АР, а також деяких антен.

Антенна решітка, що представлена на рис. 11.3, складається з n однакових випромінювачів, які розташовані вздовж OZ . Вони ідентичні. Нормована функція направленості кожного з них $F(\theta, \varphi)$. Початок координат $z = 0$ знаходиться в місті розташування першого випромінювача. Точка M знаходиться в дальній зоні, а тому промені (потоки ЕМХ від кожного випромінювача до т. M) є паралельними, $r_1, r_2 \dots$ – є відстанями від першого, другого і т.д. випромінювачів до точки M , θ і φ – кути місця і азимутальний сферичної системи координат, які визначають напрямки потоків ЕМХ в АР на точку M , $L = (n - 1)d$ – довжина АР. Із визначення дальньої зони: $\theta_1 = \theta_2 = \dots = \theta_n$; $\varphi_1 = \varphi_2 = \dots = \varphi_n$. В амплітудному множнику відстані $r_1 = r_2 = \dots = r_n$ – однакові. Модулі амплітуд полів (струмів) живлення випромінювачів також однакові $A_1 = A_2 = \dots = A$.

Фази полів (струмів) живлення лінійних випромінювачів вздовж АР змінюються за лінійним законом. Прийнемо фазу поля (струму) живлення першого випромінювача за нуль ($\psi_1 = 0$), а фазу поля (струму) другого випромінювача $\psi_2 = -\psi$, тоді фаза поля i -го випромінювача $\psi_i = -(i - 1)\psi$. Комплексна амплітуда струму (поля) живлення i -го випромінювача $A \cdot e^{-(i-1)\psi}$.

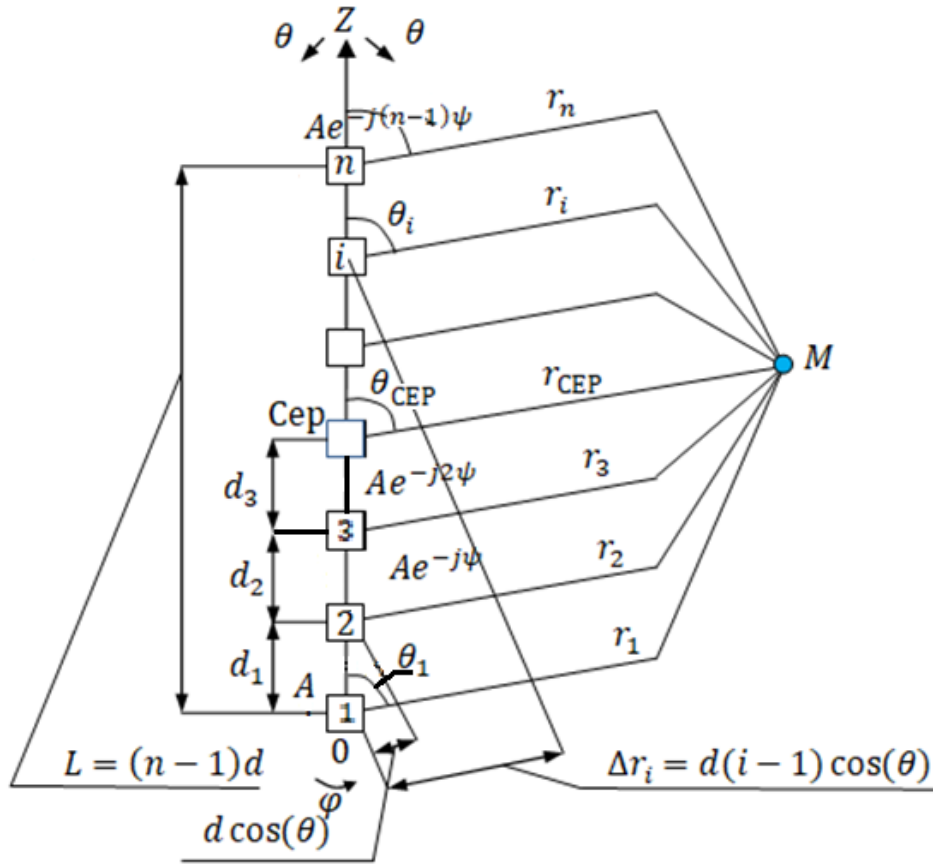


Рисунок 11.3. Схема антенної решітки.

Відстань від i -го випромінювача до точки M складає $r_i = r_1 - (i-1)d \cos \theta$, $r_1 - r_i = \Delta r_i$. Комплексна амплітуда напруженості електричного поля, що збуджується в т. M i -им випромінювачем $\vec{E}_{Mi} = \vec{p}(\theta, \varphi) \frac{A_i}{r_i} e^{-jkr_i} F(\theta, \varphi) e^{-j\psi_i} \Rightarrow$

бачимо, що амплітуда, що збуджується в точці M i -им випромінювачем обернено пропорційна відстані r_i . Врахувавши в фазових множниках, що $\psi_i = \psi(i-1)$ та $r_i = r_1 - (i-1)d \cos \theta$, маємо

$$\vec{E}_{Mi} = \vec{p}(\theta, \varphi) \frac{A_1}{r_1} e^{-jkr_1} F(\theta, \varphi) e^{-j(i-1)\psi} e^{jkd(i-1)\cos \theta}. \quad (11.6)$$

В амплітудному множнику $\frac{A}{r_i}$, $r_i = r_1$. Оскільки точка M знаходиться в дальній зоні, то просторова фаза поля випромінювання в точці M за рахунок i -го випромінювача

$$kr_i = k(r_1 - (i-1)d \cos \theta),$$

$(i-1)\psi$ – фаза поля випромінювання в т. M за рахунок живлення i -го випромінювача; $\vec{p}(\theta, \varphi)$ – поляризаційний вектор; $k = 2\pi / \lambda$; $F(\theta, \varphi)$ – нормована функція спрямованості кожного із випромінювачів АР.

Сумарна амплітуда поля в точці M , що збуджується всіма випромінювачами АР згідно з принципом суперпозиції:

$$\vec{E}_{\Sigma M}(\theta, \varphi) = \vec{p}(\theta, \varphi) \frac{A}{r_1} e^{-jk r_1} F_i(\theta, \varphi) \sum_{i=1}^n e^{j(i-1)[kd \cos \theta - \psi]}. \quad (11.7)$$

У виразі (11.7) $\sum_{i=1}^n e^{j(i-1)[kd \cos \theta - \psi]}$ є сумою геометричної прогресії, перший член якої $a_1 = 1$, а її знаменник $q = e^{-j[kd \cos \theta - \psi]}$.

Відомо, що сума геометричної прогресії з урахуванням перетворень буде:

$$\begin{aligned} S_{\text{геом.пр-ії}} &= \frac{a_1(q^n - 1)}{q - 1} = \frac{1(e^{jn[kd \cos \theta - \psi]} - 1)}{e^{j[kd \cos \theta - \psi]} - 1} = \\ &= \frac{e^{j\frac{n}{2}[kd \cos \theta - \psi]} e^{j\frac{n}{2}[kd \cos \theta - \psi]} - e^{j\frac{n}{2}[kd \cos \theta - \psi]} e^{-j\frac{n}{2}[kd \cos \theta - \psi]}}{e^{j\frac{1}{2}[kd \cos \theta - \psi]} e^{j\frac{1}{2}[kd \cos \theta - \psi]} - e^{j\frac{1}{2}[kd \cos \theta - \psi]} e^{-j\frac{1}{2}[kd \cos \theta - \psi]}} = \\ &= e^{-j\frac{n-1}{2}[kd \cos \theta - \psi]} \cdot \frac{\sin \frac{n}{2}(kd \cos \theta - \psi)}{\sin \frac{1}{2}(kd \cos \theta - \psi)}. \end{aligned}$$

Таким чином (11.7) можна записати, як

$$\vec{E}_{\Sigma M}(\theta, \varphi) = \vec{p}(\theta, \varphi) \frac{A \cdot F(\theta, \varphi)}{r_1 = r_{\text{сеп}}} e^{-j\left[kr_1 - \frac{n-1}{2}(kd \cos \theta - \psi)\right]} \frac{\sin \frac{n}{2}(kd \cos \theta - \psi)}{\sin \frac{1}{2}(kd \cos \theta - \psi)}, \quad (11.8)$$

де $\left| \frac{\sin \frac{n}{2}(kd \cos \theta - \psi)}{\sin \frac{1}{2}(kd \cos \theta - \psi)} \right|$ – ненормована амплітудна функція направленості, яку

називають множителем антенної решітки. Її максимальне значення знайдемо скориставшись правилом Лопіталя, маємо

$$\frac{\left[\sin \frac{n}{2}(kd \cos \theta - \psi) \right]'}{\left[\sin \frac{1}{2}(kd \cos \theta - \psi) \right]'} = \frac{\frac{n}{2} \cos \frac{n}{2}(kd \cos \theta - \psi)}{\frac{1}{2} \cos \frac{1}{2}(kd \cos \theta - \psi)} = n!$$

Аналіз виразу $\vec{E}_{\Sigma M}(\theta, \varphi)$ (11.8) показує, що $\boxed{r_1 - \frac{n-1}{2}d \cos \theta} = r_{\text{сеп}}$ — є

відстань від середини АР до т. M , а $\boxed{\frac{n-1}{2}\psi}$ є фаза поля (струму) живлення

середнього випромінювача АР. Бачимо, що початок координат автоматично перемістився в місце розташування середнього випромінювача АР.

Множник $e^{-jk\left[r_1 - \frac{n-1}{2}(d \cos \theta - \psi)\right]}$ визначає фазову характеристику направленості АР, а значить форму її хвильової поверхні.

Нормована функція направленості прямолінійної, еквідистантної, рівноамплітудної антенної решітки дорівнює

$$\left| \frac{f(\theta, \varphi)}{f_{\max}(\theta, \varphi)} \cdot \frac{1}{n} \frac{\sin \frac{n}{2}(kd \cos \theta - \psi)}{\sin \frac{1}{2}(kd \cos \theta - \psi)} \right|, \quad (11.9)$$

$\underbrace{f(\theta, \varphi)}_{F(\theta, \varphi)} \cdot \underbrace{\frac{1}{n} \frac{\sin \frac{n}{2}(kd \cos \theta - \psi)}{\sin \frac{1}{2}(kd \cos \theta - \psi)}}_{F_{\text{мн. р}}(\theta, \varphi)}$

де $f(\theta, \varphi)$ ненормована функція спрямованості одного елемента АР; $f_{\max}(\theta, \varphi)$ – максимальне значення ненормованої функції спрямованості елемента АР.

Вираз (11.9) визначає нормовану амплітудну характеристику спрямованості прямолінійної АР, яка є добутком $F(\theta, \varphi) \cdot F_{\text{мн. р}}(\theta, \varphi)$, що співпадає з правилом (теоремою) перемноження ДС АР (діаграм спрямованості АР).

Отриманий вираз для поля випромінювання (11.8) дозволяє наближено аналізувати направлені дії багатьох типів антен, що використовуються. Графічне зображення виразу (11.9) називають амплітудною ДС прямолінійної АР. Так як елементами АР є випромінювачі, що мають невисоку направленість, то діаграма направленості прямолінійної АР, в основному, визначається множителем АР. Вище показано що в напрямку максимального випромінювання, множник решітки дорівнює n . Це буде при умові $(kd \cos \theta - \psi) = 0$ і відповідає куту θ , при якому в точці M зсув фаз між полями випромінювання сусідніх випромінювачів дорівнює нулю.

Попередній аналіз множника АР показує, що поле випромінювання залежить від кута θ , d/λ , і не залежить від кута φ . Проведемо аналіз ДС прямолінійної АР, що складається із ненаправлених випромінювачів (це означає, що ми будемо аналізувати лише множник решітки). Для спрощення цей аналіз проведемо в трьох режимах: режим нормального випромінювання ($\psi = 0$), режим нахиленого випромінювання ($0 < \psi < kd$) та режим осьового випромінювання ($\psi \geq kd$).

11.3. Режим нормального випромінювання

Режим нормального випромінювання відповідає випадку, коли головна пелюстка діаграми спрямованості направлена вздовж перпендикуляра до осі решітки (рис. 11.4). Це буде, якщо $\psi = 0$ (всі елементи антенної решітки живляться синфазно).

Множник АР в цьому режимі

$$F_{\text{мн АР}}(\theta, \varphi) = \frac{1}{n} \frac{\sin\left(\frac{n}{2}kd \cos(\theta)\right)}{\sin\left(\frac{1}{2}kd \cos(\theta)\right)}. \quad (11.10)$$

ДС АР, що має певну кількість випромінювачів, і «правильно» побудована, буде мати наступний вид рис. 11.4. «Правильно» побудована означає, що в ДС один глобальний максимум і спадаючий характер амплітуд бокових пелюсток.

В цьому режимі напрямок глобального максимуму відповідає $\theta = \pm \frac{\pi}{2}$ (максимум випромінювання ГП перпендикулярний осі решітки).

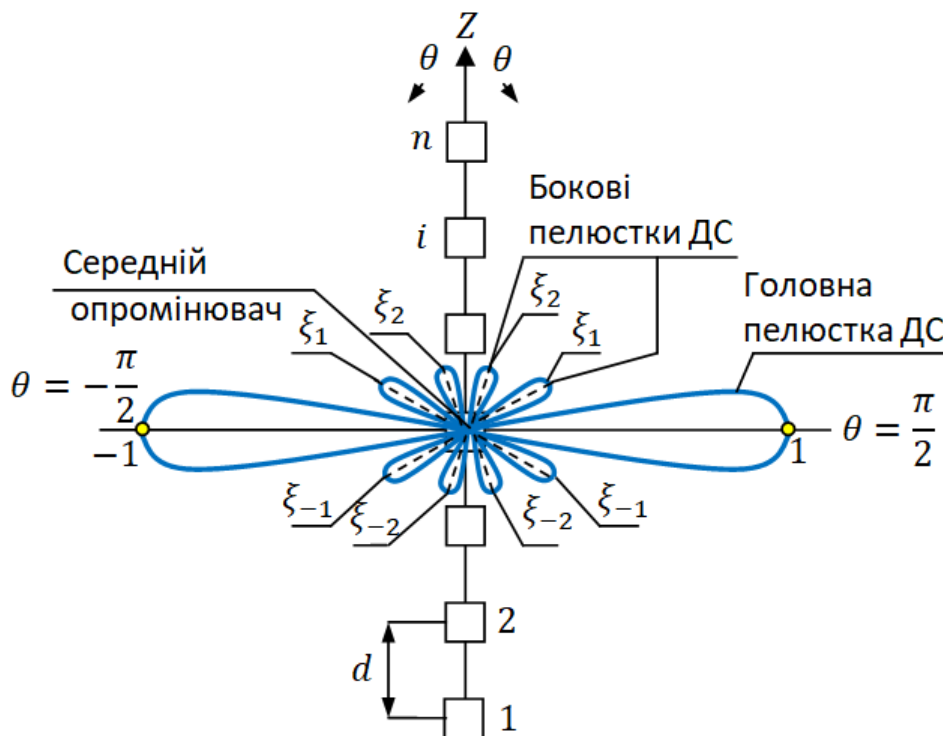


Рисунок 11.4. ДС АР у режимі нормального випромінювання.

11.4. Режим нахилого випромінювання

Режим нахилого випромінювання відповідає живленню випромінювачів АР, коли фази струмів живлення змінюються за лінійним законом $\psi_i = (i-1)\psi$, при цьому $0 < \psi < kd$ ($k = \frac{2\pi}{\lambda}$). В цьому режимі напрямок максимума головної пелюстки (а вона завжди одна у правильно побудованій антенній решітці) орієнтований під кутом $0 < \theta < \pi/2$ (або $-\pi/2 < \theta < 0$) при цьому розуміємо, що діаграма симетрична відносно осі АР. Множник АР

$$F_{\text{мн АР}}(\theta, \varphi) = \frac{1}{n} \frac{\sin\left(\frac{n}{2}(kd \cos(\theta) - \psi)\right)}{\sin\left(\frac{1}{2}(kd \cos(\theta) - \psi)\right)}. \quad (11.11)$$

Типова ДС цього режиму показана на рис. 11.5.

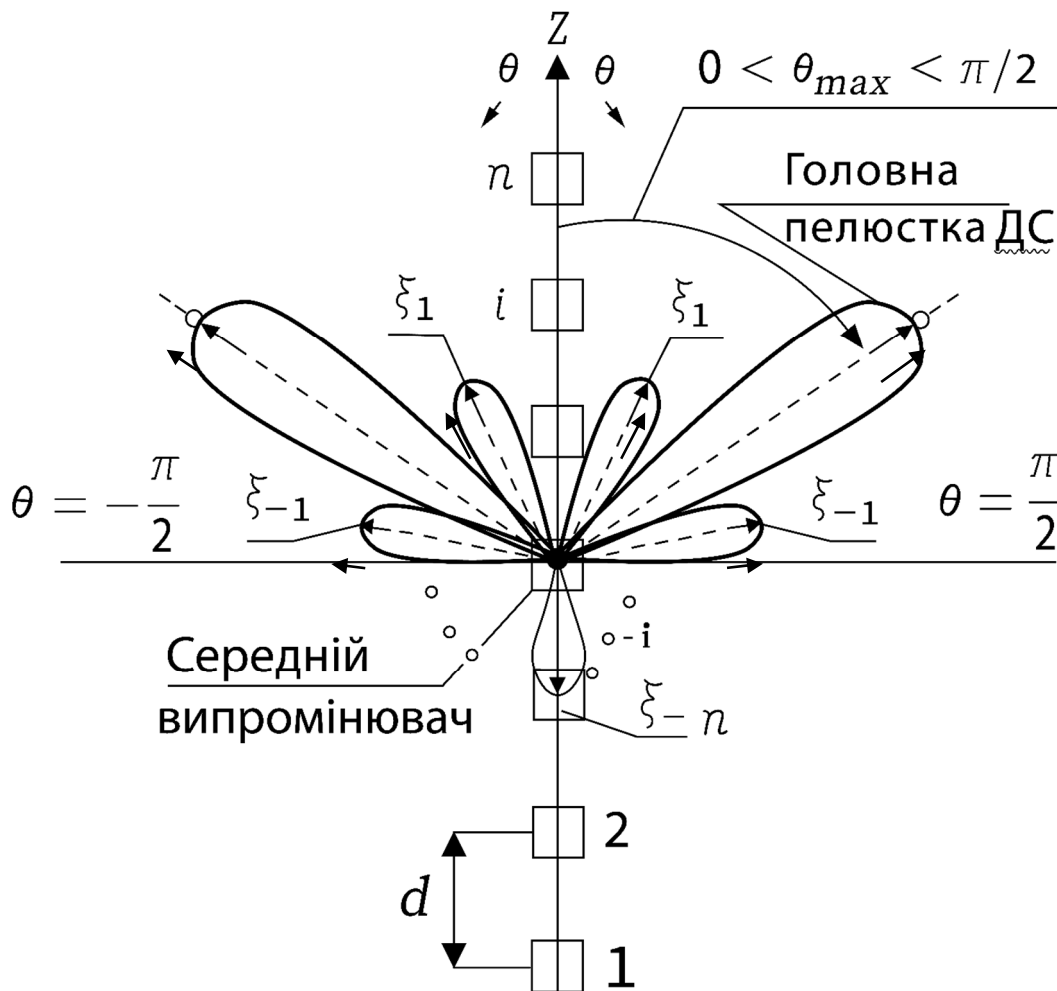


Рисунок 11.5. ДС АР у режимі нахилого випромінювання.

11.5. Режим осьового випромінювання

Режим осьового випромінювання відповідає живленню випромінювачів АР, коли фази струмів живлення також змінюються і відповідають умові $\psi \geq kd$. Множник АР (нормований)

$$F_{\text{нн АР}}(\theta, \varphi) = \frac{1}{f_{\text{max}}(\theta, \varphi)} \frac{\sin(\frac{n}{2}(kd \cos(\theta) - \psi))}{\sin(\frac{1}{2}(kd \cos(\theta) - \psi))}. \quad (11.12)$$

В цьому режимі $f_{\text{max}}(\theta, \varphi) = n$ тільки при $\psi = kd$ і менше n при $\psi > kd$. Типова діаграма спрямованості “правильно побудованої АР” показана на рис. 11.6. В цьому режимі напрямок максимуму головної пелюстки орієнтований вздовж осі АР (осі Z).

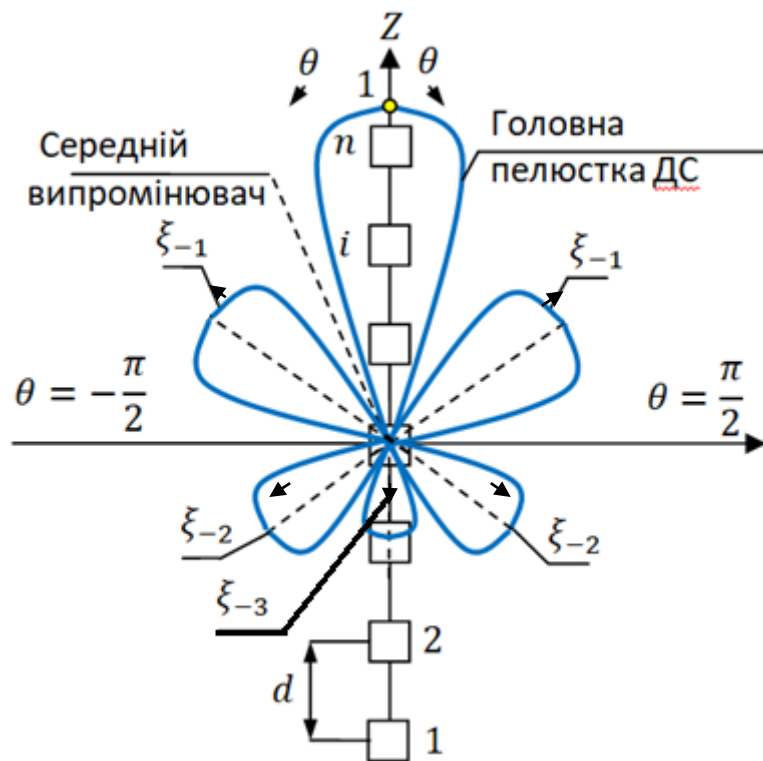


Рисунок 11.6. ДС АР у режимі осьового випромінювання.

Домашнє завдання

Знайти аналітичні вирази функцій направленості, побудувати діаграми спрямованості та визначити напрямки максимального і нульового випромінювання наступних двоелементних антенних решіток:

- 1) $n = 2$; амплітуди струмів живлення однакові $A_1 = A_2$; зсув фаз між струмами живлення $\psi = 0$; відстань між елементами АР дорівнює $d = \lambda/2$. Випромінювачі АР є ненаправлені.

- Функція спрямованості двоелементної АР є множником АР і знаходиться як:

$$F_{\text{мн. АР}}(\theta, \varphi) = \frac{1}{n} \cdot \frac{\sin\left[\frac{n}{2}(kd \cos \theta - \psi)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}(kd \cos \theta - \psi)\right]} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{2} \cdot \cos \theta\right)}{\sin\left(\frac{1}{2} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{2} \cdot \cos \theta\right)} =$$

$$= \frac{1}{2} \cdot \frac{2 \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right) \cdot \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)} = \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right).$$

Таким чином множник антенної решітки для цього випадку буде

$$F_{\text{мн АР}}(\theta, \varphi) = \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right). \quad (11.13)$$

- Побудувати діаграму спрямованості можна за знайденим аналітичним виразом $\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)$, використовуючи пакет MathCAD. За ним можна знайти і напрямки максимального і нульового випромінювання. Проте ми це зробимо графічно, скориставшись принципом суперпозиції та векторними діаграмами на фазових площинах, які будуються в дальній зоні на колі постійного радіуса за напрямками $0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$ (рис. 11.7а) в точках A, B, C, D .

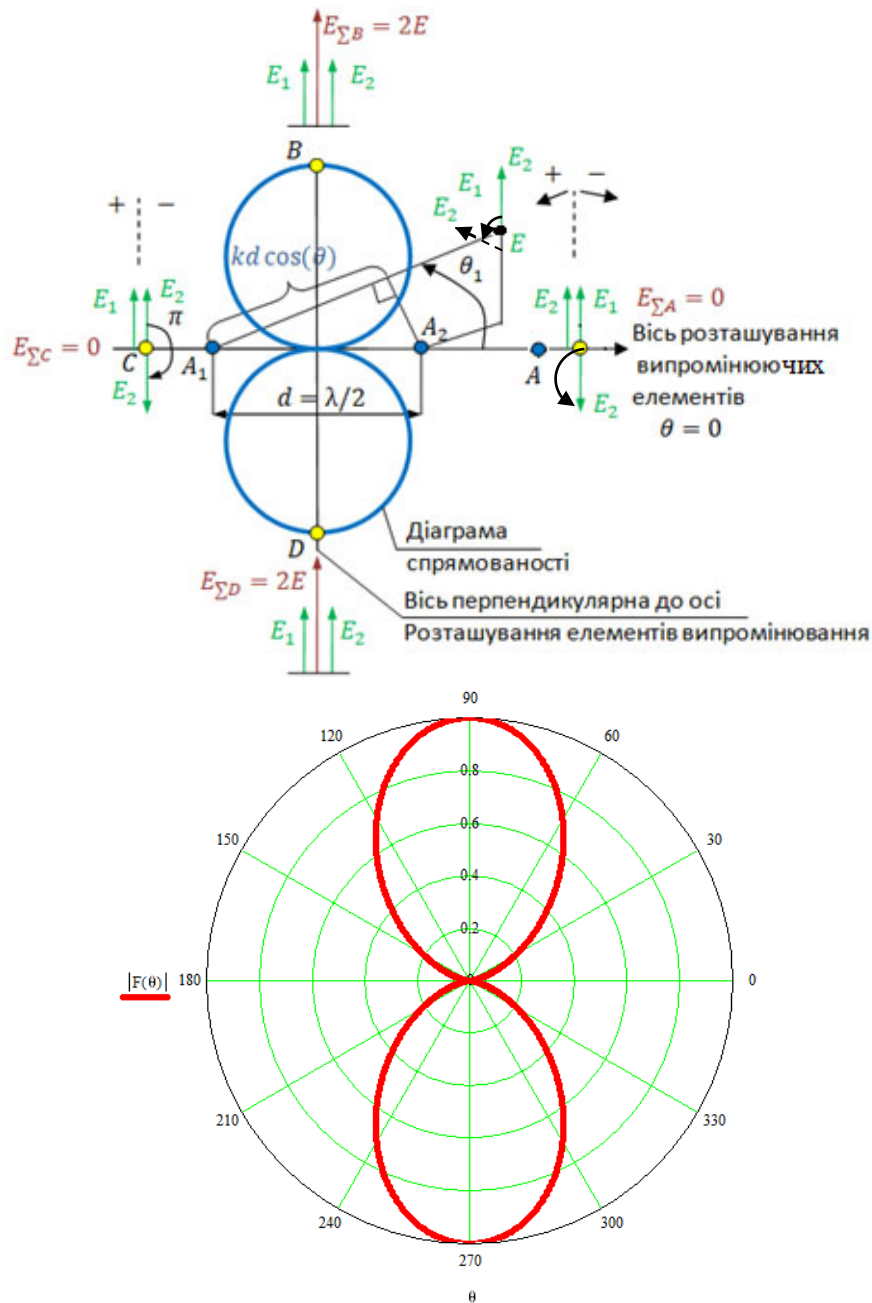
На рис. 11.7(а,б) представлені діаграми спрямованості двоелементної АР що побудовані графічно та згідно виразу (11.13) за допомогою математичного пакету MathCAD.

Послідовно в точках A, B, C, D побудуємо векторні діаграми полів випромінювання від елементів 1 і 2. Елемент 1 візьмемо, як базовий.

Точка А. Так як A_1 і A_2 синфазні, то E_1 і E_2 також синфазні. Елемент A_2 ближче елемента A_1 до т.А на $\lambda/2$, тому фаза поля E_2 буде випереджати фазу поля E_1 на $\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{2} = \pi$. А тому на діаграмі в точці A вектор E_2 треба повернути в напрямку «+» на π . Таким чином на векторній діаграмі в т.А маємо $E_{\text{сум.А}} = 0$. Аналогічно будуємо векторні діаграми в точках B, C і D . В точках B, D сумарне поле рівне $2E$, в точці C рівне нулю.

Точки В і D. Відмітимо, що в напрямках $\theta = \frac{\pi}{2}$ і $\frac{3}{2}\pi$ (точки B, D) поля, що випромінюють випромінювачі 1, 2 складаються синфазно, тому що $\psi = 0$ (різниця фаз струмів живлення) і відстані від випромінювачів 1 і 2 до точок B і D однакові.

Точка С. Результат складання двох полів випромінювання від двох випромінювачів в т.С буде дорівнювати нулю, тому що за рахунок різниці ходу хвиль до т.С поля випромінювання будуть мати просторовий зсув фаз π .



б)

Рисунок 11.7. ДС 2-х елементів при $d = \lambda/2$, $\psi = 0$, $A_1 = A_2$.

Тепер на колі постійного радіуса – напрямком $\theta = \theta_1$ візьмемо довільну точку Є. В цій точці вектор E_1 , як завжди опорний, а вектор E_2 буде випереджати E_1 на кут, що визначається $kd \cos \theta_1$. Цей кут менший π , але більший 0, що видно з діаграм в точках А і В. Отже сума векторів E_1 і E_2 , якщо кут $\angle \theta$ знаходиться в І квадранті, буде збільшуватись поступово від 0 до $2E$. Кінець сумарного вектора визначається $\vec{E}_\Sigma(\theta) = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$ опише діаграму направленості. Необхідно додати, що промінь, вздовж якого нульове випромінювання, є абсцисою до діаграми направленості. З нашого аналізу ми бачимо, що в першому квадранті сумарне поле випромінювання на колі постійного радіуса не буде мати додаткових нулів

чи максимумів. Аналогічно користуючись діаграмами в точках B і C отримуємо ДС в II квадранті, в точках C і D – в III квадранті, в точках D і A – в IV квадранті. Побудовану ДС бачимо на рис. 11.7а. Аналогічно будуюмо діаграми спрямованості (задача 2) (рис. 7а).

2) $n = 2$; $A_1 = A_2$; $\psi = \pi$; $d = \lambda/2$

$$F_{\text{мн.АР}}(\theta, \varphi) = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sin(kd \cos \theta - \pi)}{\sin \frac{1}{2}(kd \cos \theta - \pi)} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sin(\pi \cos \theta - \pi)}{\sin \left[\frac{1}{2}(\pi \cos \theta - \pi) \right]} = \cos \left[\frac{\pi}{2}(\cos \theta - 1) \right].$$

Таким чином, множник антенної решітки для цього випадку

$$F_{\text{мн.АР}}(\theta, \varphi) = \cos \left[\frac{\pi}{2}(\cos \theta - 1) \right]. \quad (11.14)$$

На рис. 11.8 представлені діаграми спрямованості двоелементної АР ($d = \lambda/2$) (задача 2), що побудовані згідно виразу (11.14) за допомогою математичного пакету MathCAD та графічно, використовуючи принцип суперпозиції, як в задачі 1.

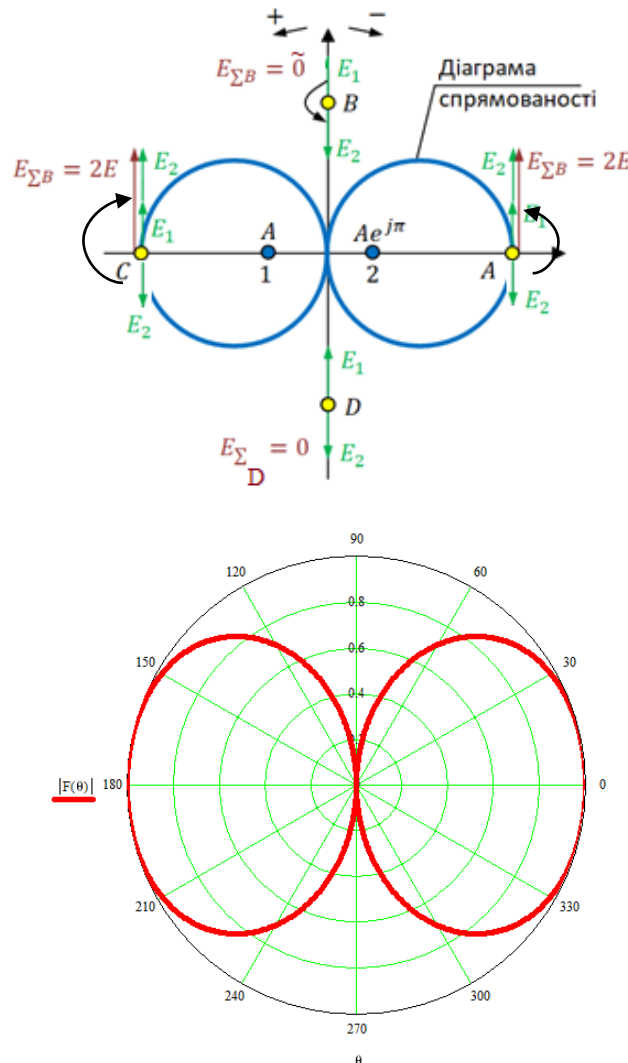


Рисунок 11.8. ДС двох випромінювачів для задачі 2.

3) $n = 2$; $A_1 = A_2$; $d = \lambda$; $\psi = 0$.

$$F_{\text{мн.АР}}(\theta, \varphi) = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sin(kd \cos \theta)}{\sin\left[\frac{1}{2}(kd \cos \theta)\right]} = \frac{1}{2} \cdot \frac{2 \cdot \sin\left[\frac{1}{2}(kd \cos \theta)\right] \cdot \cos\left[\frac{1}{2}(kd \cos \theta)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}(kd \cos \theta)\right]} =$$

$$= \cos\left(\frac{1}{2} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \lambda \cos \theta\right) = \cos(\pi \cos \theta).$$

В результаті множник антенної решітки для цього випадку буде

$$F_{\text{мн.АР}}(\theta, \varphi) = \cos(\pi \cos \theta). \quad (11.15)$$

На рис. 11.9 представлені ДС двоелементної АР ($d = \lambda$), що побудовані згідно виразу (11.15) за допомогою математичного пакету MathCAD та графічно, використовуючи принцип суперпозиції, як в задачі 1.

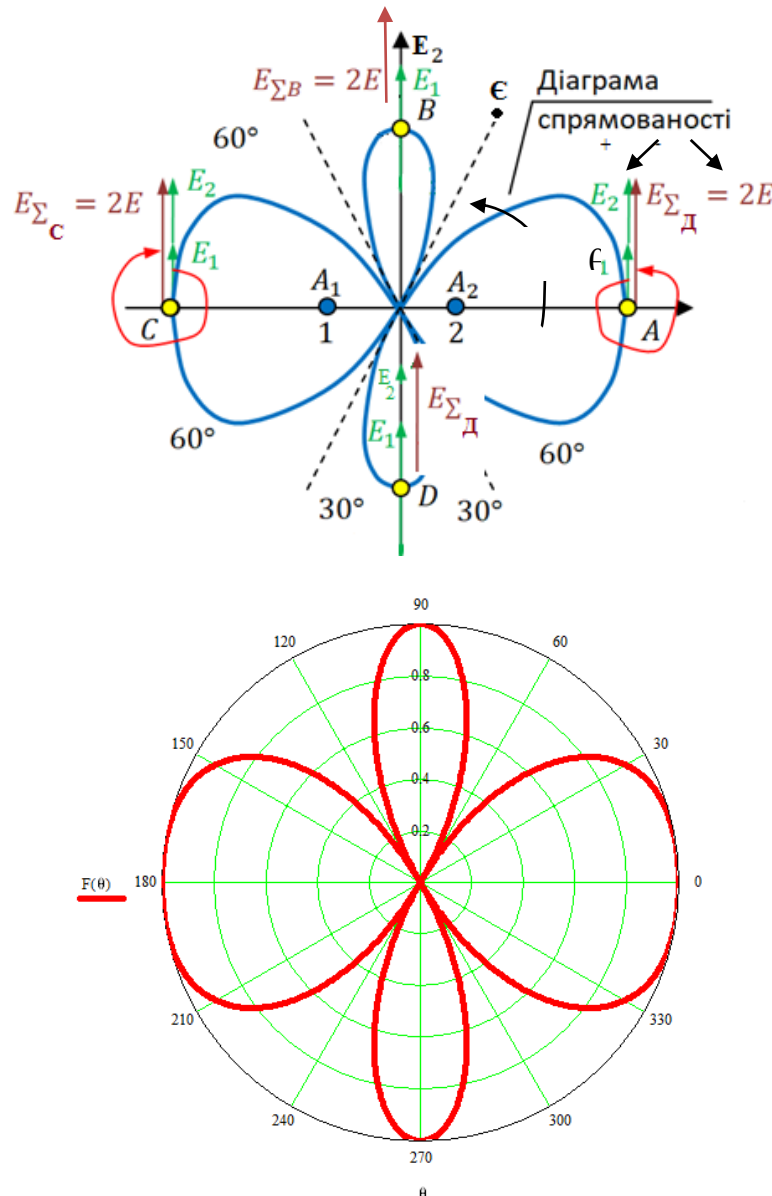


Рисунок 11.9. ДС двох випромінюючих елементів (Задача 3).

Розглянемо складання полів випромінювання в довільній точці Є в I квадранті. Так як в точках B і A складання полів випромінювання привело до суми, що дорівнює $2E$, то в I квадранті користуючись векторними діаграмами в т. A і B можна знайти, скільки буде нулів в ДС при зміні θ від 0 до 90° . Перебуваючи в I квадранті і змінюючи θ від 0 до 90° ми бачимо кут θ_1 при якому $E_\Sigma = 0$ один раз. Це коли E_2 при обертанні зафіксували вниз. Отож, знайдемо θ_{01} із $\boxed{\cos(\theta_{01}) \cdot kd = \pi} \Rightarrow \theta_{01} = 60^\circ$. Отримали чотирипелюсткову ДС. Напрямки нулів в ДС $\theta = 60^\circ; 120^\circ; 240^\circ; 300^\circ$.

4) $n = 2; A_1 = A_2 = A; d = \lambda; \psi = \pi$.

$$F_{\text{мн.АР}}(\theta, \varphi) = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sin(kd \cos \theta - \pi)}{\sin\left[\frac{1}{2}(kd \cos \theta - \pi)\right]} =$$

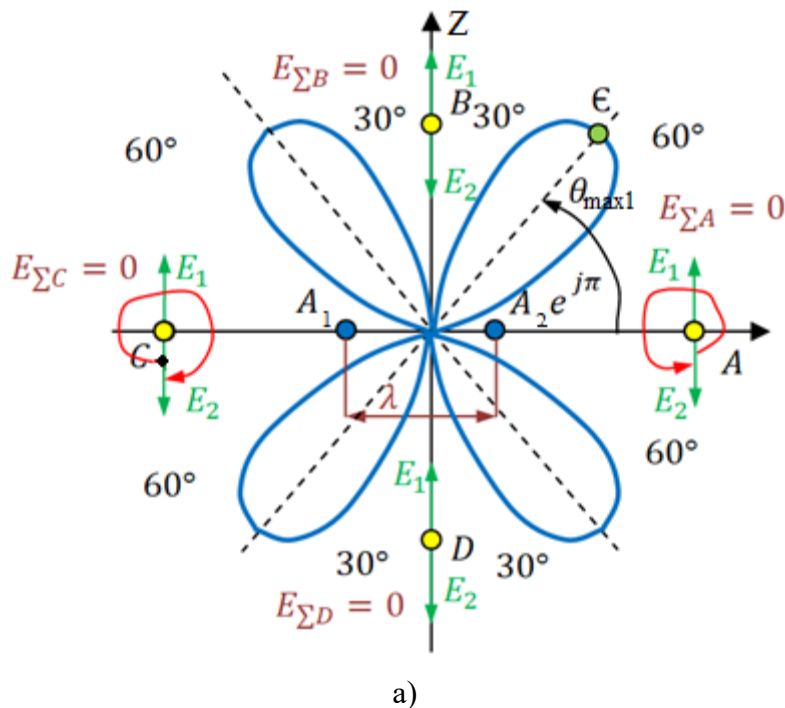
$$= \cos\left[\frac{1}{2}\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \lambda \cdot \cos \theta - \pi\right)\right] = \cos\left[(\pi \cos \theta) - \frac{\pi}{2}\right] = \sin(\pi \cos \theta).$$

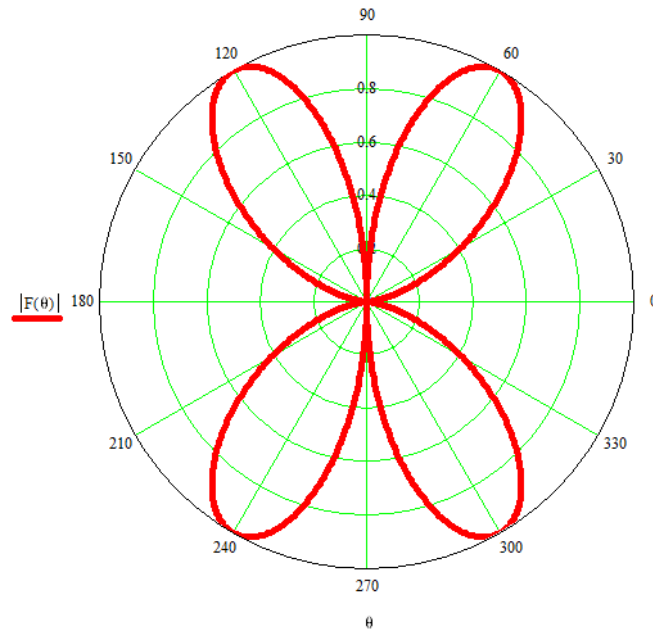
Множник антеної решітки для цього випадку буде

$$F_{\text{мн.АР}}(\theta, \varphi) = \sin(\pi \cos \theta). \quad (11.16)$$

На рис. 11.10 представлені діаграми спрямованості двоелементної АР $d = \lambda$, $\psi = \pi$, що побудовані згідно виразу (11.16) за допомогою математичного пакету MathCAD та графічно, використовуючи принцип суперпозиції.

Послідовність побудови діаграми спрямованості рис. 11.10а (Задача 4).





б)

Рисунок 11.10. ДС двох випромінюючих елементів.

1. Спочатку будуємо векторні діаграми в точках A, B, C, D , як в задачі 1.
2. Потім, аналізуючи векторні діаграми в точках A і B бачимо, що в першому квадранті можливий лише один максимум в діаграмі спрямованості. Кут θ , при якому максимум діаграми спрямованості знайдемо $kd \cos \theta_{\max 1} = \pi$. Звідки $\theta_{\max 1} = 60^\circ$. Далі все так, як і в попередніх задачах.

Аналізуючи результати розв'язання чотирьох задач, робимо висновки:

1. При синфазному живленні випромінювачів, збільшуючи відстані між випромінювачами, збільшується кількість пелюсток в ДС.
2. При $d = \text{const}$ і зміні фазування живлення випромінювачів кількість пелюсток в ДС залишається незмінною, а ДС – повертається.

Задача 5. Антенна решітка складається із трьох вібраторів, що знаходяться на відстані $d = \lambda/2$ один від одного. Вони живляться синфазно однаковими струмами. Знайти функцію направленості цієї решітки в площині «Н» та зобразити її ДС; знайти функцію спрямованості і зобразити ДС цієї АР, якщо амплітуду струму живлення середнього вібратора збільшити в три рази (варіант 2).

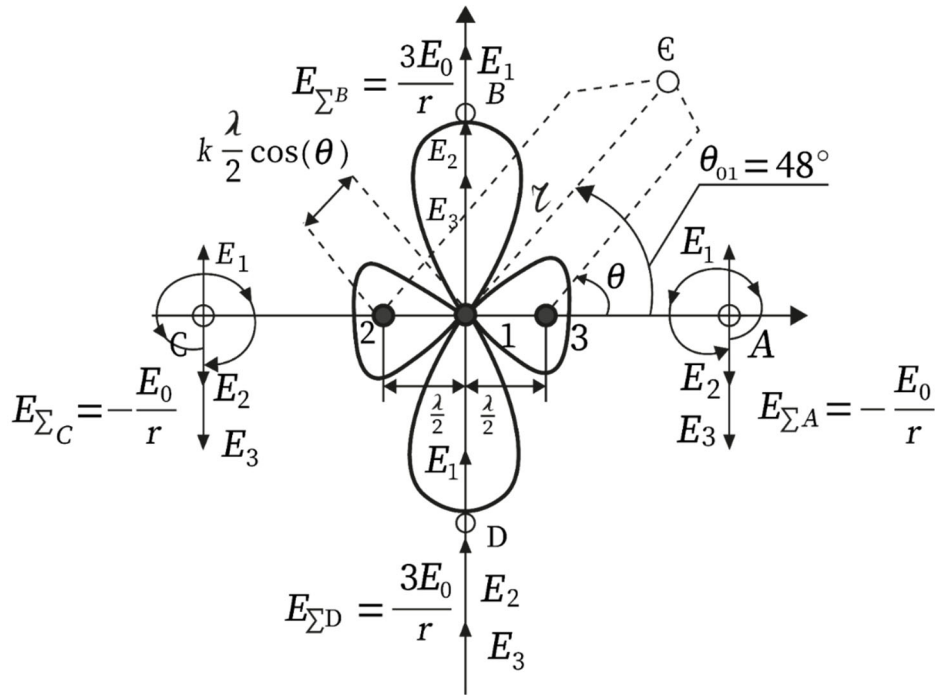
Розв'язок

- 1) Поле випромінювання в довільній т.Є на сфері постійного радіуса, що знаходиться в дальній зоні, є суперпозицією полів випромінювання вібраторів 1, 2 і 3

$$E_{\epsilon}^I = \frac{E_0}{r} \cdot e^{-j\beta r} - \text{поле в т.Є від вібратора 1, } \boxed{\beta = \frac{2\pi}{\lambda}} = k;$$

$$E_{\epsilon}^{II} = \frac{E_0}{r} \cdot e^{-j\beta(r+\Delta r)} = \frac{E_0}{r} \cdot e^{-j\beta\left(r + \frac{\lambda}{2} \cos \theta\right)} - \text{поле в т. Є від вібратора 2;}$$

$$E_{\epsilon}^{\text{III}} = \frac{E_0}{r} \cdot e^{-j\beta(r-\Delta r)} = \frac{E_0}{r} \cdot e^{-j\beta\left(r-\frac{\lambda}{2}\cos\theta\right)} - \text{поле в т. } \epsilon \text{ від вібратора 3.}$$



a)

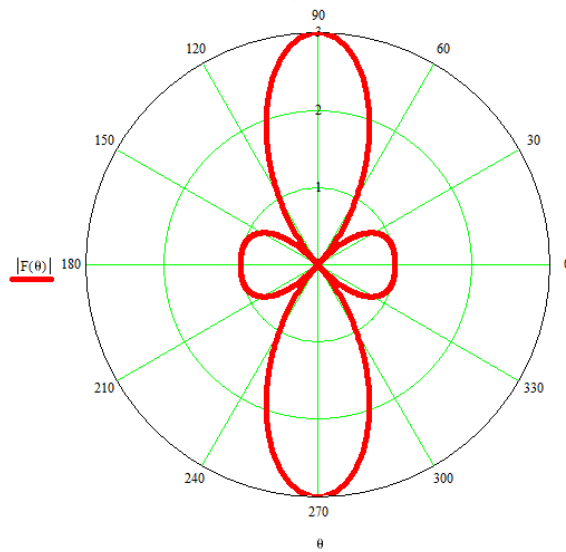


Рисунок 11.11. ДС АР до задачі 5.1.

Їх сума дорівнює

$$E_{\Sigma C} = \frac{E_0}{r} \cdot \underbrace{\left[1 + 2 \cos(kd \cos \theta)\right]}_{\text{функція спрямованості (ненормована)}} \cdot e^{-jkr}. \quad (11.17)$$

Із (11.17) функція спрямованості триелементної АР

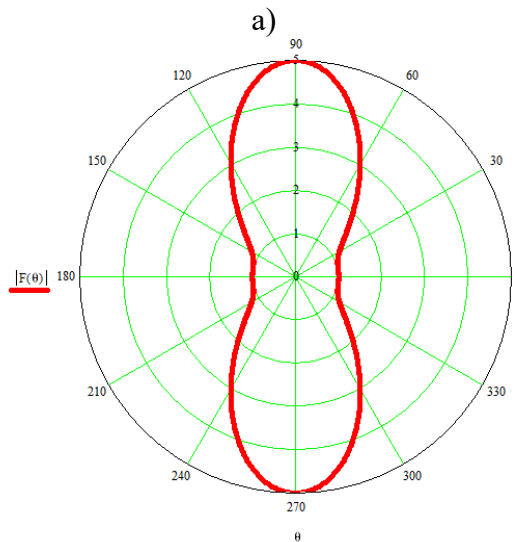
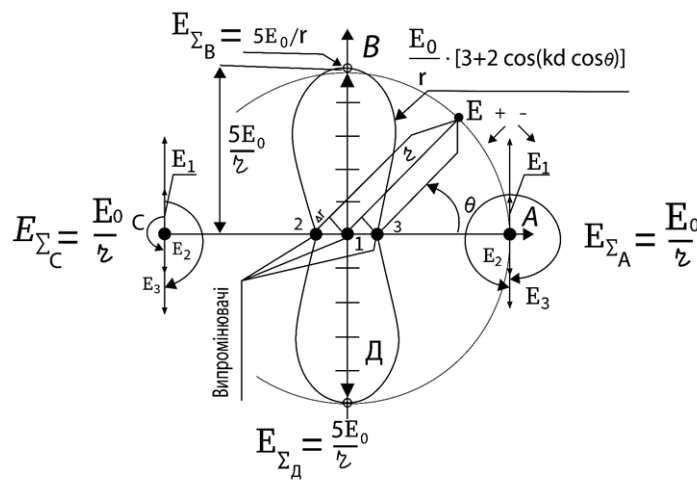
$$f_{\text{AP}}(\theta, \varphi) = \left[1 + 2 \cos(kd \cos \theta)\right]. \quad (11.18)$$

На рис. 11.11 представлені діаграми спрямованості, що побудовані згідно виразу (11.18) за допомогою математичного пакету MathCAD та графічно, використовуючи принцип суперпозиції.

При побудові ДС рис 11.11а потрібно накреслити векторні діаграми в т. A , B , C , D . Бачимо, що сумарне поле в т. A і C по осі розташування випромінювачів дорівнює $-E_0 / r$, а в т. B і D дорівнює $3E_0 / r$. Потім на основі діаграм в т. A і B на колі постійного радіуса в першому квадранті бачимо наявність одного напрямку нульового випромінювання. Нехай це буде кут θ_{01} : його ми розраховуємо із (11.18), прирівнюючи вираз функції направленості нулю.

Отже, маємо:

$$1 + 2 \cos(kd \cos \theta_{01}) = 0 \rightarrow 2 \cos(kd \cos \theta_{01}) = -1 \rightarrow \theta_{01} = 48.2^\circ.$$



б)
Рисунок 11.12. ДС АР до задачі 5.2.

2) Для варіанту (2) маємо:

$$E_e^I = 3 \frac{E_0}{r} \cdot e^{-jkr},$$

$$E_{\text{с}}^{\text{II}} = \frac{E_0}{r} \cdot e^{-jk\left(r + \frac{\lambda}{2} \cos \theta\right)};$$

$$E_{\text{с}}^{\text{III}} = \frac{E_0}{r} \cdot e^{-jk\left(r - \frac{\lambda}{2} \cos \theta\right)}.$$

Їх сума:

$$E_{\Sigma \text{с}} = \frac{E_0}{r} \cdot [3 + 2 \cos(kd \cos \theta)] \cdot e^{-jkr}. \quad (11.19)$$

Із (11.19) функція спрямованості цієї триелементної АР буде

$$f_{\text{мн АР}}(\theta, \varphi) = [3 + 2 \cos(kd \cos \theta)]. \quad (11.20)$$

На рис. 11.12(а, б) представлені діаграми спрямованості побудовані згідно виразу (11.20) за алгоритмом, що пояснений в попередніх задачах (принцип суперпозиції), за допомогою математичного пакету MathCAD.

ДС не мають напрямів нульового випромінювання.

Лекція 12. Побудова ДС синфазної прямолінійної, рівноамплітудної, еквідистантної АР в режимі нормального випромінювання з використанням принципу суперпозиції і векторних діаграм за різними напрямками

Побудову діаграми спрямованості цієї АР здійснимо в першому квадранті використовуючи лише загальні фізичні міркування – принцип суперпозиції полів випромінювання в точках за певними напрямками на сфері постійного радіуса в дальній зоні.

Нормована функція направленості синфазної ПрЛАР у цьому режимі описується:

$$F(\theta, \varphi) = \frac{1}{n} \frac{\sin \left[\frac{n}{2} kd \cos \theta \right]}{\sin \left[\frac{1}{2} kd \cos \theta \right]}. \quad (12.1)$$

Її перший головний максимум відповідає кутам $\theta_{1\text{гол}} = \pm \frac{\pi}{2}$. Відлік кута θ починається від осі Z (рис. 12.1).

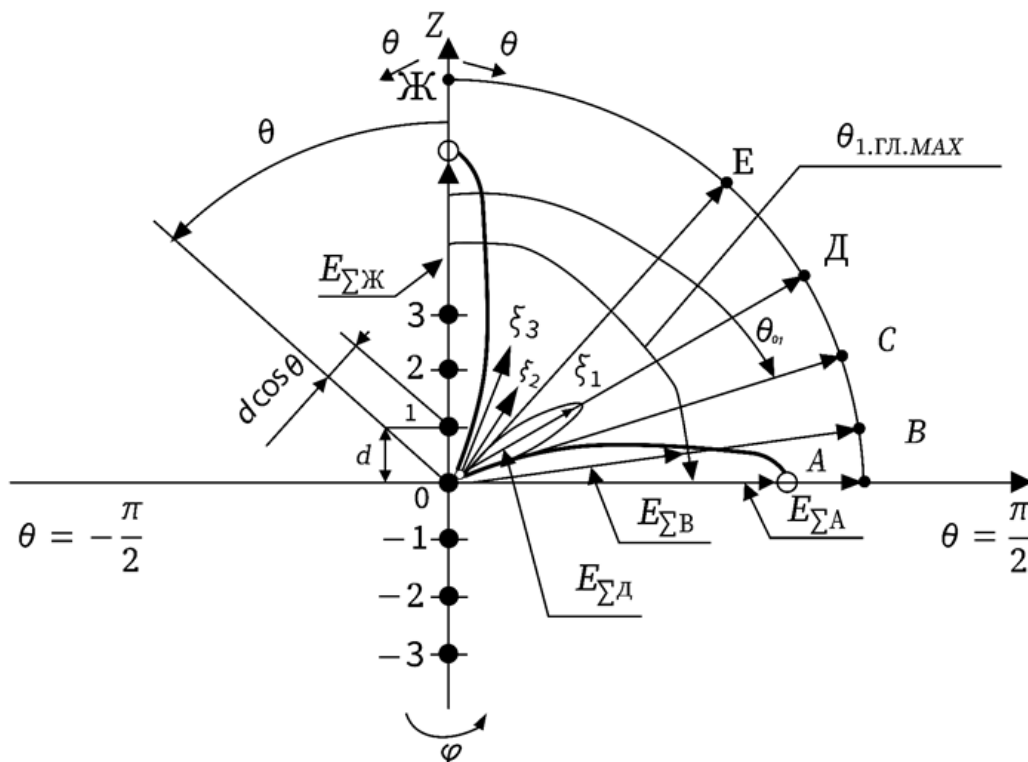


Рисунок 12.1. ДС синфазної прямолінійної АР в режимі нормального випромінювання (перший квадрант).

Елементи АР знаходяться на осі Z ($n = 7$). Центр АР співпадає з її середнім елементом. Позначимо його нульовим. Елементи, що знаходяться при $Z > 0$, позначимо 1, 2, 3, ... а при $Z < 0$ – позначимо $-1, -2, -3, \dots$. Крок решітки d . При аналізі властивостей цієї АР та побудові її ДС скористаємось визначенням ДС

(це геометричне місце точок кінців векторів сумарного поля випромінювання АР на сфері постійного радіуса в дальній зоні від кутів θ , φ) та використаємо принцип суперпозиції полів випромінювання від усіх випромінювачів АР в точках $A, B, C, D, E, Ж$, які знаходяться в першому квадранті на колі постійного радіуса. Центр кола співпадає з середнім випромінювачем АР, а його радіус більший межі дальньої зони АР. Ці точки відповідають певним значенням кута θ . Кількість точок та їх місце на колі постійного радіуса вибирають таким чином, щоб у них сумарне поле випромінювання на ДС дорівнювало максимальним значенням, чи нулям, або ж іншим характерним значенням полів випромінювання, що характеризують ДС антенної решітки. Кількість випромінювачів АР, що аналізується, вибрана такою, щоб вона була достатня для пояснення загальних закономірностей при побудові діаграми спрямованості. На рис. 12.2 приведені векторні діаграми полів випромінювання в точках $A, B, C, D, E, Ж$. Вони побудовані згідно з правилами складання векторів.

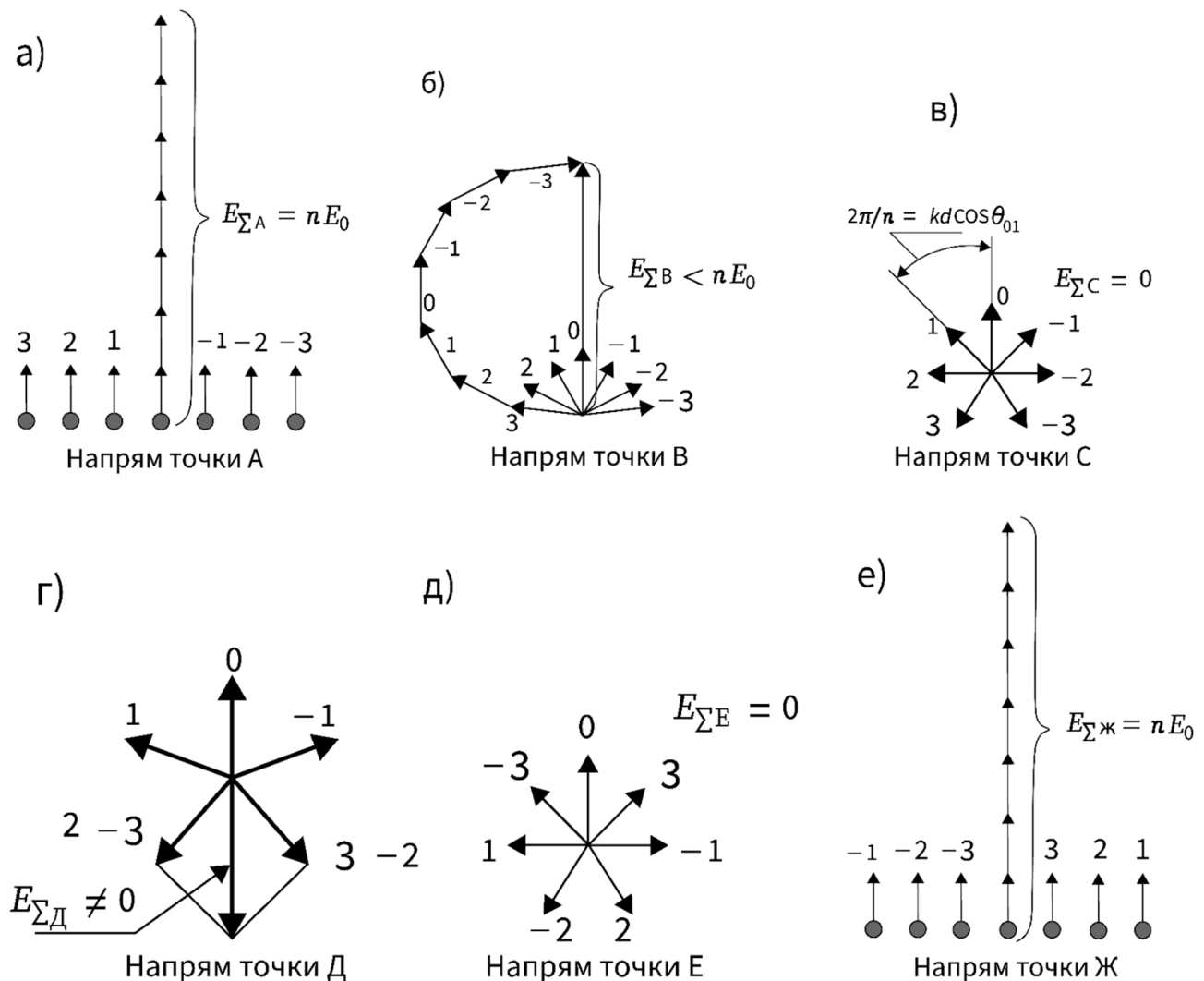


Рисунок 12.2. Векторні діаграми полів випромінювання.

Пояснимо характерні особливості побудови векторних діаграм в цих точках.

- В т.А поля випромінювання всіх випромінювачів складаються синфазно, так як відстані від кожного випромінювача до т.А однакові. Векторна діаграма векторів показана на рис. 12.2а. Складання графічне, таким чином отримали $E_{\Sigma A} = nE_0$ (діаграма а).
- В т.В (рис. 12.2б) – фактично зображені 2 діаграми. Перша – віяло векторів, що мають спільний початок в т. 0. Кожний з векторів є комплексною амплітудою полів, що збуджені: 3, 2, 1, 0, -1, -2, -3 випромінювачами в т.В. Вектор з індексом 0 орієнтований вертикально. Вектори 1, 2, 3 відносно вектора з індексом 0, нахилені проти годинникової стрілки на різні кути, які пропорційні різницям відстаней між випромінювачами 1, 2, 3 і 0 до точки В, відповідно, і вказують на те, що вектори з індексами 1, 2, 3 випереджають по фазі вектор з індексом 0. При цьому кожен наступний вектор має випередження у порівнянні з попереднім $kd \cdot \cos(\theta)$ ($k = 2\pi/\lambda$, d – крок решітки). Вектори -1, -2, -3 нахилені за годинниковою стрілкою, що вказує на те, що вони відстають по фазі від вектора з індексом 0. Отримаємо віяло із семи векторів. Підсумовуючи комплексні амплітуди полів випромінювачів 3, 2, 1, 0, -1, -2, -3 графічно, отримаємо другу діаграму (рис. 12.2.б), з якої маємо сумарний вектор $E_{\Sigma B}$ в т.В. Видно, що $|E_{\Sigma B}| < |E_{\Sigma A}|$.
- В т.С (рис. 12.2в) віяло векторів попередньої діаграми перетворилось у зірку векторів, 0, 1, 2, 3, -3, -2, -1, сума яких дорівнює 0 ($E_{\Sigma C} = 0$). Кут між двома сусідніми векторами на цій діаграмі дорівнює $\frac{2\pi}{n}$ (рис. 2в). З іншого боку цей зсув фаз між полями випромінювання в т.С від двох сусідніх випромінювачів дорівнює $kd \cos(\theta_{01})$. θ_{01} визначає напрямок, вздовж якого формується перший 0 в ДС. Прирівнюючи $2\pi/n$ і $kd \cos(\theta_{01})$, знаходимо $\cos \theta_{01} = \lambda / (nd)$. З цього виразу видно, що нулі в діаграмі спрямованості з'являються, якщо $\lambda/nd < 1$. Крім цього, чим більше nd – тим більше нулів в діаграмі спрямованості. Так як ми закінчили формувати верхню половину головної пелюстки, то отриманий результат дозволяє зробити висновок: при збільшенні n збільшується кількість нулів в ДС, а значить зменшується ширина головної пелюстки ДС.
- В т.Д (рис. 12.2г) просторовий зсув фаз між полями випромінювання сусідніх елементів збільшується. $kdcos\theta_C$ в напрямку точки С, менше ніж $kdcos\theta_D$ в напрямку точки D. А значить віяло векторів полів від кожного з випромінювачів все більше розходиться. Точка D на колі постійного радіуса вибрана так, щоб сума полів випромінювання від елементів 0, 1, 2,

–1, –2 дорівнювала нулю, а випромінювачі 3 і –3 створили сумарне поле, яке й є першим локальним максимумом. Таким чином ми можемо стверджувати, що створилась половина першої бокової пелюстки в ДС. Як бачимо з цієї діаграми (рис 12.2г), що бокова пелюстка створилась полями випромінювання периферійних елементів. А тому, зменшуючи амплітуди живлення периферійних елементів, можна зменшити амплітуди бокових пелюсток в ДС антенної решітки.

- В т.Е (рис. 12.2д). Продовжуючи рухатись по колу постійного радіуса, ми зупинились у т.Е. Вона характерна тим, що сума полів випромінювання від всіх елементів АР знову дорівнює нулю. Бачимо, що просторовий і фазовий зсув між двома сусідніми елементами ще збільшився: $k d \cos \theta_E > k d \cos \theta_D$. Напрямок на т.Е завершує побудову першої бокової пелюстки.
- В т.Ж (рис. 12.2е). Збільшуючи просторовий і фазовий зсув між полями випромінювання двох сусідніх елементів до 2π , ми отримали суму випромінювання від цих елементів, яка дорівнює nE_0 , так як поля всіх випромінювачів – синфазні. Це відображено на діаграмі рис. 12.2ж

$$k d \cos(\theta_{\text{II глоб max}}) = 2\pi. \quad (12.2)$$

Для того, щоб створити другий глобальний максимум, ми рухались по колу постійного радіуса, зменшуючи кут θ (k і d – const). Отримати другий глобальний максимум ми зможемо лише тоді, коли $\theta = 0^\circ$. Антенну решітку ми створювали, щоб вона мала найбільшу направленість, а тому поява другого глобального максимуму в ДС є недопустимою. Із (12.2) можна отримати обмеження на крок АР, при якому в ДС не буде другого глобального максимуму

$$\cos(\theta_{\text{II глоб max}}) = \frac{2\pi}{k d} = \frac{\lambda}{d}. \quad (12.3)$$

Для того, щоб другий глобальний максимум не появився, потрібно, щоб права частина була більша одиниці. Звідси, $d < \lambda$ – умова відсутності II гл. максимуму.

Так як ДС АР у цьому режимі симетрична відносно осі I гл. максимуму (буде показано в наступній лекції), то ДС у IV квадранті буде такою ж, як і в I, і їй симетрична. Крім цього, $F(\theta, \varphi)$ не залежить від кута φ , а тому повну ДС можна отримати, обертанням діаграми спрямованості квадрантів I і IV.

Лекція 13. Математичний аналіз ДС синфазної, прямолінійної, рівноамплітудної, еквідистантної АР в режимі нормального випромінювання, що складається із ненаправлених випромінювачів

Нормована функція спрямованості цієї АР в режимі нормального випромінювання

$$F(\theta, \varphi) = \frac{1}{n} \frac{\sin \left[\frac{n}{2} kd \cos \theta \right]}{\sin \left[\frac{1}{2} kd \cos \theta \right]}, \quad (13.1)$$

де n – кількість випромінювачів в АР; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$; d – крок решітки; θ – кут місця.

Для цього режиму зсув фаз між струмами (полями) живлення сусідніх випромінювачів $\psi = 0$.

Типова ДС неоптимізованої АР (має другий глобальний максимум, а також амплітуди бокових пелюсток в кожному квадранті спочатку спадають, а потім зростають). АР в цьому режимі показана на рис. 13.1.

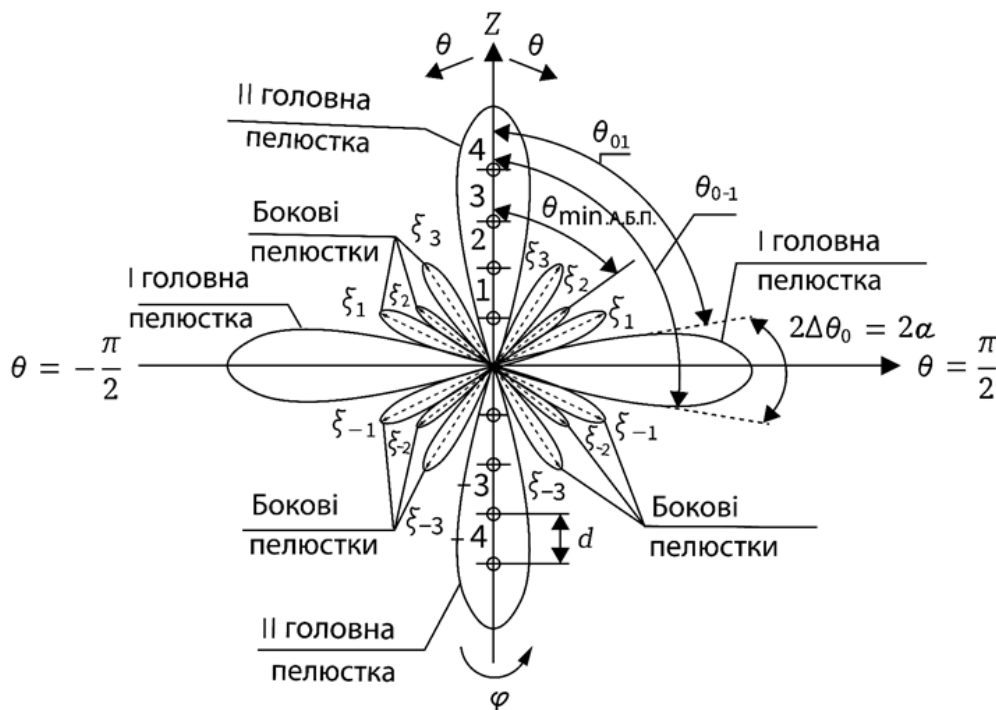


Рисунок 13.1. ДС п'ятиелементної антенної решітки при $d = \lambda$, $\Psi = 0$, побудована за допомогою математичного пакету MathCAD.

На діаграмі зафіксовані наступні важливі характерні закономірності:

1. 2 глобальні максимуми (може бути і більше) – ознака не оптимально-побудованої антенної решітки.
2. Бокові пелюстки (БП).
3. Амплітуди бокових пелюсток спочатку спадають, а потім зростають.

Послідовно проведемо аналітичний аналіз основних параметрів ДС у цьому режимі.

В результаті аналізу знайдемо:

1. Напрямки нулів (нульового випромінювання) в ДС ($\theta_{01}, \theta_{02} \dots \theta_{0-1} \dots$).
2. Ширину ГП ДС за напрямками нульового випромінювання ($2\Delta\theta_0$).
3. Рівень амплітуд бокових пелюсток ($\xi_1, \xi_2 \dots$).
4. Умову відсутності другого глобального максимуму в ДС.
5. Умову спадаючого характеру рівня амплітуд бокових пелюсток в ДС.

- 1) *Напрямки нульового випромінювання в ДС* знаходимо, скориставшись умовами із (13.1):

$$\begin{aligned} \text{чисельник} \left\{ \sin\left(\frac{n}{2}kd \cos \theta\right) = 0 \Rightarrow \left(\frac{n}{2}kd \cos \theta_{0m}\right) = \pm m\pi (m = 1, 2, 3 \dots) \right. \\ \left. \text{знаменник} \left\{ \sin\left(\frac{1}{2}kd \cos \theta\right) \neq 0 \Rightarrow \left(\frac{1}{2}kd \cos \theta_{0p}\right) \neq \pm p\pi (p = 1, 2, 3 \dots) \right. \right. \Rightarrow \end{aligned}$$

В результаті отримаємо

$$\cos \theta_{0m} = \pm \frac{2m\pi}{n} / k \cdot d = \pm \frac{m\lambda}{nd}, \quad (13.2)$$

де m – кількість нулів ДС в першому квадранті;

$\pm m$ визначають напрямки нульового випромінювання в першому та четвертому квадрантах, відповідно.

Аналіз (13.2) дозволяє зробити наступні висновки:

- 1) ДС – симетрична відносно напрямку $\theta = \frac{\pi}{2}$.
- 2) Чим більше випромінювачів в АР, тим більше напрямків нульового випромінювання в ДС.

На рис. 13.2 приведені ненормовані діаграми спрямованості антенної решітки для різних n , при $d = \text{const}$ та різних d згідно (13.1). Вони ілюструють: залежності кількості бокових пелюсток функції n при $d = \text{const} = 0,5\lambda$, а також ширини головної пелюстки функції n (при збільшенні n вона "всихає"). На рис. 13.2(д,ж) приведені ДС ЛАР, на яких ілюструється збільшення кількості глобальних максимумів при збільшенні d .

- 2) *Ширина першої головної пелюстки в ДС.*

Для її визначення знайдемо перший напрямок нульового випромінювання в ДС (θ_{01}).

$$\cos \theta_{0\pm 1} = \pm \frac{\lambda}{nd}.$$

Якщо $n \gg 1$, то ширина головної пелюстки ДС вузька, $2\alpha \rightarrow 0$.

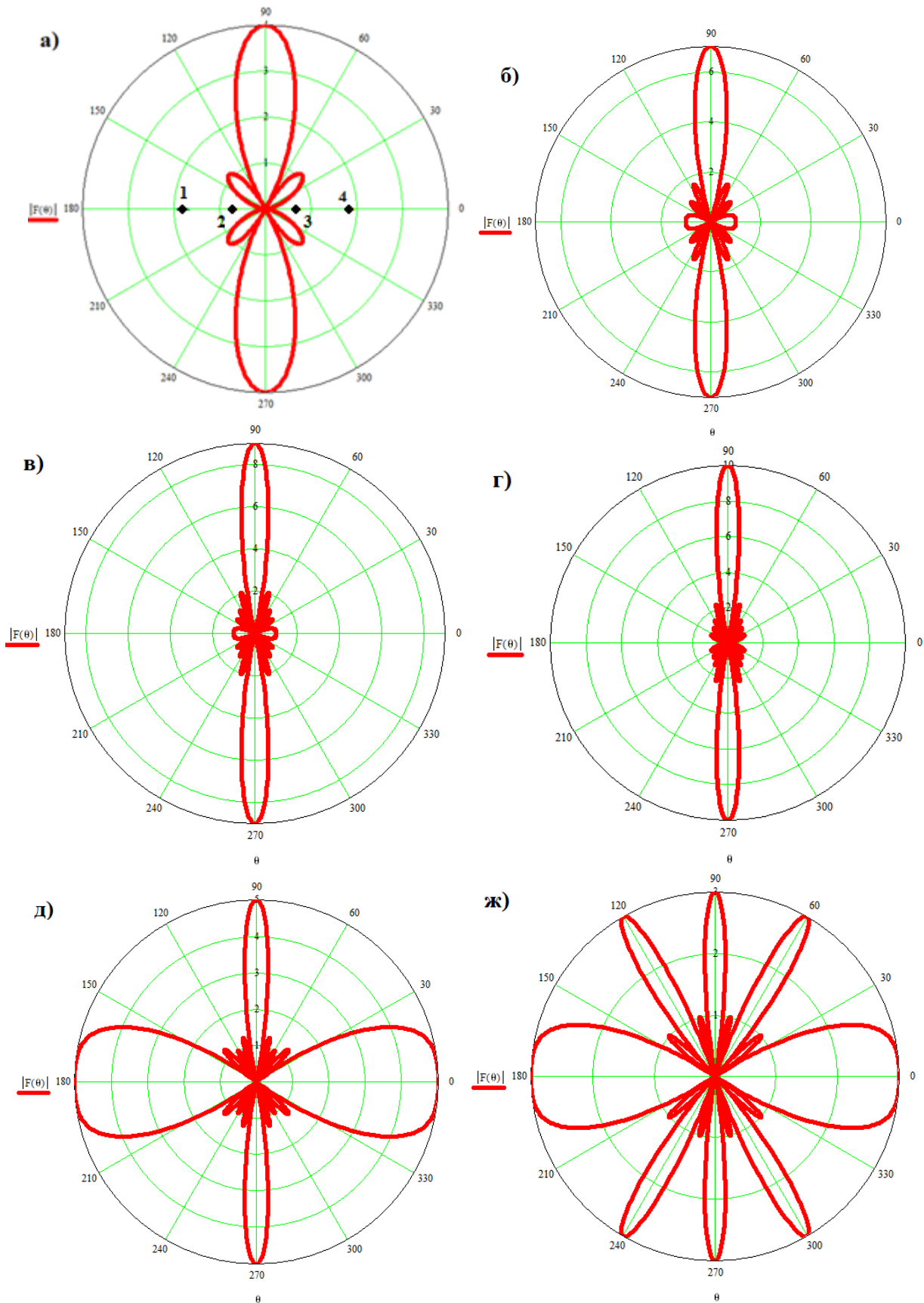


Рисунок 13.2. Типові ДС антенної решітки:
 $d = 0,5\lambda, n = 4$ (а); $d = 0,5\lambda, n = 7$ (б); $d = 0,5\lambda, n = 9$ (в); $d = 0,5\lambda, n = 10$ (г);
 $d = \lambda, n = 5$ (д); $d = 2\lambda, n = 3$ (ж).

Тоді скориставшись тим, що

$$\theta_{01} = 90^\circ - \alpha \Rightarrow \cos \theta_{01} = \cos(90^\circ - \alpha) = \sin \alpha = \alpha, \quad \alpha \rightarrow 0$$

отримаємо ширину головної пелюстки ДС, за напрямками нульового випромінювання

$$2\alpha = 2\Delta\theta_0 = \frac{2\lambda}{nd} = \frac{115^\circ\lambda}{nd}.$$

Можна знайти також $2\Delta\theta_{0,5} = \frac{51^\circ\lambda}{nd}$, де $2\Delta\theta_{0,5}$ – ширина головної пелюстки за напрямками, де $\Pi_{\text{сер}} = 0,5\Pi_{\text{сер max}}$.

Висновок: ширина головних пелюсток ДС ($2\Delta\theta_0$ і $2\Delta\theta_{0,5}$) обернено пропорційна кількості елементів АР (довжині АР).

3) Рівень амплітуд бокових пелюсток.

Для їх визначення знайдемо напрямки max амплітуд бокових пелюсток ($\theta_{\text{max А БП}}$), скориставшись (13.1), із умови, що (чисельник (13.1) дорівнює максимальним значенням):

$$\sin\left(\frac{n}{2}kd \cos \theta_{\text{max А БП}}\right) = \pm 1.$$

Звідси знаходимо

$$\frac{n}{2}kd \cos \theta_{\text{max А БП}} = \pm \frac{\pi}{2}(2m+1) \Rightarrow \cos \theta_{\text{max А БП}} = \pm \frac{\pi\lambda}{2\pi n}(2m+1), \quad (13.3)$$

$m = 1, 2, 3 \dots$ – кількість напрямків max БП в I-му квадранті.

Підставивши (13.3) в вираз (13.1) отримаємо відносний рівень А БП:

$$\underbrace{\xi_m}_{\text{відн. рівень А БП}} = \frac{1}{n \sin\left[\frac{1}{n} \frac{\pi}{2}(2m+1)\right]}. \quad (13.4)$$

Якщо $n \gg 1$ і $m = 1, 2$, то $\sin\left[\frac{1}{n} \frac{\pi}{2}(2m+1)\right] \cong \frac{1}{n} \frac{\pi}{2}(2m+1) \Rightarrow$ отримаємо

відносні амплітуди I і II бокових пелюсток $\Rightarrow \xi_1 = \frac{2}{\pi \cdot 3} = 0,21$ або $-13,56$ дБ – відносна амплітуда I БП.

$\xi_2 = \frac{2}{\pi \cdot 5} = 0,127$ або $-17,9$ дБ – відносна амплітуда II БП.

Висновки:

1. Амплітуда I БП = $-13,56$ дБ.
Амплітуда II БП = $-17,9$ дБ
2. Амплітуди I і II БП в першому наближенні не залежать від n .

4) Умова відсутності II глобального максимуму

II глоб. тах в ДС може з'явитись вздовж осі z , так як просторовий фазовий зсув між збудженими полями в ДЗ від сусідніх елементів в цьому напрямку найбільший. Якщо він дорівнює 2π , то поля випромінювання в цьому напрямку, знову, як і у випадку $\theta = \frac{\pi}{2}$, складаються синфазно.

Отже, із рівності нулю знаменника виразу (13.1) отримаємо умову появи II глоб. тах

$$\frac{1}{2}kd \cos \theta_{\text{IIгл. тах}} = \pm \pi. \quad (13.5)$$

В результаті отримаємо

$$\cos \theta_{\text{IIгл. тах}} = \pm \frac{2\pi}{kd}. \quad (13.6)$$

Для того щоб він не з'явився, необхідно щоб $\cos \theta_{\text{IIгл. тах}} \begin{cases} > 1 \\ < -1 \end{cases} \Rightarrow$

$$\pm \frac{2\pi}{kd} \begin{cases} > 1 \\ < -1 \end{cases} \Rightarrow d < \lambda.$$

Висновки: IIгл. тах не з'явиться, якщо $d < \lambda$!

5) Умова спадаючого характеру рівня амплітуд БП

Для того щоб він був спадаючий, необхідно спочатку розв'язати декілька задач: знайти напрямок, вздовж якого формується бокова пелюстка найменшої амплітуди ($\theta_{\text{min A БП}}$). Із виразу (13.1) знаходимо кут $\theta_{\text{min A БП}}$. Це буде якщо знаменник цього виразу дорівнює тах значенню:

$$\begin{aligned} \sin \frac{1}{2}kd \cos \theta_{\text{min A БП}} = \pm 1 &\Rightarrow \frac{1}{2}kd \cos \theta_{\text{min A БП}} = \pm \frac{\pi}{2}, \\ \cos \theta_{\text{min A БП}} = \pm \frac{\pi}{kd} &\Rightarrow \cos \theta_{\text{min A БП}} = \pm \frac{\lambda}{2d}. \end{aligned}$$

Для того щоб формування бокових пелюсток на цьому і закінчились, необхідно поставити умову:

$$\cos \theta_{\text{min A БП}} = \pm \frac{\lambda}{2d} \begin{cases} > 1 \\ < -1 \end{cases} \Rightarrow d < \frac{\lambda}{2}. \quad (13.7)$$

Висновки: Для того, щоб в ДС АР був лише спадаючий характер амплітуд бокових пелюсток необхідно, щоб шаг решітки був менший $\lambda/2$.

Лекція 14. Математичний аналіз ДС лінійнофазної, прямолінійної, рівноамплітудної, еквідистантної антенної решітки, що складається із ненаправлених випромінювачів

Вважаємо що АР – лінійнофазна $\Rightarrow \psi_i = (i - 1)\psi$; рівноамплітудна, еквідистантна, і випромінювачі АР – ненаправлені — це режим нахиленого випромінювання.

Для цього режиму: $kd > \psi > 0$, де ψ – зсув фаз між полями (струмами) живлення сусідніх випромінювачів АР. Нормована функція направленості цієї антенної решітки в режимі нахиленого випромінювання описується

$$F(\theta, \varphi) = \frac{1}{n} \cdot \frac{\sin \left[\frac{n}{2} (kd \cos \theta - \psi) \right]}{\sin \left[\frac{1}{2} (kd \cos \theta - \psi) \right]}, \quad (14.1)$$

де d – крок решітки; n – кількість елементів в АР; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – фазова стала; θ – кут

місця сферичної системи координат; ψ – зсув фаз між полями (струмами) живлення сусідніх випромінювачів антенної решітки; фаза поля (струму) живлення i -го випромінювача в лінійнофазній антенній решітці $\psi_i = (i - 1)\psi$.

Діаграма спрямованості неоптимально побудованої антенної решітки в цьому режимі показана на (рис. 14.1).

$$\cos \theta_{I.\Gamma\text{Л.max}} = \frac{\psi}{k d}$$

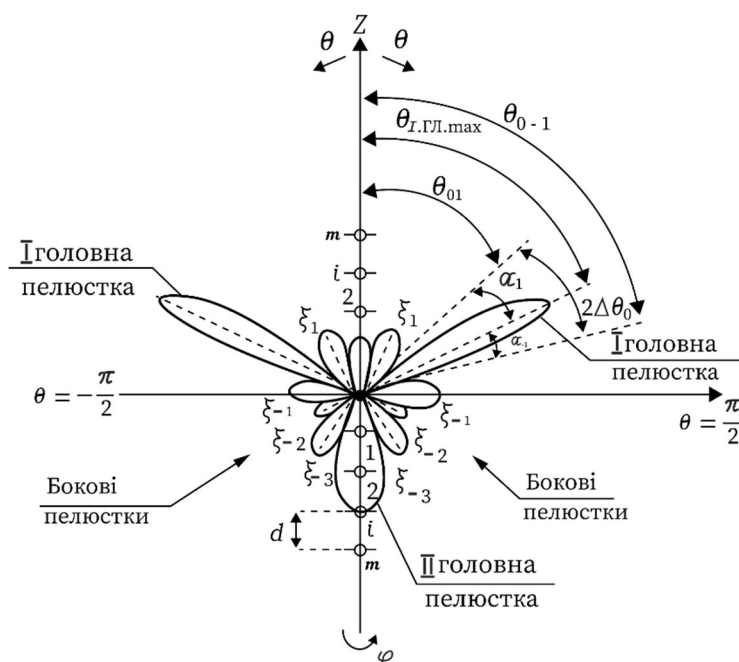


Рисунок 14.1. Діаграма спрямованості антенної решітки в режимі нахиленого випромінювання.

На ДС показані і акцентована увага на наявність в ній:

- 1) I і II гл. max
- 2) Бокові пелюстки за амплітудою спочатку спадають, а потім зростають.
- 3) ДС відносно напрямку max випромінювання I гл.max – не симетрична.

В цьому режимі I – глобальний максимум формується за напрямком, де просторовий зсув фаз між полями випромінювання сусідніх випромінювачів $kd \cos \theta_{I \text{ гл. max}}$ і зсув фаз між полями (струмами) живлення сусідніх випромінювачів однакові в будь-якій точці дальньої зони.

$$kd \cos \theta_{I \text{ гл. max}} = \psi .$$

Визначимо напрямок ($\theta_{I \text{ гл. max}}$) вздовж якого формується максимум першої головної пелюстки

$$\cos \theta_{I \text{ гл. max}} = \frac{\psi}{kd} . \quad (14.2)$$

Із виразу (14.2) видно, що при збільшенні ψ напрямок максимального випромінювання відхиляється від нормалі до осі решітки і повертається в той бік, в який відбувається відставання фази струмів збудження елементів АР. Цей ефект використовується в техніці і називається скануванням гол. пелюстки ДС, а саму АР називають фасованою антенною решіткою (ФАР).

Для більш чіткого розуміння ефекту сканування головної пелюстки в діаграмах направленості антенної решітки на рис. 14.2 і 14.3 побудовані згідно з (14.1) діаграми спрямованості чотири і п'яти елементних АР при $d = \lambda / 2$ для різних ψ , які дорівнюють 0; 45; 90; 135 та 180 градусів. При побудові діаграм спрямованості використаний математичний пакет MathCad. Перша та п'ята ДС на рис. 14.2 та 14.3 відповідають режимам нормального і осьового випромінювання.

Продовжуючи аналіз знайдемо аналітично ті ж самі параметри АР, що і в режимі нормального випромінювання:

- а) напрямок max випромінювання I гол. пелюстки $\theta_{I \text{ гл. max}}$;
- б) нульові напрямки в ДС (напрямки нулів) $\theta_{01}, \theta_{02}, \dots, \theta_{-01}, \theta_{-02}, \dots$;
- в) ширину ГП ДС за напрямками нульового випромінювання $2\Delta\theta_0$;
- г) рівень А БП $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_{-1}, \xi_{-2}$;
- д) умову відсутності II глобального max в ДС;
- е) умову спадаючого характеру рівня амплітуд бокових в ДС.

Напрямок max випромінювання I гол. пелюстки знаходимо із рівності

$$kd \cos \theta_{I \text{ гл. max}} = \psi \Rightarrow \cos \theta_{I \text{ гл. max}} = \frac{\psi}{kd}$$

напрямки нульового випромінювання знаходимо із (14.1)

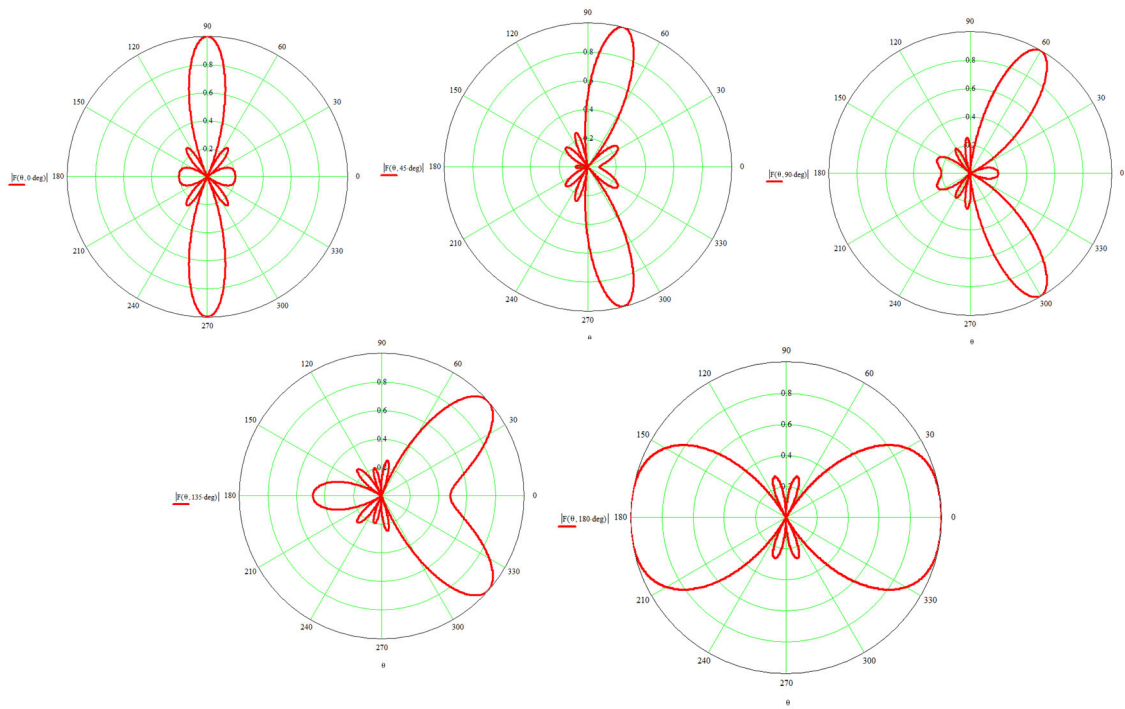


Рис. 14.2. ДС 4-елементних решіток при $\psi = 0, 45, 90, 135, 180^\circ$.

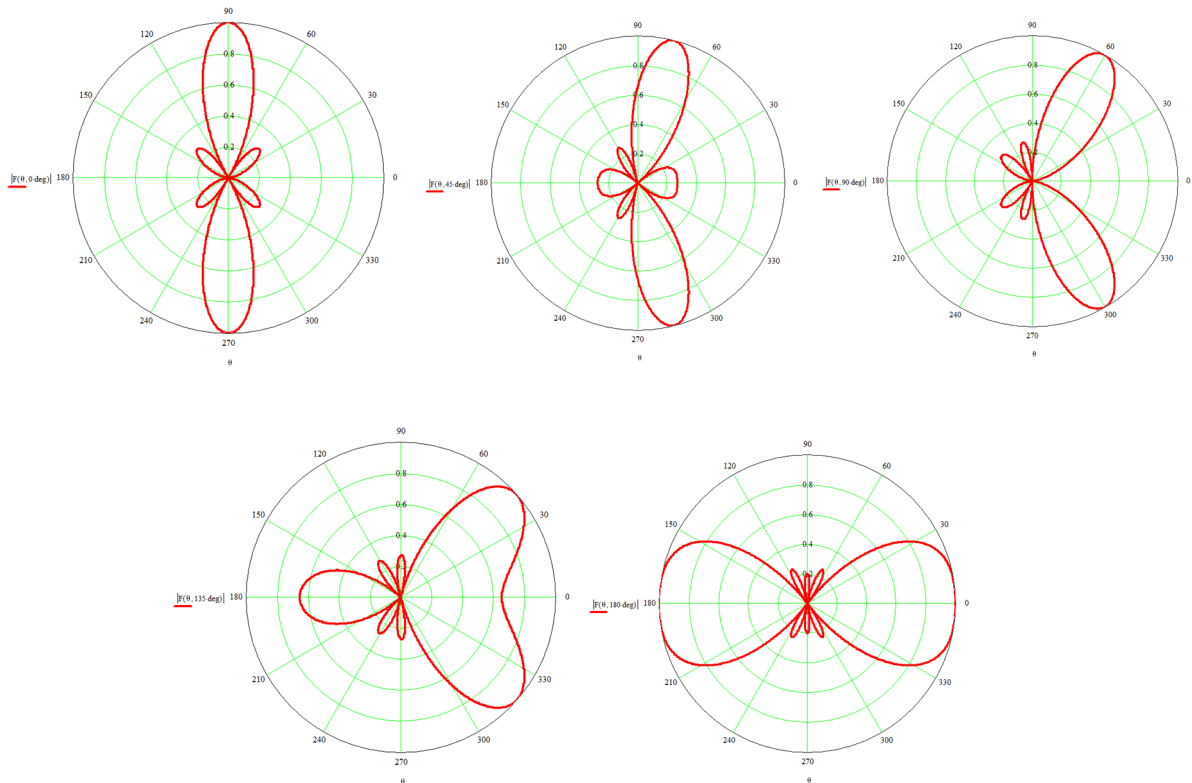


Рис. 14.3. ДС 5-елементних решіток при $\psi = 0, 45, 90, 135, 180^\circ$.

$$\begin{cases} \sin \frac{n}{2}(kd \cos \theta - \psi) = 0 \\ \sin \frac{1}{2}(kd \cos \theta - \psi) \neq 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \frac{n}{2}(kd \cos \theta_{0 \pm m} - \psi) = \pm m\pi (m = 1, 2, \dots) \\ \frac{1}{2}(kd \cos \theta_{0 \pm p} - \psi) \pm p\pi (p = 1, 2, \dots) \end{cases} \Rightarrow$$

В результаті отримаємо

$$\cos \theta_{0 \pm m} = \pm \frac{2m\pi}{n} \frac{\lambda}{2\pi d} + \frac{\psi}{kd}. \quad (14.3)$$

Із виразу (14.3) видно, що ДС асиметрична відносно напрямку $\max$ випромінювання І головної пелюстки.

Пелюстки, що лежать нижче $\theta_{I \text{ гл } \max}$ з'являються раніше! Так, якщо

$$\theta_{I \text{ гл } \max} = 45^\circ, \quad \frac{\psi}{kd} = 0,707 \Rightarrow \text{при } d = \frac{\lambda}{2}, \quad n = 7 \Rightarrow \alpha_1 \cong 38^\circ; \alpha_{-1} \cong 20^\circ!$$

в) ширина І гол. пелюстки за напрямками нульового випромінювання дорівнює

$$\begin{aligned} 2\Delta\theta_0 &= (\theta_{0-1} - \theta_{0+1}) = \arccos \left[-\frac{\lambda}{nd} + \frac{\psi}{kd} \right] - \arccos \left[\frac{\lambda}{nd} + \frac{\psi}{kd} \right] \approx \\ &\approx \frac{2\lambda}{nd} \frac{1}{\sin \theta_{I \text{ гл } \max}} = \frac{115^\circ \lambda}{nd} \frac{1}{\sin \theta_{I \text{ гл } \max}}. \end{aligned} \quad (14.4)$$

Висновок: при збільшенні відхилення напрямку першого глобального максимуму від нормалі ширина головної пелюстки збільшується, пропорційно

$$\sim \frac{1}{\sin \theta_{I \text{ гл } \max}}.$$

г) рівні амплітуд бокових пелюсток (АБП) в ДС знаходяться таким ж чином, як і в режимі нормального випромінювання. Вони дорівнюють:

$$\xi_m = \frac{1}{n} \frac{1}{\sin \left[\frac{1}{n} \frac{\pi}{2} (2m+1) \right]}. \quad (14.5)$$

Для перших двох амплітуд бокових пелюсток ξ_1 і ξ_2 , ($m = 1, 2$) коли $n \gg 1$, отримаємо числові значення

$$\sin \left(\frac{1}{n} \frac{\pi}{2} (2m+1) \right) \approx \frac{1}{n} \frac{\pi}{2} (2m+1),$$

далі за алгоритмом, що викладений в лекції 13, отримаємо

$$\begin{cases} \xi_1 = \frac{2}{3\pi} = 0,21 \Rightarrow 13,5 \text{ [дБ]}, \\ \xi_2 = \frac{2}{5\pi} = 0,127 \Rightarrow 17,9 \text{ [дБ]}. \end{cases}$$

Вони ті ж самі, що і в режимі нормального випромінювання.

д) умова відсутності $\Pi_{\text{гл max}}$ в ДС знаходиться послідовно: спочатку знаходимо напрямок (кут $\theta_{\Pi \text{ гл max}}$) максимуму другої глобальної пелюстки

$$kd \cos \theta_{\Pi \text{ гл max}} - \psi = \pm 2\pi \Rightarrow \cos \theta_{\Pi \text{ гл max}} = \pm \frac{2\pi \lambda}{2\pi d} + \underbrace{\frac{\psi}{kd}}_{\cos \theta_{\text{I гл max}}}.$$

Тепер, щоб таких кутів не було, необхідно поставити умову:

(В умові візьмемо лише знак $(-)$, тому що Π глобальний максимум раніше з'являється в IV-му квадранті)

$$\begin{aligned} d &= -\frac{\lambda}{d} + \frac{\psi}{kd} < -1 \Rightarrow \\ \Rightarrow -\frac{\lambda}{d} < -1 - \frac{\psi}{kd} &\Rightarrow \frac{\lambda}{d} < 1 + \frac{\psi}{kd} \Rightarrow d < \frac{\lambda}{1 + \frac{\psi}{kd}} = \frac{\lambda}{1 + \cos \theta_{\text{I гл max}}}. \end{aligned}$$

Таким чином маємо:

$$\cos \theta_{\Pi \text{ гл max}} = \frac{\lambda}{1 + \cos \theta_{\text{I гл max}}}. \quad (14.6)$$

Висновок: Випромінювачі в АР в режимі нахиленого випромінювання знаходяться густіше, ніж в режимі нормального випромінювання.

е) умову спадаючого характеру рівня амплітуд бокових в ДС знаходимо так, як і в режимі нормального випромінювання:

– спочатку знаходимо напрямок вздовж якого формується $\min$ АБП це буде, коли знаменник функції направленості (14.1) по модулю $\max$:

$$\begin{aligned} \sin \frac{1}{2}(kd \cos \theta - \psi) &= \pm 1 \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{1}{2}(kd \cos \theta - \psi) &= \pm \frac{\pi}{2} \Rightarrow kd \cos \theta_{\min \text{ АБП}} - \psi = \pm \frac{\pi}{2} 2 \Rightarrow \\ \Rightarrow \cos \theta_{\min \text{ АБП}} &= \pm \frac{1}{2} \frac{\lambda}{d} + \frac{\psi}{kd}. \end{aligned}$$

Умову спадаючого характеру АБП знаходимо із

$$-\frac{\lambda}{2d} + \frac{\psi}{kd} < -1 \Rightarrow d < \frac{\lambda}{2(1 + \cos \theta_{\text{I гл max}})},$$

залишимо знак $(-)$ щоб бути в четвертому квадранті.

Висновок: Умова спадаючого характеру амплітуд бокових пелюсток

$$d < \frac{\lambda}{2(1 + \cos \theta_{\text{гл max}})} \quad (14.7)$$

Порівняльний аналіз нормального і нахилоного випромінювання для решіток із 7 елементів ($n = 7$), $d = \lambda / 2$, $\psi = 90^\circ$ і $\psi = 0^\circ$ (θ задана в градусах) може бути проведений на основі двох діаграм направленості приведених на рис. 14.4. Їх аналіз підтверджує закономірності викладені в попередніх лекціях (режими нахилоного і нормального випромінювання) $\Psi = kd \cos(60^\circ)$, $\Psi = 0$.

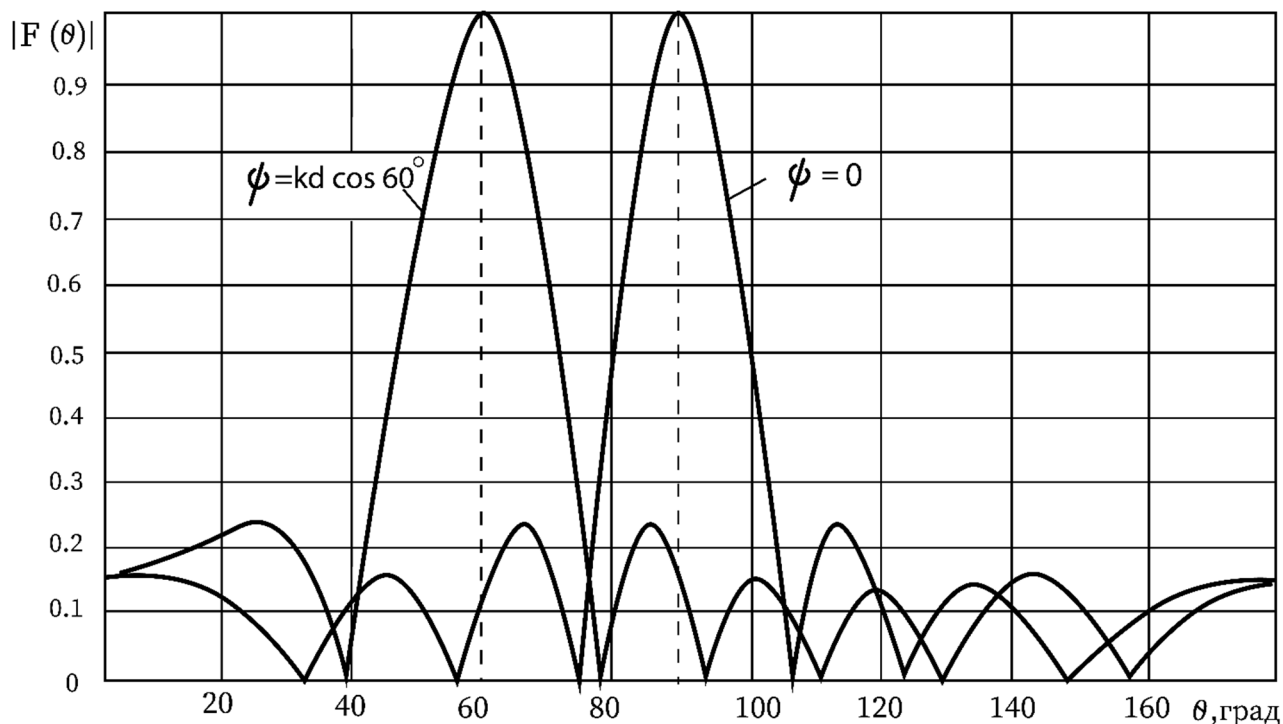


Рисунок 14.4. Порівняння ДС антенних решіток у режимах нормального і нахилоного випромінювання.

Лекція 15. Режим осьового випромінювання прямолінійної АР, що складається з ненаправлених елементів

Типова діаграма спрямованості прямолінійної антенної решітки в режимі осьового випромінювання показана на рис. 15.1.

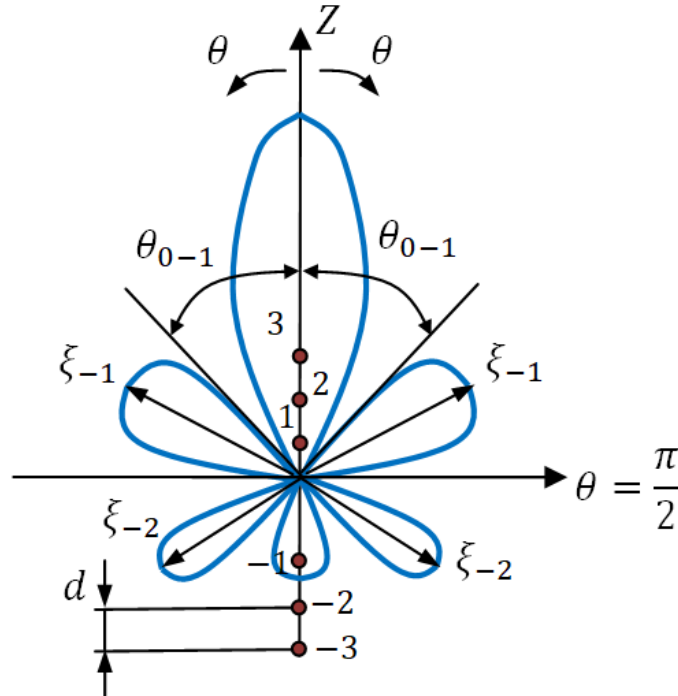


Рисунок 15.1. Типова ДС прямолінійної АР в режимі осьового випромінювання.

Напрямок глобального максимуму діаграми спрямованості направлений вздовж осі Z – осі АР. Цей режим починається при $\psi = kd$ і продовжується при $\psi > kd$. Згадаємо, що ψ є зсув фаз між струмами чи полями живлення двох сусідніх випромінювачів в АР, $k = 2\pi / \lambda$ і d – крок решітки.

Якщо зсув фаз між струмами чи полями живлення двох сусідніх випромінювачів $\psi = kd$ (kd – просторовий фазовий зсув між полями випромінювання від двох сусідніх випромінювачів в напрямку осі Z (осі АР) в будь-якій точці дальньої зони), то вздовж осі АР ($\theta = 0^\circ$) поля випромінювання від всіх випромінювачів складуться синфазно.

Із теорії випромінювання цієї АР відомо (попередні лекції), що її нормована функція спрямованості

$$F(\theta, \varphi) = \frac{1}{f_{\max}(\theta, \varphi)} \cdot \frac{\sin \left[\frac{n}{2} (kd \cos \theta - \psi) \right]}{\sin \left[\frac{1}{2} (kd \cos \theta - \psi) \right]}, \quad (15.1)$$

де n – кількість елементів в АР.

При $\psi > kd$ із виразу $kd \cos \theta - \psi = 0$, що визначає напрямок першого глобального максимуму, $\cos \psi_{\text{гл.макс}} = \frac{\psi}{kd}$, $\rightarrow \cos \theta_{\text{гл.макс}} > 1$. А це означає, що не

має кутів θ , при яких поля випромінювання від всіх випромінювачів складуться синфазно. Проте, при $\psi > kd$, якщо ψ близько kd , в напрямку $\theta = 0^\circ$, сума полів випромінювання залишається найбільшою. При збільшенні ψ , спрямовуюча дія АР зростає і КНД досягає максимуму за рахунок звуження головної пелюстки діаграми направленості, при цьому одночасно збільшується амплітуда бокових пелюсток. ψ — при якому КНД АР найбільший, називають оптимальним (ψ_{opt}). В подальшому, при збільшенні ψ ($\psi > \psi_{\text{opt}}$), поле випромінювання вздовж осі АР зникає. ψ , при якому зникає випромінювання вздовж осі решітки, називають критичним ($\psi_{\text{кр}}$).

Проведемо математичний аналіз режиму осьового випромінювання. Для цього скористаємось аналітичним виразом нормованої функції спрямованості (15.1), що приведений на початку лекції. В цьому виразі $f_{\text{max}}(\theta, \varphi) \leq n$

$$\begin{aligned} f_{\text{max}}(\theta, \varphi) &= n \text{ при } \psi = kd; \\ f_{\text{max}}(\theta, \varphi) &\leq n \text{ при } \psi > kd. \end{aligned}$$

Як і в попередніх режимах роботи АР, по черзі знайдемо:

- 1) напрямки нульового випромінювання в діаграмі спрямованості;
- 2) ширину головної пелюстки при $\psi = kd$ і $\psi = \psi_{\text{opt}}$;
- 3) зсув фаз між струмами, полями живлення сусідніх елементів $\psi_{\text{кр}}$ і ψ_{opt} ;
- 4) амплітуди бокових пелюсток в діаграмі спрямованості;
- 5) умови відсутності другого глобального максимуму в діаграмі спрямованості, а також спадаючого характеру амплітуд бокових пелюсток в діаграмі спрямованості;
- 6) вимоги до шагу АР, щоби в ДС не з'являвся II глобальний максимум та був спадаючий характер амплітуд БП.

Алгоритм, за яким будемо знаходити вище наведені параметри ДС, вже два рази нами апробований, коли розглядали режими нормального і нахилоного випромінювання. Функція направленості АР в режимах осьового і нахилоного випромінювання подібні, тому доведення пункту (1) проведемо в скороченому варіанті;

1) Із виразу (15.1), який повинен дорівнювати нулю, отримуємо напрямки нульового випромінювання в діаграмі спрямованості:

$$\begin{aligned} \sin \left[\frac{n}{2} (kd \cos \theta_{0-m} - \psi) \right] &= 0 \\ \sin \left[\frac{1}{2} (kd \cos \theta_{n-p} - \psi) \right] &\neq 0 \end{aligned} \quad \rightarrow \quad \begin{aligned} \left[\frac{n}{2} (kd \cos \theta_{0-m} - \psi) \right] &= -m\pi, m = 1, 2, 3 \\ \left[\frac{1}{2} (kd \cos \theta_{n-p} - \psi) \right] &\neq -p\pi, p = 1, 2, 3 \end{aligned} \quad (15.2)$$

$$\cos \theta_{0,-m} = -\frac{2m\pi\lambda}{nd2\pi} + \frac{\psi}{kd},$$

де $m = 1, 2, 3$ – напрямки нулів I, II, III, в ДС, n – кількість елементів в АР.

Знак $(-)$ при m вказує, що напрямки нулів в першому квадранті знаходяться справа від напрямку I глобального максимуму.

Діаграма симетрична відносно осі Z . Кількість напрямків нульового випромінювання зростає при збільшенні n .

2) Наближену формулу для ширини головної пелюстки ДС отримаємо за умови, що $n \gg 1$. Тоді ширина головної пелюстки буде достатньо вузькою ($2\Delta\theta_{0-1} \rightarrow 0$), і $\cos(\theta_{0-1})$ можна представити у вигляді ряду Макларена. Згадаємо, що

$$f(x) = f(x=0) + f'(x=0)x + \frac{f''(x=0)}{2!} \cdot x^2 + \frac{f'''(x=0)}{3!} \cdot x^3 + \dots$$

$$\cos(\theta_{0-1}) = \cos(\theta_{0-1}=0) + \frac{\cos'(\theta_{0-1}=0)}{1!} \cdot \theta_{0-1} + \frac{\cos''(\theta_{0-1}=0)}{2!} \cdot \theta_{0-1}^2 + \dots,$$

де

$$\cos(\theta_{0-1}=0) = 1, \quad \cos'(\theta_{0-1}=0) = \sin(\theta_{0-1}=0) = 0,$$

$$\cos''(\theta_{0-1}=0) = -\cos(\theta_{0-1}=0) = -1; \dots$$

В результаті отримуємо:

$$\cos(\theta_{0,-1}) = 1 - \frac{\theta_{0-1}^2}{2} = -\frac{\lambda}{nd} + \frac{\psi}{kd}.$$

Звідси

$$2\theta_{0-1} = 2\Delta\theta_0 = 2\sqrt{2 + 2\left(\frac{\lambda}{nd} - \frac{\psi}{kd}\right)} = 2\sqrt{2}\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda}{nd} - \frac{\psi}{kd}\right)}.$$

Ширина головної пелюстки при $\psi = kd$ дорівнює:

$$2\Delta\theta_{0(\text{при } \psi = kd)} = 2\sqrt{2} \sqrt{\frac{\lambda}{nd}} = 162^\circ \sqrt{\frac{\lambda}{nd}}. \quad (15.3)$$

3) При збільшенні ψ , якщо $\psi > kd$, із умови $2\Delta\theta_0 = 0$, знайдемо

$$\psi_{\text{кр}} = kd + k \frac{\lambda}{n}.$$

Висновок: в режимі $\psi > kd$, зі збільшенням ψ , ширина головної пелюстки звужується і зникає.

4) Знаходимо амплітуди бокових пелюсток в ДС за алгоритмом, що використовувався в режимах нормального і нахилоного випромінювання:

Спочатку знаходимо напрямки, вздовж яких формуються амплітуди бокових пелюсток в ДС, використовуючи (15.1). Прирівняємо чисельник (15.1) одиниці

$$\sin\left[\frac{n}{2}(kd \cos \theta_{\max \text{ БП}} - \psi)\right] = 1,$$

звідки
$$\frac{n}{2}(kd \cos \theta_{\max \text{ БП}} - \psi) = \frac{\pi}{2}(2m+1), \quad (15.4)$$

де $m=1,2,3\dots$ а потім підставивши (15.3) в (15.1) знаходимо відносний (нормований) рівень амплітуд бокових пелюсток:

$$\xi_m = \frac{1}{f_{\max}(\theta, \varphi)} \frac{1}{\sin\left[\frac{1}{n} \frac{\pi}{2}(2m+1)\right]}. \quad (15.5)$$

Із (15.5) видно, що амплітуди бокових пелюсток збільшуються при збільшенні ψ ($kd = \text{const}$), якщо $\psi > kd$, тому що при цьому $f_{\max}(\theta, \varphi) < n$.

Таким чином, при збільшенні $\frac{\psi}{kd}$, $\psi > kd$, із-за одночасного зменшення ширини головної пелюстки і збільшення амплітуд бокових пелюсток можна досягнути максимального КНД АР при $\psi = \psi_{\text{opt}}$

$$4) \frac{\psi_{\text{opt}}}{kd} \cong 1 + \frac{\lambda}{2nd} \rightarrow \psi_{\text{opt}} = kd + \frac{\pi}{n}.$$

При $\psi = \psi_{\text{opt}}$: $2\Delta\theta_0 = 118^\circ \sqrt{\frac{\lambda}{nd}}$, при цьому $\xi_1 = 0,33$ (або -10 дБ).

5) умову відсутності II глобального максимуму знаходимо послідовно таким же чином, як у попередній лекції:

$$kd \cos \theta_{\text{II 2гл max}} - \psi = -2\pi,$$

звідки
$$\cos \theta_{\text{II 2гл max}} = -\frac{2\pi}{kd} + \frac{\psi}{kd} = -\frac{\lambda}{d} + \cos \theta_{\text{I гл max}}.$$

Тоді перше обмеження на крок АР буде $d < \frac{\lambda}{1 + \cos \theta_{\text{I гл max}}}.$

Друге обмеження на крок АР знаходимо із умови спадаючого характеру амплітуд бокових пелюсток:

$$-\frac{\lambda}{2d} + \cos \theta_{\text{I 2гл max}} < -1 \rightarrow d < \frac{\lambda}{2\left(1 + \frac{\psi}{kd}\right)}.$$

Висновок: В цьому режимі крок АР найменший!

На рис. 15.2 приведені дві діаграми спрямованості АР в режимі осьового випромінювання при $\psi = kd$ і $\psi = \psi_{\text{opt}}$. Параметри цієї АР: $n = 14$, $d = 0,25\lambda$. Аналіз приведених ДС підтверджує основні закономірності, викладені в лекції.

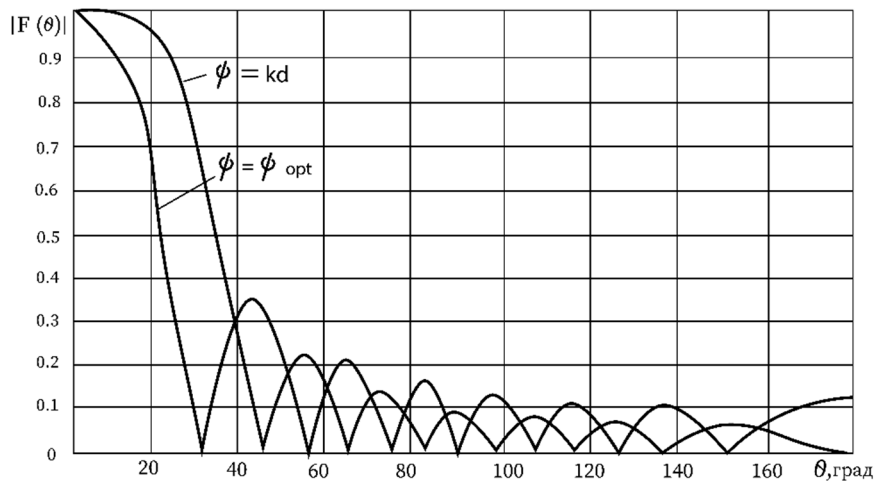


Рисунок 15.2. Діаграми спрямованості АР в режимі осьового випромінювання.

Отримані результати при аналізі антенної решітки в режимі осьового випромінювання можуть бути використанні при аналізі антен біжучої хвилі, зокрема при знаходженні функцій направленості.

В цих антенах живлення випромінюючих елементів відбувається біжучою хвилею з лінії передачі, як в логоперіодичній чи антенах поверхневої хвилі, або хвилею струму, як в ромбічній антені, вздовж сторони ромба. Фазова швидкість цієї хвилі V_ϕ . Тоді, якщо в (15.1) замінити ψ – фазовий зсув між полями чи струмами живлення сусідніх випромінюючих елементів АР на βd , де β – фазова стала хвилі, що поширюється вздовж антени біжучої хвилі, а β взяти як $k \frac{c}{V_\phi}$, (c – швидкість світла), то отримаємо нормовану функцію направленості для антени біжучої хвилі $\frac{c}{V_\phi}$, що співпадає з $\frac{\psi}{kd}$ – називають коефіцієнтом сповільнення.

Виконаємо перетворення:

$$\begin{aligned}
 F(\theta, \varphi) &= \frac{1}{f_{\max}(\theta, \varphi)} \frac{\sin \left[\frac{n}{2} (kd \cos \theta - \psi) \right]}{\sin \left[\frac{1}{2} (kd \cos \theta - \psi) \right]} = \frac{1}{f_{\max}(\theta, \varphi)} \frac{\sin \left[\frac{nk d}{2} \left(\cos \theta - \frac{c}{V} \right) \right]}{\sin \left[\frac{k d}{2} \left(\cos \theta - \frac{c}{V} \right) \right]} \\
 &= \frac{1}{f_{\max}(\theta, \varphi)} \frac{\sin \left[\frac{k L}{2} \left(\cos \theta - \frac{c}{V} \right) \right]}{\sin \left[\frac{k L}{2 n} \frac{n}{n} \left(\cos \theta - \frac{c}{V} \right) \right]} \approx \frac{1}{f_{\max}(\theta, \varphi)} \frac{\sin \left[\frac{k L}{2} (\cos \theta - \gamma) \right]}{\sin \left[\frac{k L}{2 n} (\cos \theta - \gamma) \right]}.
 \end{aligned}$$

В результаті функція направленості сторони ромба ромбічної антени чи іншої антени біжучої хвилі:

$$F(\theta, \varphi) \approx \frac{1}{f_{\max}(\theta, \varphi)} \cdot \frac{\sin \left[\frac{kL}{2} (\cos \theta - \gamma) \right]}{\sin \left[\frac{kL}{2n} (\cos \theta - \gamma) \right]}, \quad (15.6)$$

де L – довжина сторони ромба ромбічної антени або довжин іншої антени біжучої хвилі.

Додаткова інформація:

а) В режимі нормального випромінювання:

$$V_{\phi} \rightarrow \infty, \gamma = \frac{c}{V_{\phi}} = 0,$$

де γ – коефіцієнт сповільнення.

б) В режимі нахилоного випромінювання:

$$V_{\phi} > c, \gamma = \frac{c}{V_{\phi}}.$$

в) В режимі осьового випромінювання:

$$V_{\phi} < c, \gamma = \frac{c}{V_{\phi}} \geq 1.$$

Лекція 16. Вплив нерівномірності амплітудного розподілу полів чи струмів живлення випромінювачів та фазових спотворень на ДС синфазної, прямолінійної, рівноамплітудної, еквідистантної АР

16.1. Вплив нерівномірності амплітудного розподілу полів чи струмів живлення

На лекціях (лекції 13, 14) ми показали, що в режимах нормального та нахилоного випромінювання синфазної АР, при рівноамплітудному живленні її елементів, відносний рівень першої бокової пелюстки $\xi_1 = -13,5$ дБ, ширина головної пелюстки за рівнем нульового випромінювання

$$2\Delta\theta_0 = 115^\circ \frac{\lambda}{nd} \quad \text{та} \quad 115^\circ \frac{\lambda}{nd \sin \theta_{\text{гл max}}}, \quad \text{відповідно.} \quad (16.1)$$

Рівень бокової пелюстки мінімальної амплітуди визначається амплітудами живлення периферійних елементів АР.

Тепер дослідимо, як зміняться вищевказані параметри ДС АР ($2\Delta\theta_0$, $\xi_{\text{min АБП}}$), назовемо її базовою, якщо амплітуди полів чи струмів живлення периферійних випромінюючих елементів АР зменшити. Ці дослідження проведемо графічно та аналітично.

Графічний варіант дослідження

Цей варіант дослідження проведемо шляхом порівняння двох діаграм, а точніше їх параметрів ($2\Delta\theta_0$, ξ_1 , $\xi_{\text{min АБП}}$), АР які відрізняється лише тим, що перша з них має рівноамплітудне живлення елементів, а друга – не рівноамплітудне (периферійні елементи живляться меншими амплітудами). Кількість елементів в обох АР однакові ($n = 7$). Крок решітки $d = \frac{2}{7}\lambda$. Вони є синфазні, прямолінійні та еквідистантні.

Перша ДС (базова) приведена на рис 16.1. Вона має один глобальний максимум і одну бокову пелюстку з відносною амплітудою ξ_1 . Так як бокова пелюстка одна, то вона одночасно є боковою пелюсткою мінімальної амплітуди $\xi_{\text{min АБП}}$. На діаграмі це позначено. Другий нуль в ДС відповідає куту $\theta_{02} = 0$.

Параметри базової АР можна розрахувати, використавши матеріали лекції 13 або за допомогою пакета MathCad. Використавши нормовану функцію спрямованості АР в режимі нормального випромінювання.

$$F(\theta, \varphi) = \frac{1}{n} \frac{\sin \left[\frac{n}{2} (kd \cos \theta) \right]}{\sin \left[\frac{1}{2} (kd \cos \theta) \right]}, \quad (\text{нагадаємо, що цей вираз є множником АР}).$$

На базовій ДС (рис. 16.1) позначені напрямки першого нуля θ_0 , напрямки на точки C , який дає можливість знайти ширину головної пелюстки, за напрямком головного випромінювання: $2\Delta\theta_0 = 2(90 - \theta_{01})$, а також напрямки $\theta_{\min\text{АБП}} = \theta_{\max\text{ІБП}}$, напрямки точки D , за якими визначають відносні амплітуди бокових пелюсток $\xi_1 = \xi_{\min\text{АБП}}$.

Точки C і D знаходяться на колі постійного радіуса в дальній зоні. В цих точках побудовані векторні діаграми сумарного поля випромінювання рис. 16.2 та рис 16.3.

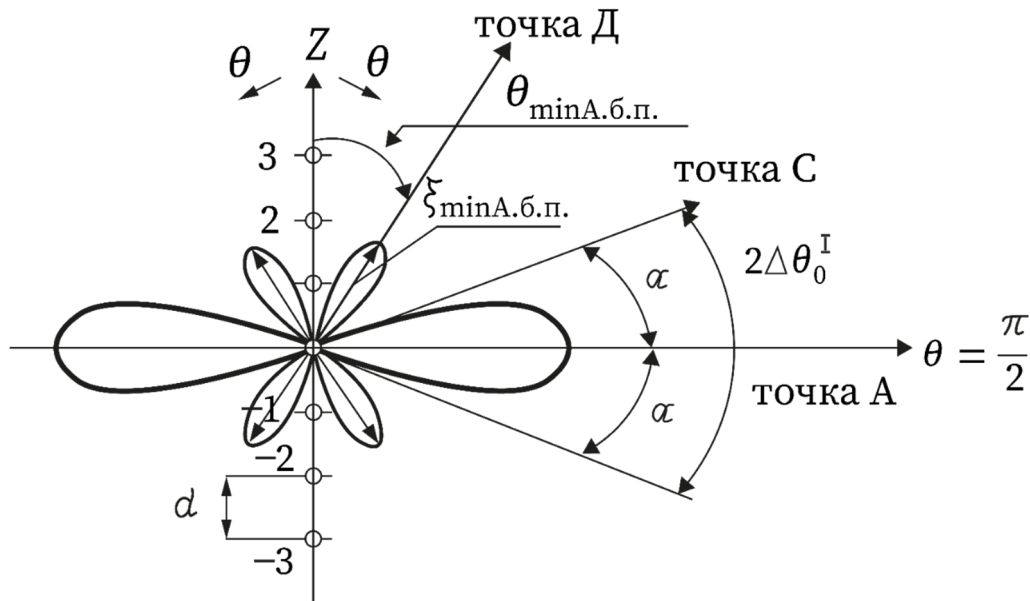


Рисунок 16.1. Діаграма спрямованості рівноамплітудної, синфазної, евідистантної АР в режимі нормального випромінювання.

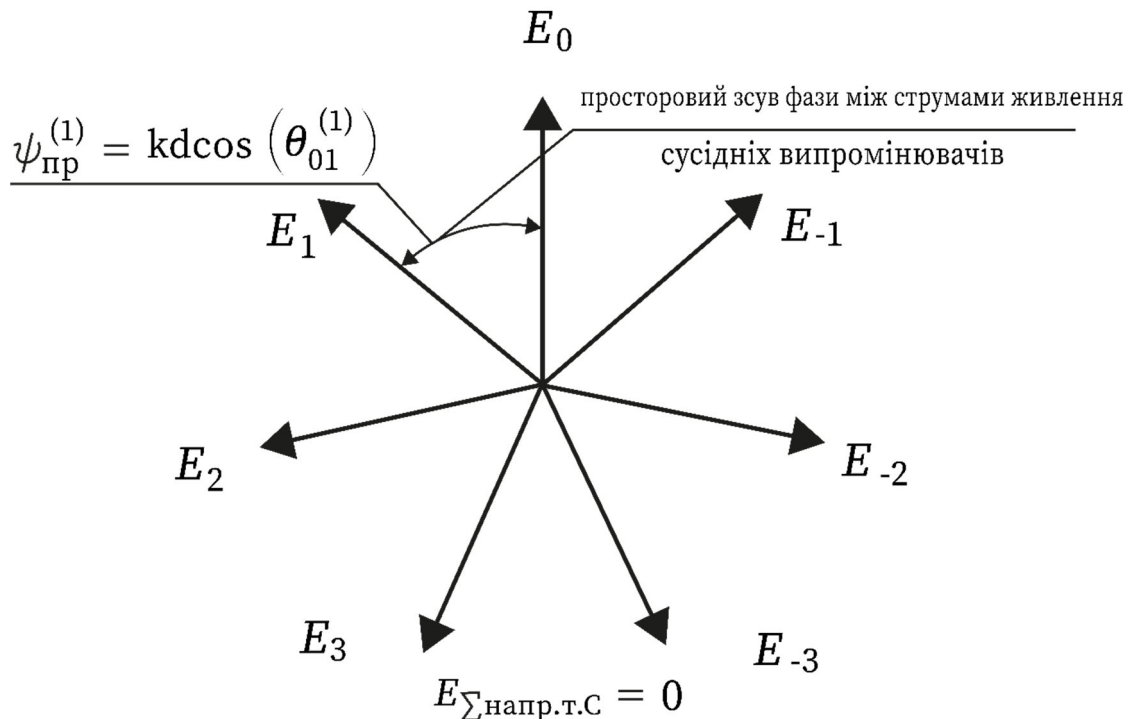


Рисунок 16.2. Векторна діаграма за напрямком на точку C .

Векторні діаграми сумарного поля випромінювання на сфері постійного радіуса в дальній зоні в напрямках точок C і D показані на рис. 16.2 та 16.3.

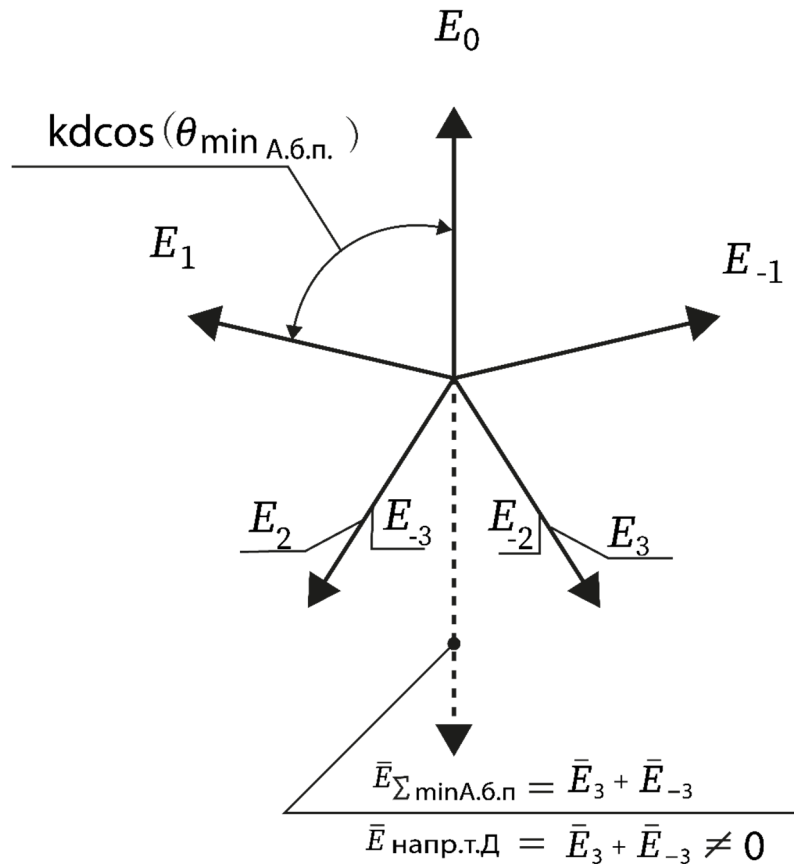


Рисунок 16.3. Векторна діаграма полів випромінювання за напрямком на точку D (базова АР).

Побудова векторних діаграм пояснюється в лекції 12. З векторної діаграми наглядно видно (рис 16.2), що просторовий фазовий зсув між полями випромінювання двох сусідніх випромінювачів в напрямку нульового випромінювання (напрямок точки C)

$$\psi_{\text{пр}} = kd \cos(\theta_{01}) = \frac{2\pi}{n=7}.$$

Звідки уточнюємо $\cos(\theta_{01}) = \frac{2\pi}{7kd} = \frac{1}{2}$, $\theta_{01} = 60^\circ$.

Це означає, що в базовій АР ширина головної пелюстки $2\Delta\theta_0 = 2(90^\circ - 60^\circ) = 60^\circ$.

З векторної діаграми рис. 16.3 (напрямок на точку D) і ДС (рис. 16.1) бачимо якими випромінювачами формуються ξ_1 та $\xi_{\text{minABП}}$. Наглядно видно, що вони формуються периферійними випромінювачами (3 та -3).

Якщо тепер змінити (зменшити) амплітуди живлення периферійних випромінювачів 3 та -3 , то векторна діаграма сумарного поля випромінювання буде такою, як показано на рис. 16.4.

Аналіз векторних діаграм рис. 16.3 та 16.4 вказує на те, що при зменшенні амплітуди живлення периферійних випромінювачів 3 і -3 , зменшуються амплітуди бокових пелюсток мінімальної амплітуди ($\xi_{\min \text{ АБП}}$).

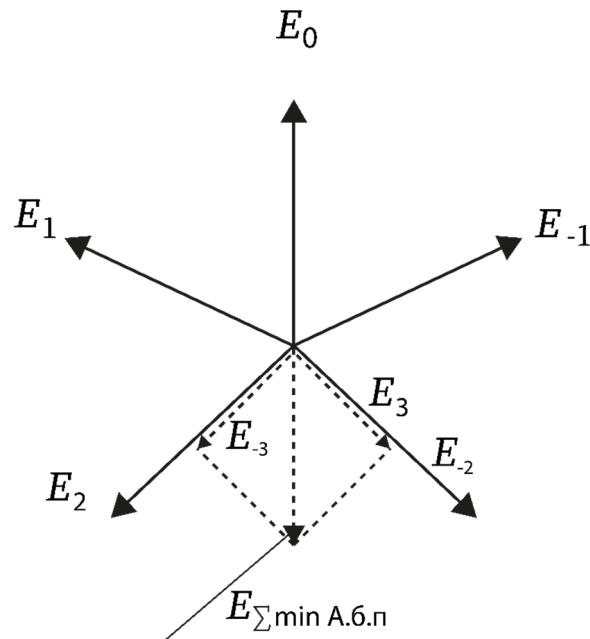


Рисунок 16.4. Векторна діаграма полів випромінювання за напрямком на точку Д (збудження АР не рівноамплітудне).

Тепер знайдемо перший напрямок нульового випромінювання при зменшених амплітудах живлення периферійних елементів АР. Цьому напрямку буде відповідати векторна діаграма сумарного поля випромінювання, яка показана на рис. 16.5.

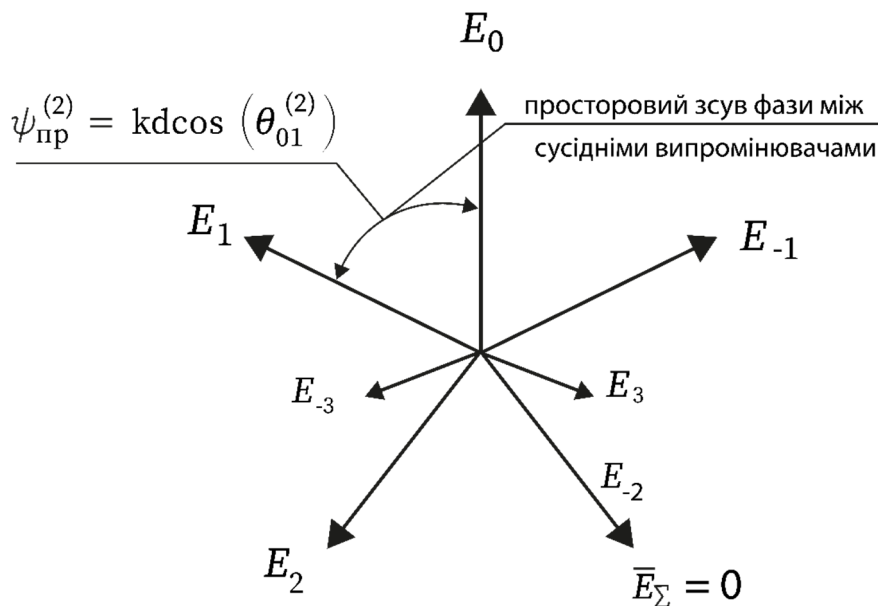


Рисунок 16.5. Векторна діаграма полів випромінювання за напрямком на точку С (збудження АР не рівноамплітудне).

Із рис. 16.2 і рис. 16.5 видно, що просторовий зсув фаз між сусідніми випромінювачами $\psi_{\text{пр}1}$ і $\psi_{\text{пр}2}$ змінився ($\psi_{\text{пр}2} > \psi_{\text{пр}1}$). Це відбулося при зменшенні

амплітуд живлення периферійних елементів за рахунок зменшення кута θ_{01} ($\theta_{01} < \theta_{01}^I$), так як

$$2\Delta\theta_0 = 2\left(\frac{\pi}{2} - \theta_{01}\right),$$

то бачимо, що в ДС розширюється головна пелюстка ДС АР при зменшенні амплітуд живлення периферійних елементів.

ДС антенної решітки при зменшенні амплітуд живлення периферійних елементів представлена на рис. 16.6.

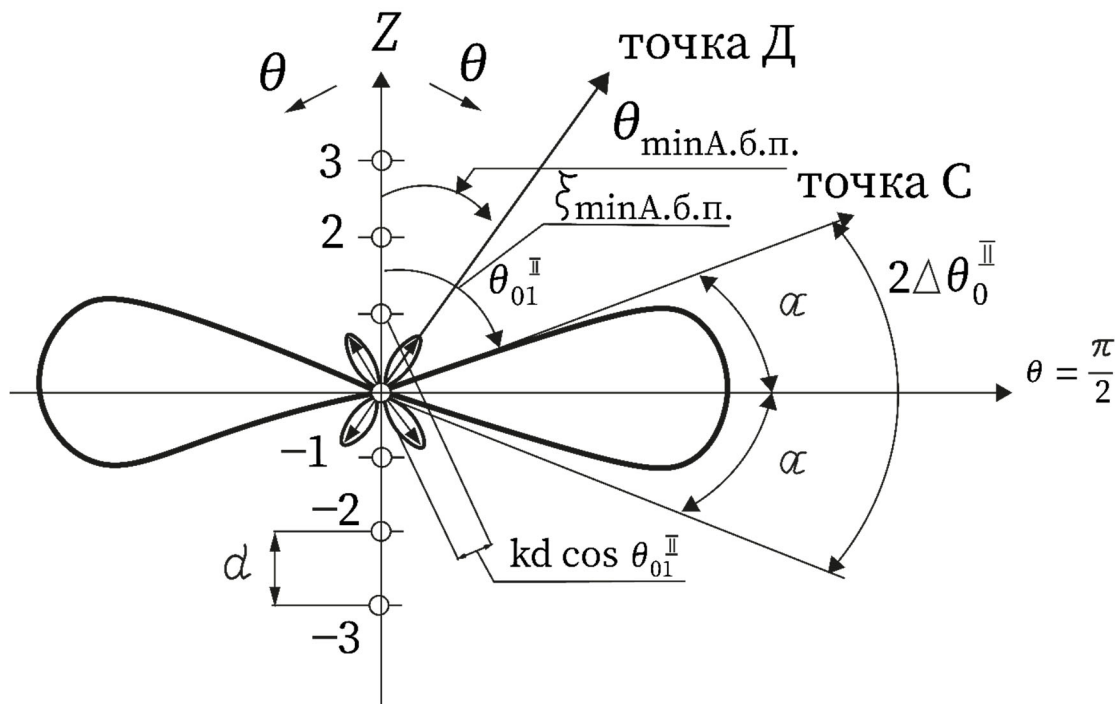


Рисунок 16.6. ДС АР після зменшення амплітуд живлення периферійних елементів.

Висновки: При зменшенні амплітуд живлення периферійних випромінювачів АР:

- а) збільшується ширина головної пелюстки;
- б) зменшуються амплітуди бокових пелюсток.

Аналітичний варіант дослідження

Проведемо короткий аналітичний аналіз змін в діаграм спрямованості рівноамплітудної АР. Для цього розглянемо АР, що складається із ізотропних випромінювачів, амплітуда полів живлення яких змінюється за «косинусоїдальним» законом

$$E_i = E_m \cos\left(\frac{i\pi}{n-1}\right), \quad (16.2)$$

де i – порядковий номер елемента.

Згідно з формулою Ейлера $\cos x = \frac{e^{jx} + e^{-jx}}{2}$ маємо:

$$E_i = \frac{E_m}{2} \left[e^{\frac{j\pi}{n-1}} + e^{\frac{-j\pi}{n-1}} \right]. \quad (16.3)$$

Перший доданок в виразі (16.3) відповідає рівноамплітудній АР з лінійним законом зміни фази від одного випромінювача до іншого, що дорівнює $\frac{\pi i}{n-1}$.

Другий доданок в (16.3) відрізняється від першого зміною знака фази. Для розрахунку діаграми спрямованості можна використати аналітичні залежності множника АР, що отримані при аналізі режиму нахилоного випромінювання

$$f(0, \varphi) = \frac{\sin \left[\frac{n}{2} \left(kd \cos \theta - \frac{\pi}{n-1} \right) \right]}{\sin \left[\frac{1}{2} \left(kd \cos \theta - \frac{\pi}{n-1} \right) \right]} + \frac{\sin \left[\frac{n}{2} \left(kd \cos \theta + \frac{\pi}{n-1} \right) \right]}{\sin \left[\frac{1}{2} \left(kd \cos \theta + \frac{\pi}{n-1} \right) \right]}. \quad (16.4)$$

Приведена ненормована функція спрямованості множника АР дозволяє розрахувати діаграму спрямованості, а також її параметри. Для $nd \gg 1$ розраховані ширина ГП $2\Delta\theta_{0,1} = 172^\circ \frac{\lambda}{nd}$ та відносний рівень амплітуди першої бокової пелюстки $\xi_1 = -23$ дБ, що підтверджують закономірності, отримані в першій частині лекції графічним способом.

16.2. Вплив фазових спотворень на ДС рівноамплітудної еквідистантної, прямолінійної АР, що складається із ізотропних випромінювачів

Фазовими спотвореннями будемо називати відхилення фазового фронту полів (струмів) живлення від плоского (для прямолінійних АР, коли всі елементи АР живляться синфазно). При аналізі будемо враховувати відхилення лише систематичного характеру, причиною яких є неточності в виготовленні АР та інші фактори.

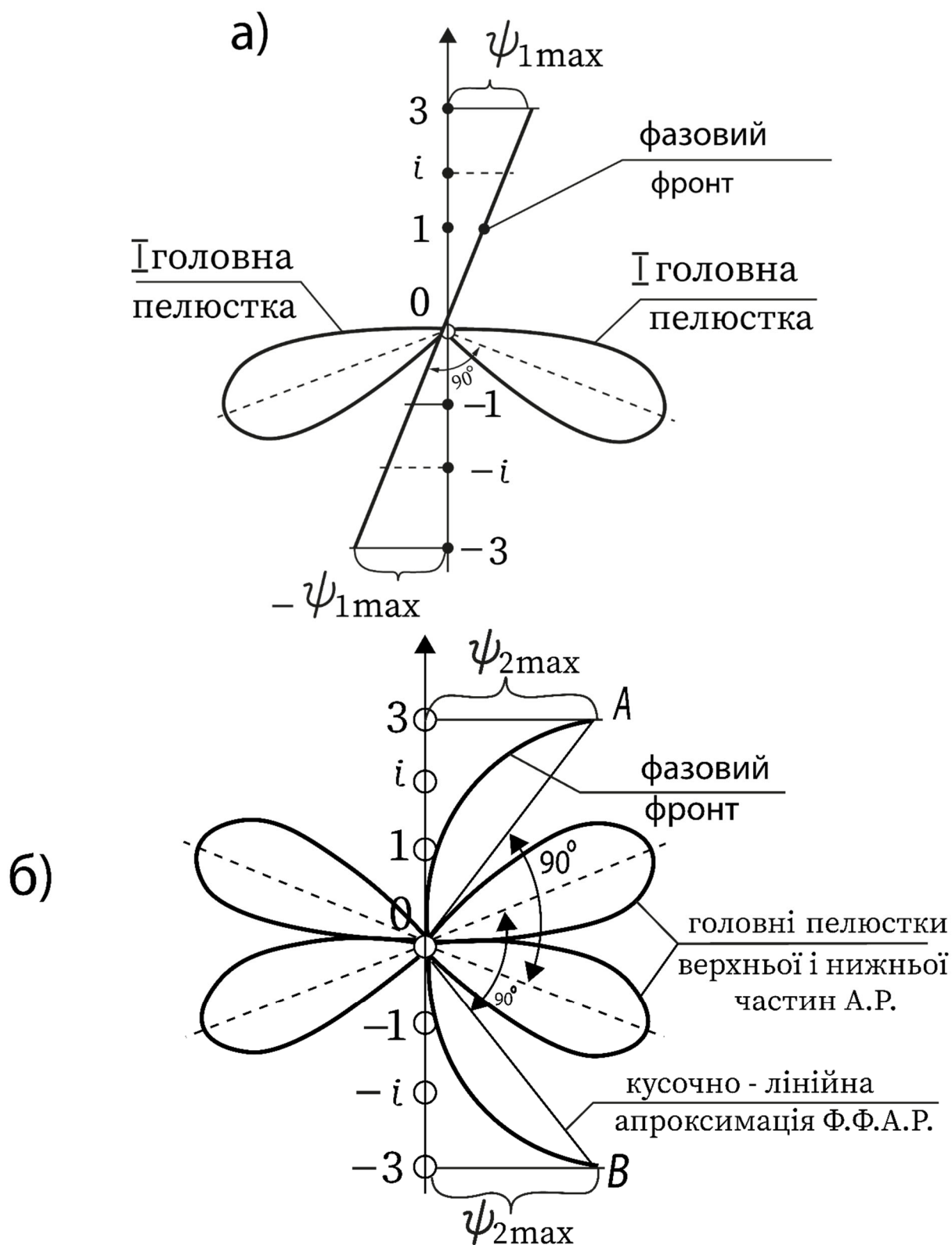
Обмежимося аналізом впливу фазових помилок, які пропорційні першій, другій та третій степені номера випромінювача АР:

$$\psi_1(i) = \psi_{1\max} \frac{2i}{n-1} \quad (\text{фазові спотворення лінійного характеру});$$

$$\psi_2(i) = \psi_{2\max} \left(\frac{2i}{n-1} \right)^2 \quad (\text{фазові спотворення квадратичного характеру});$$

$$\psi_3(i) = \psi_{3\max} \left(\frac{2i}{n-1} \right)^3 \quad (\text{фазові спотворення кубічного характеру}).$$

Графічно вони, а також їх лінійна апроксимація, представлені на рис. 16.7. Там же показані головні пелюстки діаграм спрямованості антенних решіток при вказаних фазових спотвореннях.



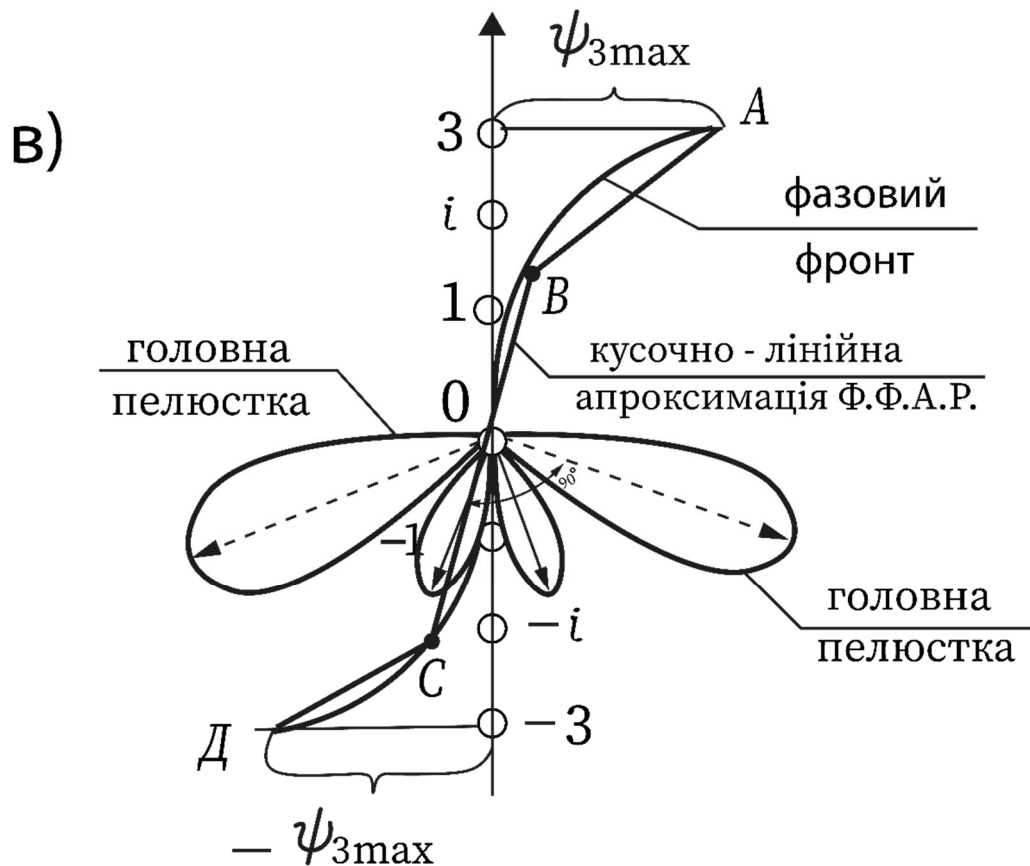


Рисунок 16.7. Аналіз впливу фазових спотворень на ДС: лінійні спотворення (а); квадратичні спотворення (б); кубічні спотворення (в).

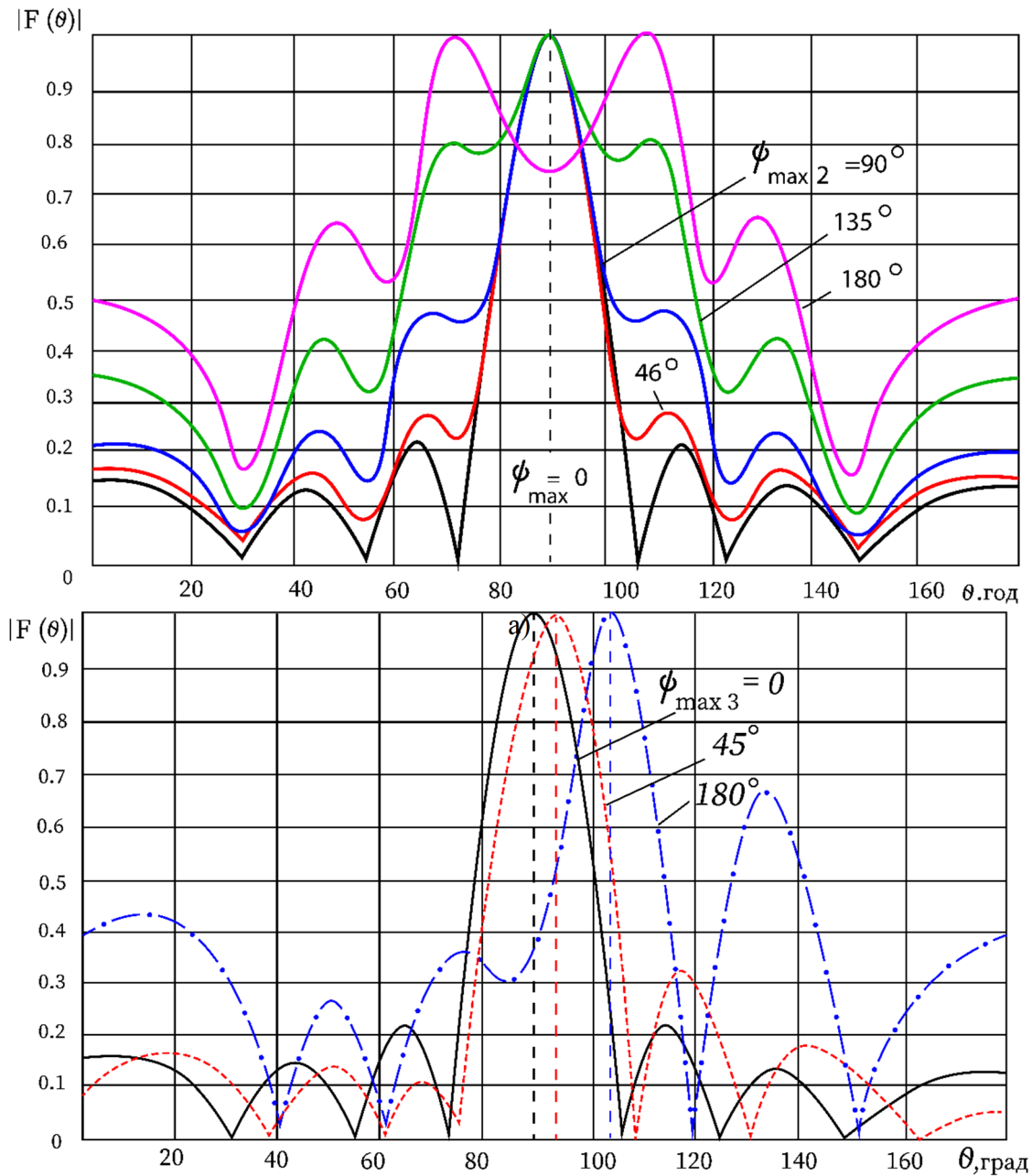
Повний аналітичний аналіз діаграми спрямованості АР з лінійними фазовими спотвореннями ми вже провели, розглядаючи АР в режимі нахиленого випромінювання.

Простих аналітичних формул для функції спрямованості АР з фазовими спотвореннями квадратичного і кубічного характерів не має. Проте чисельний аналіз діаграм для цих фазових спотворень проведений. Його результати представлені на рис. 16.8 (АР, має $n=7, d=\frac{\lambda}{2}$, живлення випромінювачів – рівноамплітудне, вони ізотропні).

На рис. 16.8 представлені: діаграми спрямованості АР, які є базовими ($\psi_{\max} = 0$ – це діаграми спрямованості синфазних АР), а також діаграми спрямованості для АР з різним максимальним фазовим спотворенням. При збільшенні $\psi_{1\max}$, $\psi_{2\max}$ і $\psi_{3\max}$ ефект спотворення діаграм спрямованості зростає. Аналіз приведених ДС дозволяє зробити наступні висновки:

При квадратичних фазових спотвореннях:

- При збільшенні $\psi_{\max}$: ДС залишається симетричною відносно напрямку максимального випромінювання;
- ГП – розширюється;
- Амплітуди бокових пелюсток зростають;
- Нулі в ДС зникають;
- При значному збільшенні $\psi_{2\max}$ в ГП появляється «провал» посередині.



б)

Рисунок 16.8. ДС при фазових спотвореннях квадратичного і кубічного характерів.

При кубічних фазових спотвореннях:

- При збільшенні $\psi_{\text{зmax}}$ напрямок ГП відхиляється від нормалі до осі АР і ГП розширюється;
- Амплітуди бокових пелюсток збільшуються. При цьому, збільшення амплітуд бокових пелюсток більш відчутне з того боку, куди відхиляється головна пелюстка.

16.3. Коефіцієнт направленої дії прямолінійної АР

КНД АР може бути розрахований за відомою формулою, якщо її нормована функція направленості відома:

$$\text{КНД} = \frac{4\pi}{\int_0^\pi \int_0^{2\pi} F^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\varphi d\theta}. \quad (16.5)$$

Якщо $F^2(\theta, \varphi)$ – невідома, то в першому наближенні, вважаючи, що $\text{КНД} \approx n$, де n – кількість випромінювачів АР, визначається довжиною L і кроком антенної решітки d

$$L = (n-1)d \approx dn.$$

Тоді:

1) Режим нормального випромінювання:

$$d = \frac{\lambda}{2}; \Rightarrow n = \text{КНД} = \frac{L}{d} = \frac{2L}{\lambda}.$$

2) Режим нахиленого випромінювання:

$$d = \frac{\lambda}{4}; \Rightarrow \text{КНД} = \frac{4L}{\lambda}.$$

3) Режим осевого випромінювання, в оптимальному режимі ($\text{КНД} = 1,8n$)

$$d = \frac{\lambda}{4}; \Rightarrow \text{КНД} = \frac{7,2L}{\lambda}.$$

Домашнє завдання

Скориставшись, приведеними наближеними формулами, знайти КНД антени Ягі, якщо кількість вібраторів в ній дорівнює: а) 3, б) 4. Порівняти результати розрахунку з відомими, приведеними в підручниках!

Розділ 6. Конструкції, принцип дії, максимально досяжні характеристики та розрахунки антен

Лекція 17. Принцип дії та конструкції вібраторних антен

17.1. Способи розширення широкосмуговості вібраторних антен

Найбільш простими вібраторними антенами, що застосовуються на практиці, є резонансні симетричні вібратори довжиною $\lambda/2$ і λ та несиметричні довжиною $\lambda/4$, $5\lambda/8$. Вони є слабонаправленими антенами з коефіцієнтом направленої дії 2,15–5,26 дБ. Робоча смуга частот цих антен визначається залежністю вхідного опору від частоти. Для того щоб ці антени були якомога більш широкосмуговими, необхідно щоб виконувалася умова

$$\frac{X_{\text{вх А}}}{R_{\text{вх А}}} \rightarrow 0,$$

а $R_{\text{вх А}}$ слабо залежало від частоти і дорівнювало хвильовому опору лінії живлення (фідера) $Z_{\text{хв ф}}$ ($Z_{\text{вх А}} = Z_{\text{вх А}} + jX_{\text{вх А}}$ – вхідний опір антени, $Z_{\text{хв ф}}$ – хвильовий опір фідера).

В залежності від конструктивного виконання цих вібраторів та від області їх застосування смуга робочих частот по узгодженню може бути від 10% до $f_{\text{в}} / f_{\text{н}} = 2,5\text{--}3$ (коефіцієнт перекриття).

Відповідність між відносною смугою в % і коефіцієнтом перекриття

$$2p \approx 67,7\%; \quad 2,5p = 85,7\%; \quad 3p = 100\%.$$

Відомо, що коефіцієнт відбиття

$$\rho = \frac{\dot{Z}_{\text{вх А}} - Z_{\text{хв ф}}}{\dot{Z}_{\text{вх А}} + Z_{\text{хв ф}}}. \quad (17.1)$$

Коефіцієнт стоячої хвилі:

$$\text{КСХ} = \frac{1 + |\rho|}{1 - |\rho|}. \quad (17.2)$$

Зменшити залежність вхідного опору вібратора від частоти та збільшити його широкосмуговість можна трьома способами:

- 1) збільшуючи поперечні розміри (“площу поверхні”) вібраторів, при цьому зменшується їх добротність;
- 2) вибираючи форму вібраторів таким чином, щоб в місці підключення їх до лінії живлення не виникали неоднорідності та виключалась можливість появи відбитих хвиль від кінців вібраторів;

3) компенсацією реактивної складової вхідного опору вібратора в смузі частот.

Перший спосіб є основним при створенні широкосмугових вібраторів. Він дає можливість отримати $KCH \leq 3$ з коефіцієнтом перекриття $f_b / f_n = 2,5$. Діапазонні вібратори можуть мати різну форму поперечного перерізу: круглу, прямокутну, трикутну та інші.

В КХ-діапазоні широко застосовуються вібратори Надененко. Конструктивно вони показані на рис. 17.1.

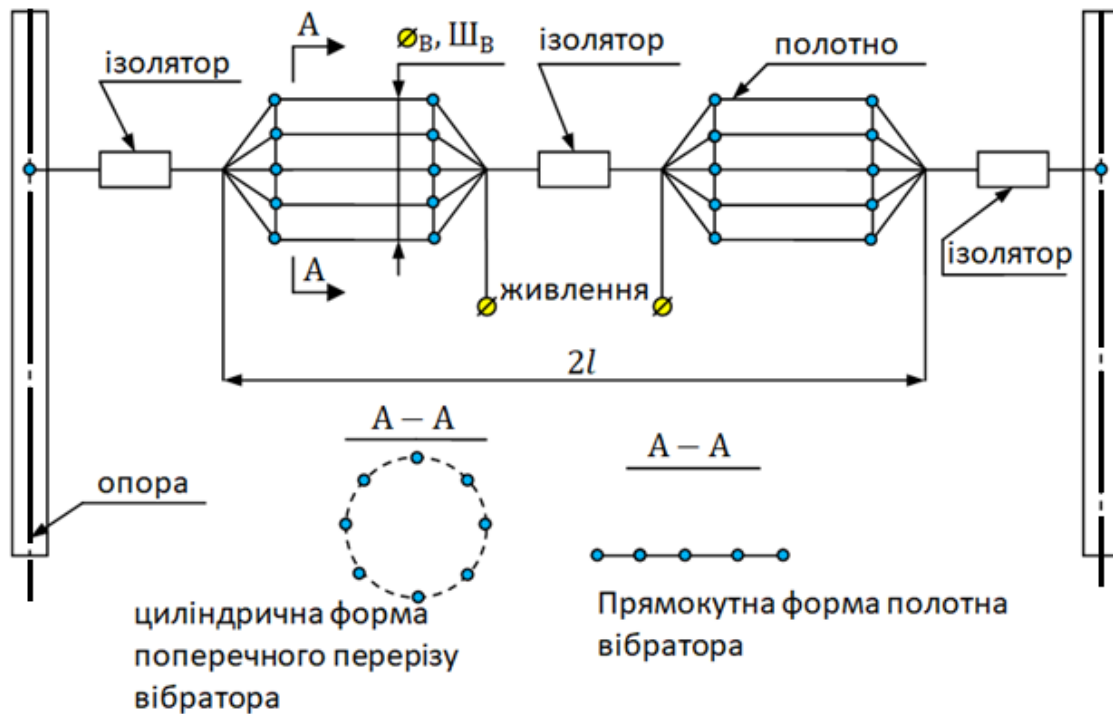


Рисунок 17.1. Конструкція вібратора Надененко.

Антенa складається із двох полотен циліндричної чи прямокутної форми, трьох ізоляторів, двох опор. Живиться антенa за допомогою двопровідної лінії $Z_{хв} \cong 300 \text{ Ом}$. Полотно у вигляді квазіциліндра чи прямокутної форми складається із 6–8 провідників (антенного канатика) з параметрами

$$\frac{\varnothing_{\text{вібр}}}{\lambda} = \frac{\text{Ш}_{\text{вібр}}}{\lambda} \approx [0,04 \div 0,1]. \quad (17.3)$$

Це дозволяє отримувати

$$KCH \leq 3 \quad \text{при} \quad \frac{f_b}{f_n} \leq 3.$$

Якщо вібратор нескінченно тонкий, то він має смугу робочих частот 7–10%.

Для розширення смуги робочих частот в метровому та дециметровому діапазонах довжин хвиль застосовують вібратори, що показані на рис. 17.2.

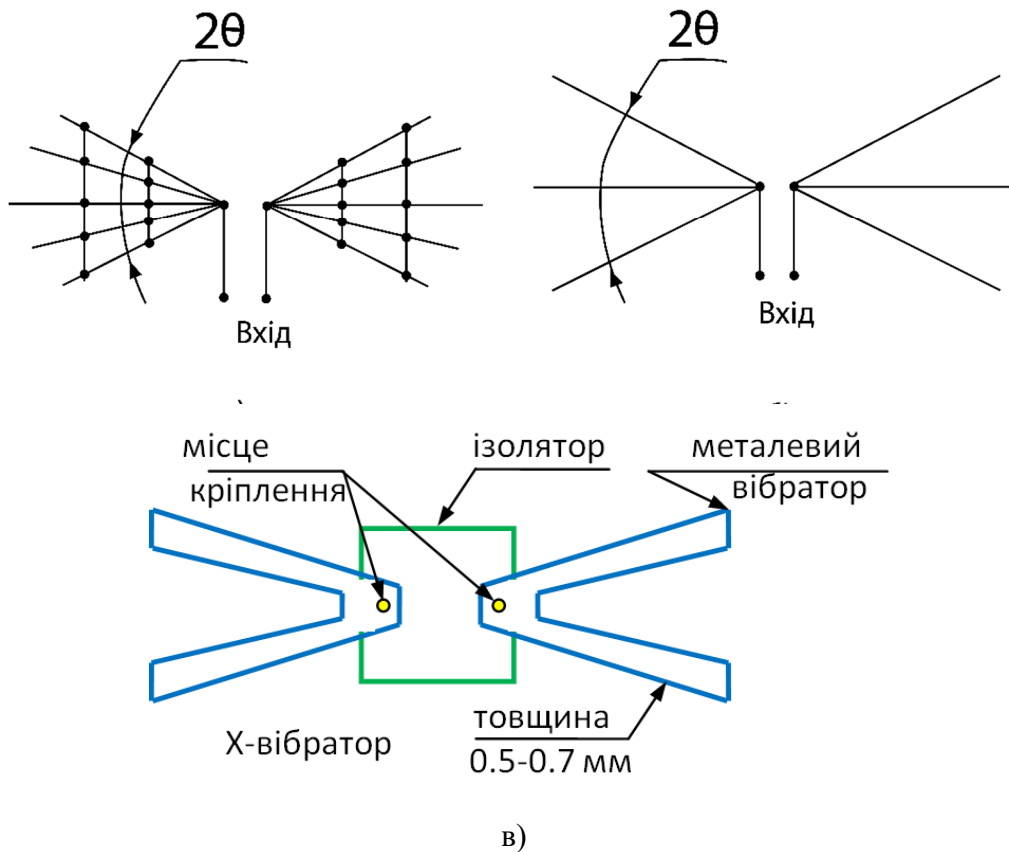


Рисунок 17.2. Вібратори для метрового і дециметрового діапазону довжин хвиль.

Кожен з цих вібраторів трикутної форми складається із двох симетричних частин (полотен). Кожне полотно складається із трубок $\varnothing 10\text{--}16$ мм. Кут θ вибирають від 30 до 60° .

Вібратор, зображений на рис. 17.2в (Х-вібратор), застосовується як ширококутовий вібратор антени хвильовий канал дециметрового діапазону довжин хвиль. Антени зображені на рис. 17.2а,б широко застосовуються, як слабонаправлені антени на 1–12 канали аналогового ТБ.

17.2. Другий спосіб створення ширококутового вібратора

Йдучи другим способом, створені ширококутові біконічні вібратори (рис. 17.4). Щелкунов С.В. здійснив аналітичний аналіз біконічного вібратора.

Сутність якого викладена нижче. Біконічна антена нескінченної довжини може розглядатися, як однорідна лінія, вздовж якої без відбиття поширюються сферичні хвилі типу “Т”, точно так, як вздовж однорідної двопровідної лінії з характеристичним опором

$$Z_{\text{xb}} = 120 \ln \left(\operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \right). \quad (17.4)$$

Вибором кута при вершині $30 \leq \theta \leq 60^\circ$ і довжини твірної l можна забезпечити слабку залежність Z_{bx} біконічного вібратора від частоти.

На рис. 17.3 показана залежність Z_{xb} біконічного вібратора від кута θ .

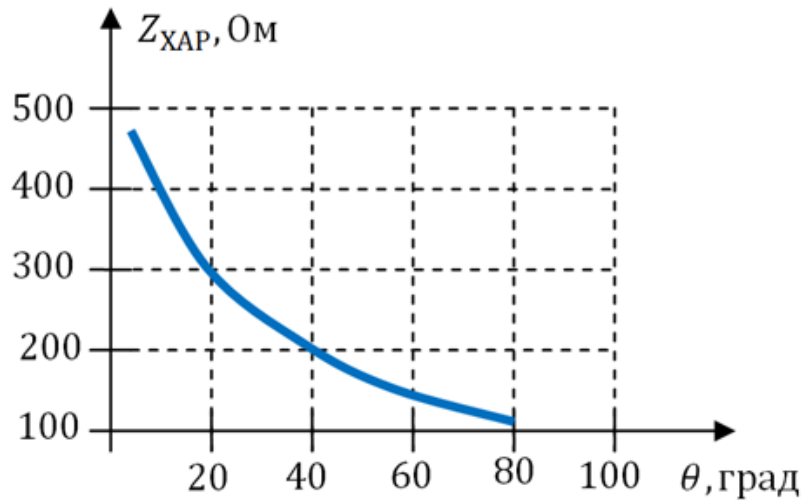


Рисунок 17.3. Залежність характеристичного опору біконічної антени.

Конструкція біконічної антени кінцевої довжини приведена на рис.17.4, а її еквівалентна схема для розрахунку вхідного опору на рис. 17.5.

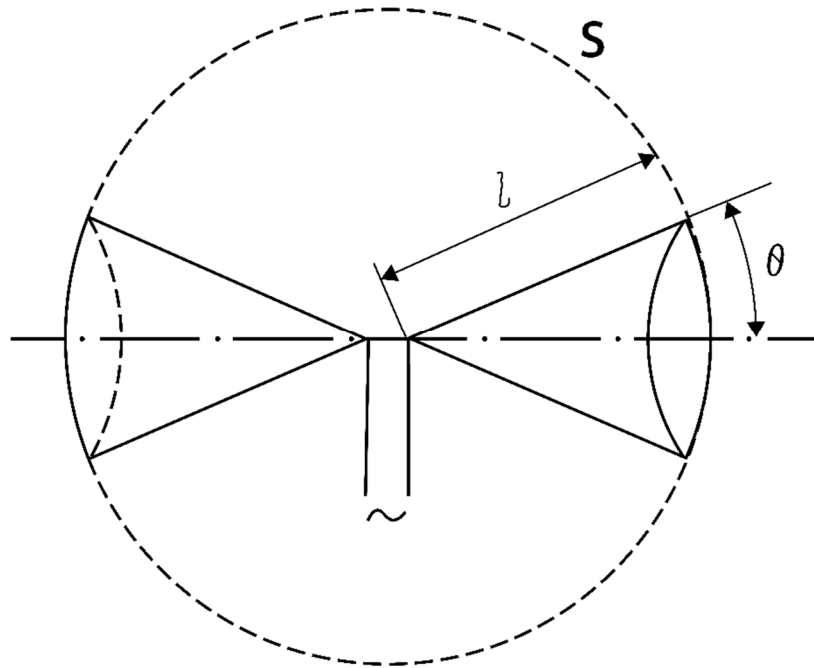


Рисунок 17.4. Конструкція біконічної антени.

При довжині конусів l , хвилі що поширюються вздовж лінії, випромінюються через поверхню S (рис. 17.4), а частково відбиваються до вершин косинусів. На еквівалентній схемі показано, що вхідний опір біконічної антени $Z_{вх}$ є вхідним опором двопровідної лінії з характеристичним опором $Z_{ХВ}$, яка навантажена на комплексне навантаження $\dot{Z}_\tau = R_\tau - jX_\tau$, які є функціями кута θ та довжини l ($\dot{Z}_\tau(\theta, l)$).

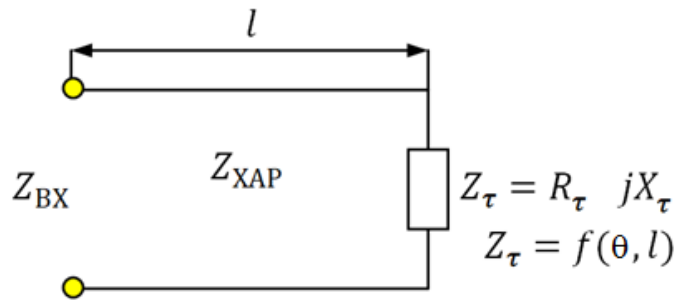


Рисунок 17.5. Еквівалентна схема біконічної антени.

Графіки $R_\tau(kl)$ і $X_\tau(kl)$, нормованих до характеристичного опору лінії, для конусів з кутом θ близьких 30° показані на рис. 17.6а. На рис. 17.6б приведена залежність $R_{\text{вх}}$ і $X_{\text{вх}}$ від (kl) для антени з кутом $\theta = 30^\circ$.

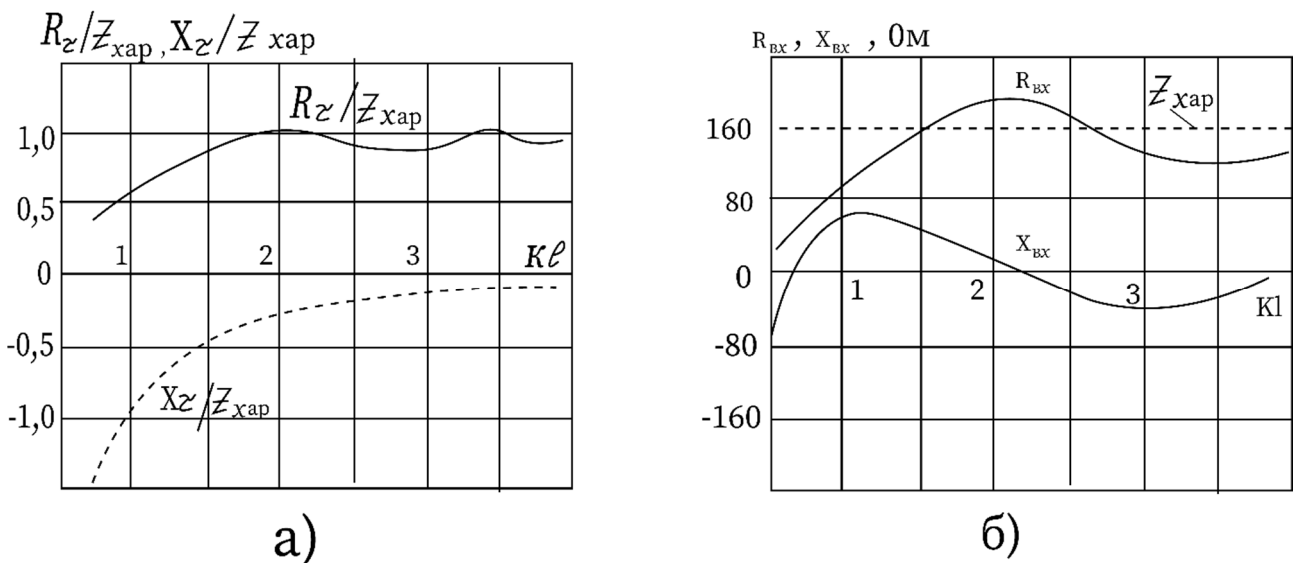


Рисунок 17.6. Залежності нормованих R_τ , X_τ (а) і $R_{\text{вх}}$, $X_{\text{вх}}$ (б) від kl .

Приведені залежності показують, що можна отримати біконічну антену з задовільним узгодженням в напівнескінченній смузі частот, починаючи з $f_{\text{гр}}$.

Конструктивно біконічна антена для зменшення ваги може бути виконана, як і антена Надененко. Практично ці антени можуть мати

$$КСХ \leq 2 \text{ з } \frac{f_{\text{в}}}{f_{\text{н}}} \leq 4;$$

$$\frac{f_{\text{в}}}{f_{\text{н}}} = 4 \Rightarrow 120\%.$$

17.3. Третій спосіб створення широкосмугового вібратора

Третій спосіб реалізації широкосмугового вібратора розглянемо на прикладі симетричного півхвильового вібратора з короткозамкнутим шлейфом довжиною

чверть довжини хвилі $\lambda/4$ (рис.17.7). Реальна конструкція цієї антени приведена на рис. 2.1.

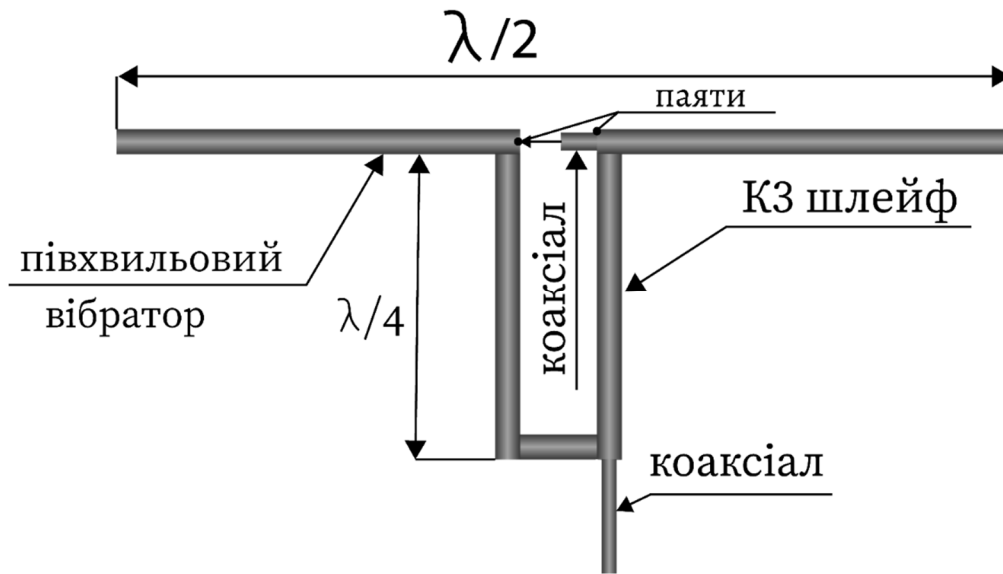


Рисунок 17.7. Симетричний півхвильовий вібратор з КЗ шлейфом.

На рис. 17.7 представлені: півхвильовий вібратор, $\lambda/4$ – короткозамкнутий (КЗ) шлейф та кабель живлення, хвильовий опір якого 75 Ом.

На резонансній частоті $Z_{вх} = 75$ Ом (довжина вібратора $\lambda/2$), тому кабель живлення і вібратор узгоджені. Із теорії симетричного вібратора відомо, що при $f < f_p$, $Z_{вх \text{ сим. вібр-ра}}$ комплексний, а реактивна частина в нього ємнісна. При $f > f_p$, $Z_{вх \text{ сим. вібр-ра}}$ також комплексний, а реактивна частина індуктивна.

Із теорії довгих ліній відомо, що вхідний опір КЗ шлейфа при його довжині $< \lambda/4$ – ємнісний, а при довжині $> \lambda/4$ – індуктивний. Отож, під'єднання КЗ шлейфа до входу $\lambda/2$ вібратора, при $f < f_p$ і $f > f_p$ приведе до компенсації реактивних складових вхідного опору півхвильового вібратора. На частоті $f = f_p$ $Z_{вх \lambda/4 \text{ КЗ шлейфа}}$ прямує до ∞ , а тому він не шунтує вхід симетричного вібратора. Коефіцієнт стоячої хвилі такого з'єднання ≤ 2 в смузі частот близько 30%. КЗ шлейф може бути виконаний із коаксіального кабеля – того ж, що і лінія живлення; а може у вигляді жорсткої конструкції із труб (рис. 17.7). Тоді кабель живлення прокладається в одній із труб КЗ шлейфа. Під'єднання кабеля живлення до входу $\lambda/2$ симетричного вібратора показано на рис. 17.7.

17.4. Шлейфові вібратори

Шлейфові вібратори застосовуються як симетричні вібратори довжиною пів довжини хвилі, а тому є слабо напрямленими (КНД = 2,15).

Використовуються як самостійні антени, елементи антенних решіток та елементи логоперіодичної антени як активний вібратор антени хвильовий канал (антена Уда-Ягі або Ягі).

17.4.1. Вібратор Пістолькорса

Вібратор Пістолькорса (ВП) має один розрізний (на рис. 17.8 - нижній) і один нерозрізний – вібратори. Вони можуть бути трубками або пластинчастими (див. конструкції антен Ягі).

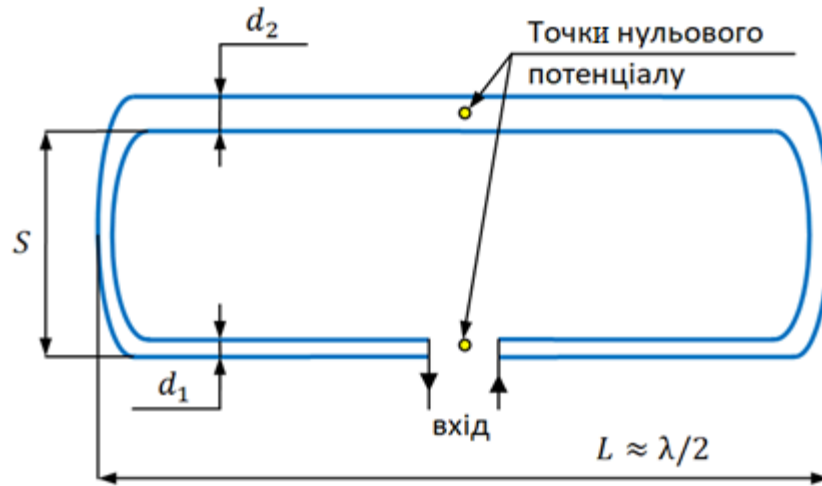


Рисунок 17.8. Вібратора Пістолькорса.

Діаметри вібраторів із трубок можуть бути рівними або різними (рис. 17.9). Якщо вібратори пластинчасті, то їх ширини різні. Як правило ширина пластини розрізного вібратора більш вузька, що приводить до збільшення $Z_{\text{вх. шл. вібратора}}$.

Периметр шлейфового вібратора трохи менше λ згідно з введеним поняттям коефіцієнта укорочення для півхвильового вібратора, який є функцією d/λ і знаходиться в межах 0,98–0,84.

Вхідний опір вібратора Пістолькорса на резонансній частоті чисто активний і в чотири рази більший ніж вхідний опір півхвильового прямолінійного симетричного вібратора

$$\text{при } d_1 = d_2 \Rightarrow Z_{\text{вх шл.в.}} = 4 \cdot Z_{\text{вх}}^{\lambda/2 \text{ CB}} = 4 \times 73 = 292 \text{ Ом.}$$

Вхідний опір вібратора Пістолькорса можна змінювати, змінюючи відношення d_1/d_2 . Якщо $d_2/d_1 > 1$, то $R_{\text{вх}} > 292 \text{ Ом}$ і менше 292 Ом при $d_2/d_1 < 1$. Це відображено на діаграмі рис. 17.9. Аналітичний вираз за яким можна розрахувати $R_{\text{вх шл ВП}}$ на резонансній частоті

$$R_{\text{вх шл ВП}} = 73,1 \left[1 + \frac{\log(S / d_1)}{\log(S / d_2)} \right]^2. \quad (17.5)$$

Важливою особливістю вібратора Пістолькорса є наявність точки нульового потенціалу (рис. 17.8). В цій точці ВП можна кріпити до металевого стрижня. А це означає, що легко вирішується проблема заземлення антени (проблема громозахисту антени).

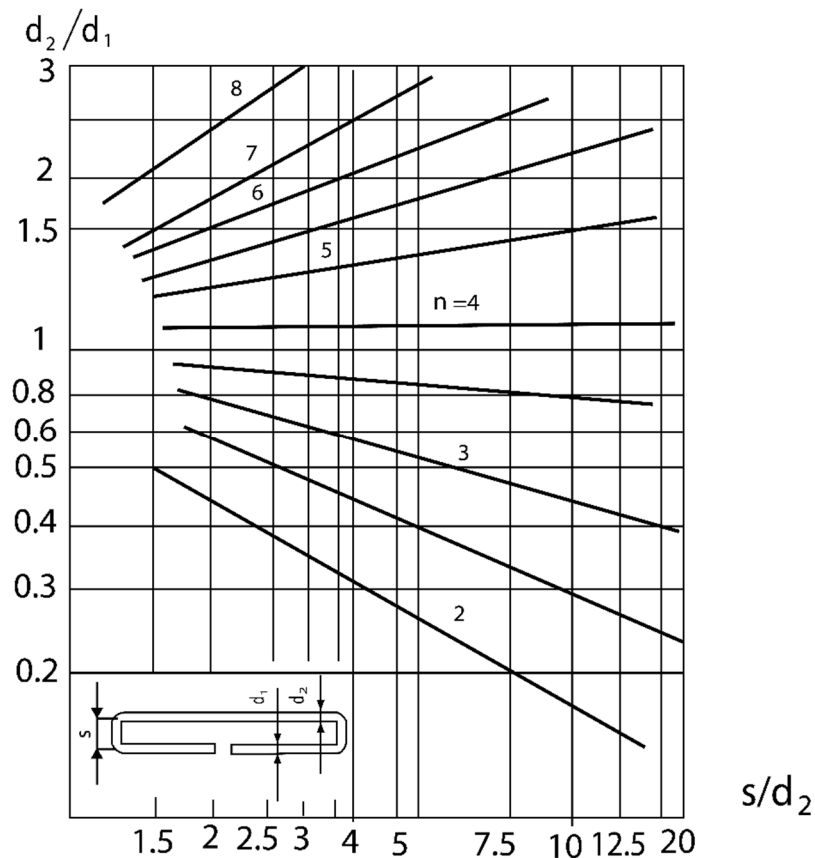


Рисунок 17.9. Діаграма зміни вхідного опору вібратора Пістолькорса, де n – коефіцієнт.

17.4.2. Шлейфовий вібратор з одним розрізним і двома не розрізними вібраторами

Цей шлейфовий вібратор показаний на рис. 17.10.

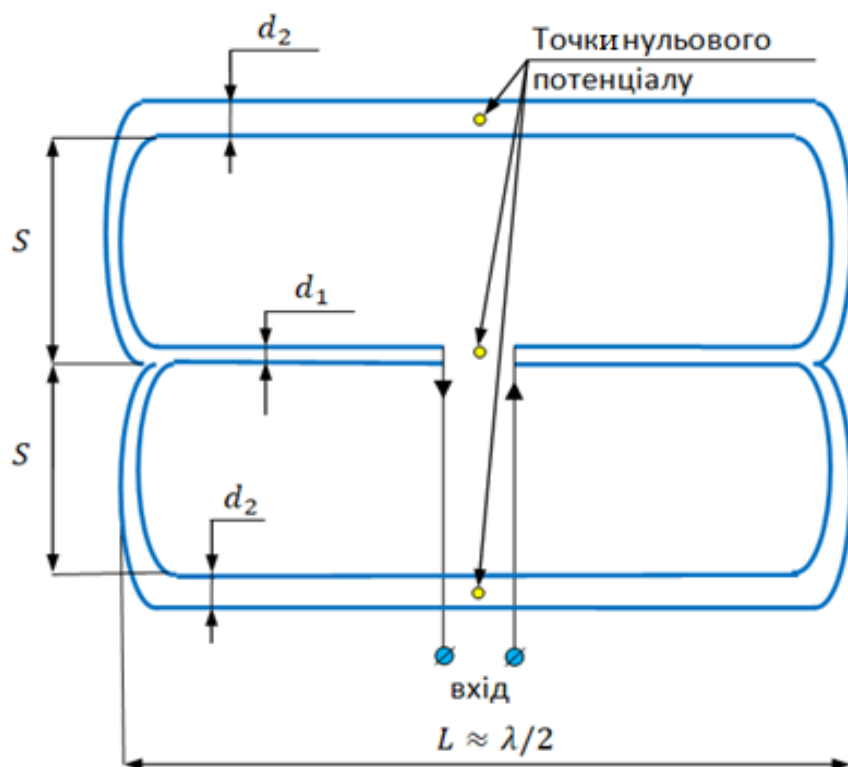


Рисунок 17.10. Шлейфовий вібратор.

Вхідний опір цієї антени на резонансній частоті в дев'ять разів більший ніж в півхвильового прямолінійного вібратора при $d_1 = d_2$. Якщо коефіцієнт зміни вхідного опору цього шлейфового вібратора в порівнянні із прямолінійним вібратором довжиною $\lambda/2$ позначити через n , то при $d_2 > d_1$, $n > 9$, при $d_2 < d_1$, $n < 9$, $d_1 = d_2$, $n = 9$. Бачимо, що n можна змінювати, збільшуючи і зменшуючи відношення d_2/d_1 відносно $d_2/d_1 = 1$. Це проілюстровано на діаграмі, приведений на рис. 17.11. Бачимо, що вхідний опір двохшлейфного вібратора можна збільшувати і зменшувати відносно вхідного опору цього вібратора, коли $d_1 = d_2$ ($Z_{вх} = 9 \cdot 73 = 657$ Ом). Цей вібратор також має точки нульового потенціалу. В ці точки потрібно під'єднувати провід заземлення.

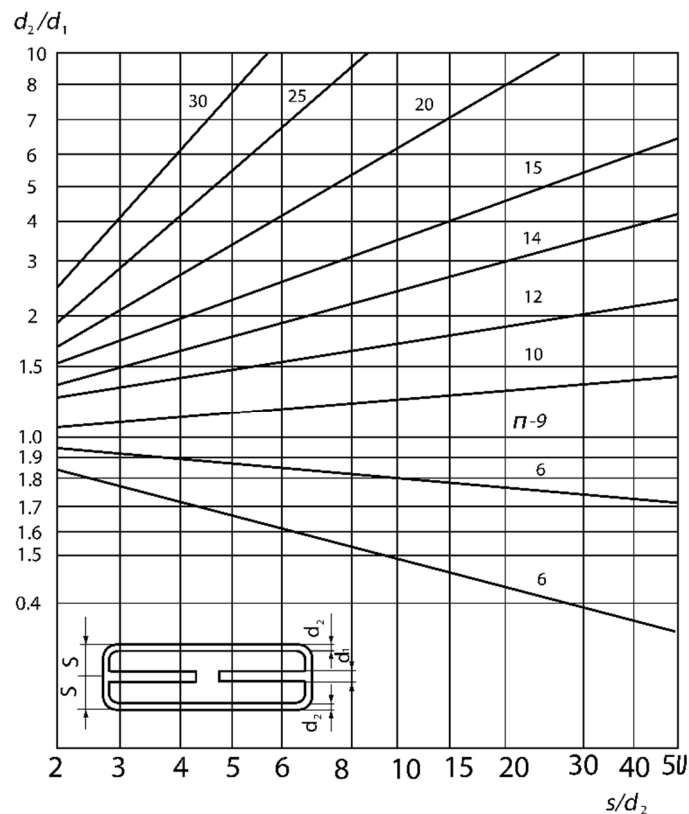


Рисунок 17.11. Діаграма зміни вхідного опору шлейфового вібратора.

На рис.17.12 приведені три варіанти пристроїв симетрування і узгодження симетричних вібраторів при під'єднанні їх до коаксialьного кабелю живлення з характеристичним опором 75 Ом. Цей матеріал буде розглянуто пізніше.

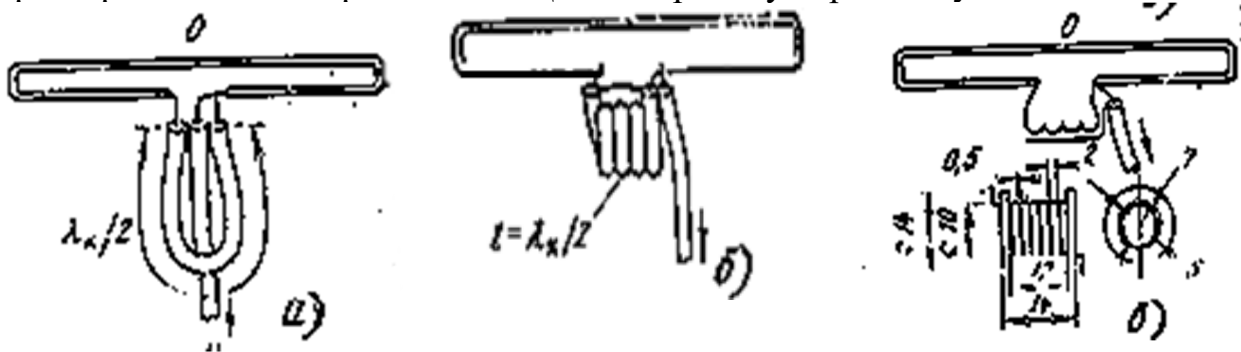


Рисунок 17.12. Три варіанти пристрою симетрування.

Лекція 18. Конструкції симетруючих пристроїв

18.1. Живлення симетричних вібраторів несиметричним фідером

В метровому, дециметровому, нижній частині сантиметрового діапазонів для живлення антен застосовують коаксіальний кабель. Якщо вхід антени симетричний, а коаксіальний кабель, як відомо, лінія живлення не симетрична, тому при прямому їх з'єднанні, як показано на рис. 18.1, виникає асиметрія струмів в плечах вібратора за рахунок витікання частини струму I_2 на зовнішню частину екрану кабеля (струм I_2'').

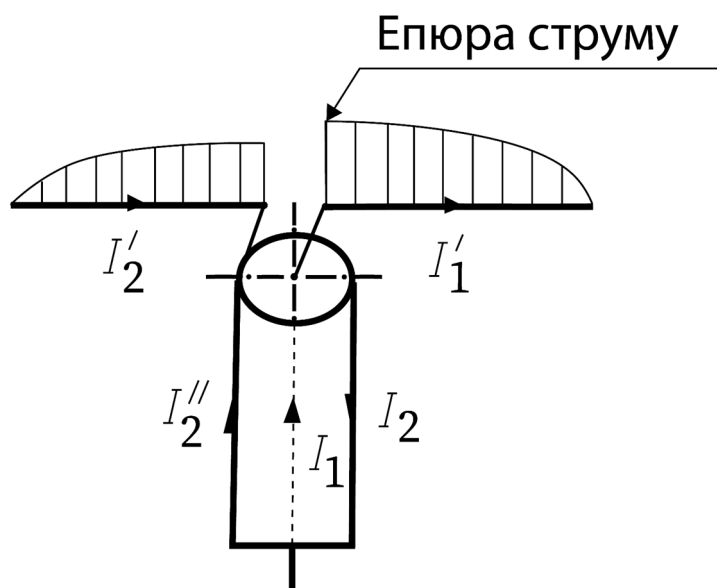


Рисунок 18.1. Варіант живлення симетричного вібратора коаксіальним кабелем без симетруючого пристрою.

Так як в коаксіалі струми $I_1 = I_2$, струм I_1 витікає на праве плече вібратора, створює струм I_1' , струм лівого плеча вібратора I_2' завжди менший за струм I_1' , так як він є тільки частиною струму I_2 . З рис. 18.5 бачимо, що $I_2 = I_2' + I_2''$.

Витікання струму I_2'' на зовнішню частину екрана приводить до асиметрії струмів в плечах симетричного вібратора, а також до збудження ЕМХ вертикальної поляризації. Цей ефект називають «антенним ефектом кабеля» і його бажано усунути, так як він приводить до наступних наслідків:

- спотворення діаграми спрямованості СВ;
- погіршення завадозахищеності СВ за рахунок приймання завад на вертикальний поляризації;
- зменшення КНД;
- зміна вхідного опору СВ, а значить погіршення КСХ антени;
- зменшення потужності випромінювання в режимі передачі.

Описаний ефект можна хоча б частково усунути, використовуючи симетруючі і узгоджуючі пристрої. Ці пристрої ґрунтуються на трьох основних принципах.

Принцип перший: Зменшуємо витікаючий струм на зовнішню поверхню екрана кабелю за рахунок збільшення опору для цього струму. Це відбувається за рахунок конструктивного виконання пристрою симетрування та узгодження. Пристрої, що виконують цю функцію, називають симетруючі пристрої запираючого типу.

Принцип другий: Зменшення полів випромінювання витікаючого струму I_2'' кабелю, досягають за рахунок створення симетричної конструкції симетруючого пристрою, в якому створюються два витікаючих струми однакових амплітуд з протилежними напрямками (як в двопровідній лінії). Тоді, якщо відстань між цими струмами набагато менша довжини хвилі, то їх сумарне поле випромінювання в дальній зоні дорівнює полю. Такі симетруючі пристрої називають пристроями компенсуючого типу.

Принцип третій: Зменшення полів випромінювання, витікаючого струму, досягають за рахунок використання пристроїв, що створюються з використанням першого та другого принципів. Такі симетруючі пристрої називають пристроями комбінованого типу.

18.2. Конструкції симетруючих пристроїв

Розглянемо конструкції, характеристики, принципи роботи симетруючих принципів, що працюють за різними принципами, послідовно.

18.2.1. Чвертьхвильовий стакан – пристрій запираючого типу

Застосовується, частіше, в сантиметровому діапазоні частот, коли екран коаксіальної лінії (конструктивно) є циліндрична труба. Складається з відрізка металевого циліндра. З одного боку відкритого, а іншого закритого (його називають стакан), і під'єднується до кабелю живлення, як показано на рис. 18.2.

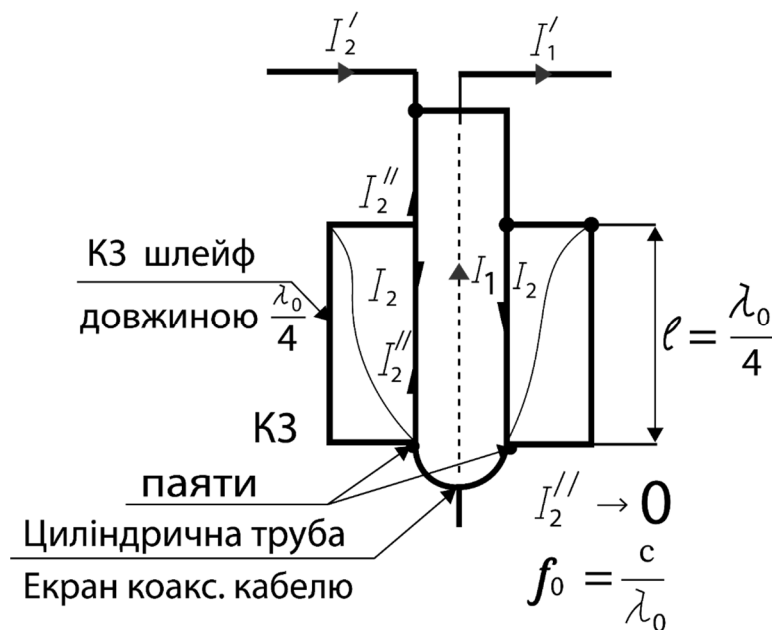


Рисунок 18.2. Чвертьхвильовий стакан.

Довжина стакана, який кріпиться на екрані коаксіала, дорівнює $\lambda/4$. Він закорочений. Тому $Z_{\text{вх}}$ коаксіала, створеного екраном коаксіала–лінії живлення антени і циліндром стакана, прямує до ∞ на частоті $f_0 = c / \lambda_0$ (як відомо з теорії довгих ліній), де λ_0 – середня довжина хвилі смуги робочих частот антени. На частоті f_0 витікаючий струм I_2'' прямує до нуля.

Пристрій працює в смугі частот 10–15% при $K_{\text{СХ}} \leq 2$. Він – вузькосмуговий.

18.2.2. U-колiно з чвертьхвильовими трансформаторами – пристрій компенсуючого типу

Конструктивно він показаний на рис. 18.3 (V-подібна конструкція).

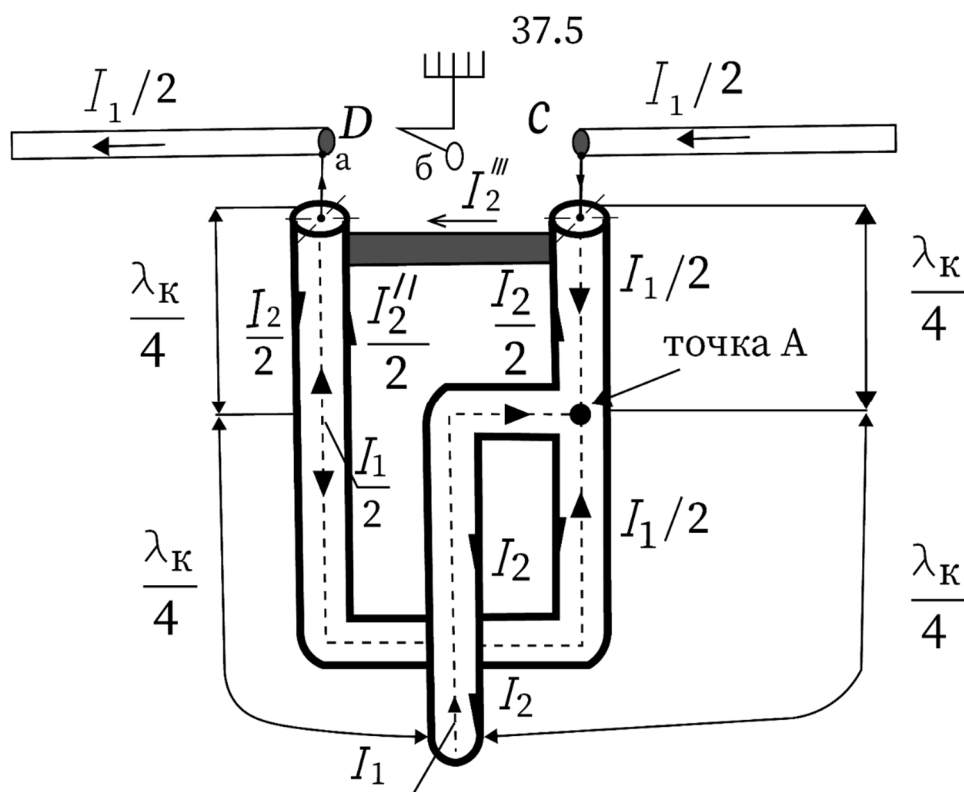


Рисунок 18.3. U-колiно з чвертьхвильовими трансформаторами.

Виконується із одного і того ж коаксіала, що і коаксіальна лінія живлення. Її довжина дорівнює довжині хвилі в коаксіалі. До неї під'єднується кабель живлення в місці, що ділить її в пропорції 3:1 ($\frac{3}{4}\lambda : \frac{1}{4}\lambda$). Центральні провідники кабеля живлення і V-конструкції з'єднуються між собою, а екрани між собою. Все показано в розрізі на рис. 18.3. Із відрізка кабеля довжиною λ утворюють U-колiно, довжина якого $\lambda_k/2$. Кабель живлення антени прокладають паралельно двом сторонам U-колiна. Одна сторона U-колiна за довжиною рівна $\lambda_k/4$. Таким чином створюється симетрична конструкція кабелів U-колiна і кабеля живлення антени. Центральні провідники двох сторін U-колiна з чвертьхвильовим трансформатором з'єднується з плечами півхвильового вібратора, а їх екрани – між собою.

Пояснимо назву цього симетруючого пристрою. U-коліном називають коліно, загальна довжина відрізка кабеля в якому дорівнює $\lambda_k/2$. В нашому симетруючому пристрої загальна довжина кабеля дорівнює λ_k . Фактично з кожного боку до «істинного» U-коліна, довжина якого $\lambda_k/2$, під'єднані два відрізки по $\lambda_k/4$. Тому така назва, бо відрізок кабеля довжиною $\lambda_k/4$ є чвертьхвильовим трансформатором.

Тепер щодо витікаючих струмів. Витікаючі струми I_2'' на обох зовнішніх частинах екранів чвертьхвильових трансформаторів однакові за амплітудою, але протилежно направлені. До того ж вони зменшені на величину струму, що перетікає по перемичці між двома екранами I_2''' . Отож, поля, що ними збуджені в дальній зоні, будуть компенсуватись. Тепер покажемо, що $Z_{\text{вх}} \cong 75$ Ом (між т. Д і С) симетруючий пристрій, трансформує в т.А в опір 75 Ом $= Z_{\text{хв}}$ кабеля живлення. $Z_{\text{вх}}/2$ симетричного вібратора $37,5$ Ом т.т. а, б; $\rightarrow$ відрізок $\lambda_k/4$ трансформує в 150 Ом; $\rightarrow$ через відрізок $\lambda/2$ він в т.А трансформується в 150 Ом. З іншого боку (т.т. в.с.) буде теж саме. Тому в т.А два опори з'єднані паралельно дадуть 75 Ом.

Пристрій також вузькосмуговий. Працює в смузі частот $10\text{--}15\%$ при $K_{\text{СХ}} \leq 2$.

18.3. Чвертьхвильові симетруючі шлейфи

18.3.1. Чвертьхвильовий симетруючий шлейф (місток) (два варіанти) – пристрої комбінованого типу

Їх конструктивне виконання та еквівалентні схеми показані на рис. 18.4а,б і 18.5а,б.

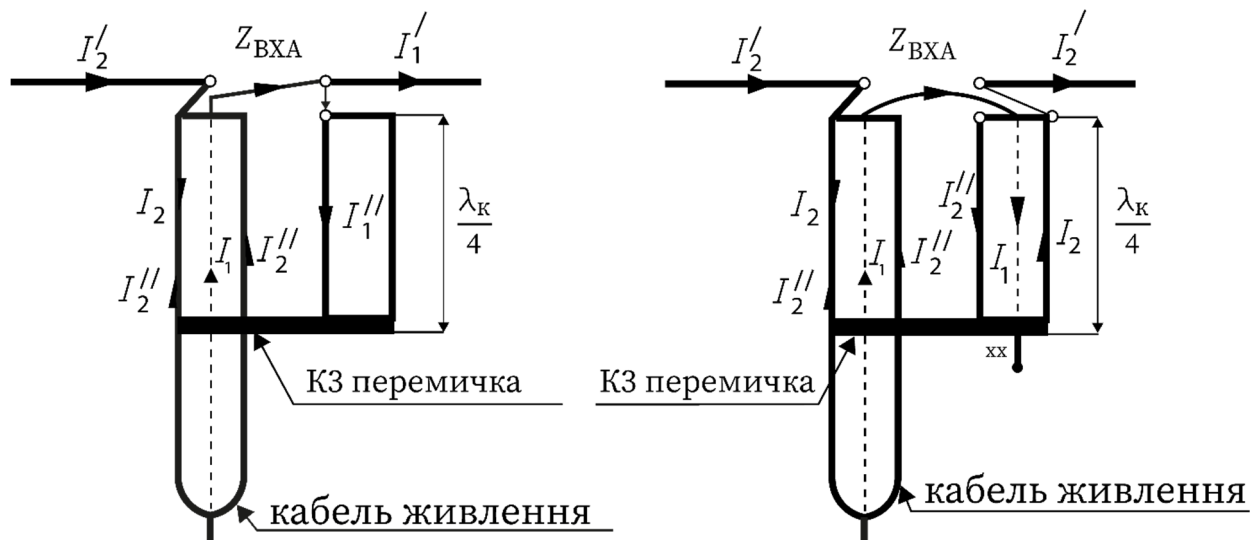


Рисунок 18.4. Чвертьхвильові симетруючі пристрої.

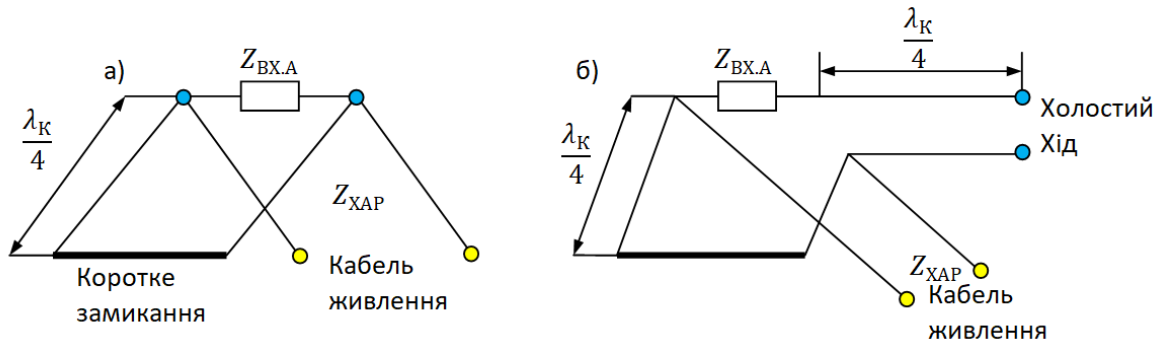


Рисунок 18.5. Еквівалентні схеми чвертьхвильових симетруючих пристроїв.

Конструктивно симетруючий місток варіант 1 (рис 18.4а та 18.5а) складається із двопровідної лінії (симетричної) довжиною $\lambda_K/4$ закороченої на кінці. Вона складається з відрізка кабеля живлення довжиною $\lambda_K/4$ та циліндричного провідника (болванки), діаметр якої дорівнює діаметру екрану лінії живлення (коаксіалу) довжиною $\lambda_K/4$. Екран коаксіала і болванки з'єднані КЗ перемичкою. Вхід антени живиться симетрично і практично однаковими струмами, тому що витікаючі струми коаксіалу і струм болванки зменшені за рахунок підключення до входу антени чвертьхвильового короткозамкненого шлейфа (пристрій замираючого типу). Крім цього, зменшені витікаючі струми. Вони є струмами двопровідної лінії, тому практично не випромінюють. Еквівалентна схема симетруючого пристрою, (варіант 1), показана на рис. 18.5а. З неї видно, що до входу антени підключений $\lambda_K/4$ – КЗ шлейф, який розширює смугу робочих частот антени по узгодженню.

Симетруючий місток – варіант 2 (рис. 18.4б) створений також, як двопровідна лінія довжиною $\lambda_K/4$, що закорочена на кінці. Складові цієї лінії є відрізок коаксіальної лінії живлення та відрізок коаксіала лінії живлення довжиною $\lambda_K/4$. Екрани лінії живлення та відрізка довжиною $\lambda_K/4$ з'єднані. Центральний провідник відрізка коаксіала довжиною $\lambda_K/4$ в місці з'єднання екранів перемичкою залишається нікуди не під'єднаним. Вхід антени під'єднано симетрично до двох екранів лінії живлення і до додаткового відрізка коаксіала довжиною $\lambda_K/4$. Центральні провідники кабеля живлення і додаткового відрізка коаксіала довжиною $\lambda_K/4$ – з'єднані.

Таким чином, як показано на еквівалентній схемі (рис. 18.5б), до входу антени під'єднані два шлейфи КЗ і ХХ. Це розширює смугу узгодження антени СВ з цим симетруючим пристроєм. Зменшення амплітуди витікаючих струмів I_2'' на зовнішніх екранах обох провідників двопровідної лінії, а також полів випромінювання, створених ними таке, як в варіанті 1.

Смуга робочих частот по узгодженню в обох варіантах 15–20%, при $K_{CX} \leq 2$.

Лекція 19. Конструкції симетруючих пристроїв

19.1. Симетруючий пристрій у вигляді U-коліна

Симетруючий пристрій у вигляді U-коліна застосовується при живленні вібратора Пістолькорса коаксіальним кабелем 75 Ом (характеристичний опір) Конструктивно це показано на рис. 19.1.

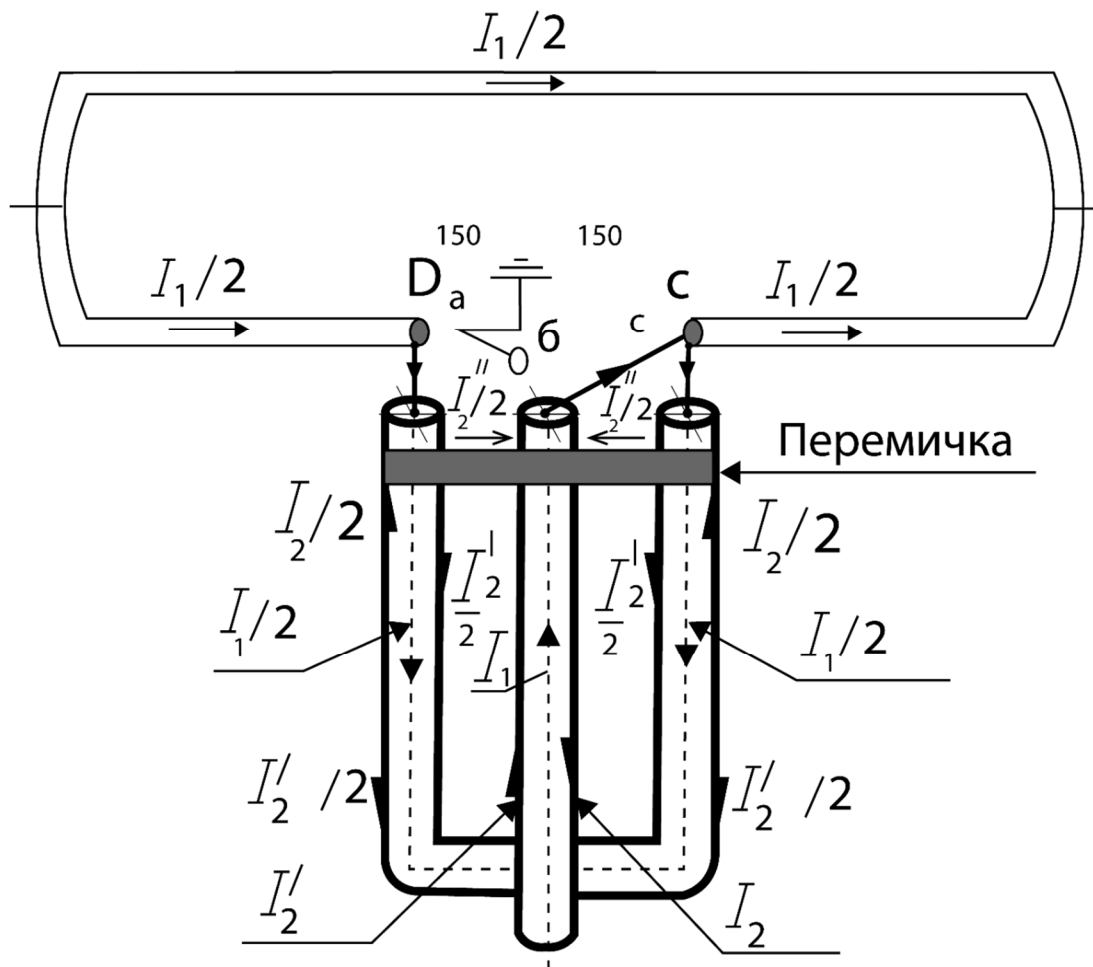


Рисунок 19.1. Симетруючий пристрій у формі U-коліна.

Цей пристрій є одночасно пристроєм узгодження і симетрування. U-коліно виготовлено з того ж кабеля, що і кабель живлення. Наголошуємо, що живлення антени є симетричним. Кінці екранів кабеля живлення і U-коліна з'єднується перемичкою для перетікання струмів. Відомо, що вхідний опір вібратора Пістолькорса 300 Ом, кабель живлення має характеристичний опір 75 Ом. Тому покажемо, що $Z_{вх} = 300$ Ом трансформується на вхід кабеля живлення в 75 Ом.

Для цього розіб'ємо вхідний опір вібратора Пістолькорса на два (150+150) Ом – точки *ab* і *bc* на рис. 19.1. Точка *b* – точка нульового потенціалу. Тому опір 150 Ом між точками *ab* прикладений на вхід U-коліна – плече зліва. Через пів довжини він трансформується сам в себе і на вході кабеля живлення він буде 150 Ом. Опір між точками *bc*, що дорівнює 150 Ом, напряду підключений на вхід кабеля живлення. Сума опорів 150 Ом і 150 Ом, що підключені до входу кабеля

живлення паралельно дорівнює 75 Ом. Отож, вхід антени з кабелем живлення узгоджені.

Тепер проаналізуємо витікаючі струми на зовнішніх поверхнях екранів U-коліна $I'_2/2$ і $I''_2/2$. Витікаючі струми в дальній зоні практично не будуть збуджувати поля випромінювання. Крім того, витікаючі струми зміненні за рахунок перетікання цих струмів із U-коліна в кабель живлення через перемичку. Вони також зменшені за рахунок КЗ $\lambda_k/4$ – трансформатора, що видно з рис. 19.1.

Цей пристрій може забезпечити смугу робочих частот по узгодженню 15–20% при $K_{СХ} \leq 2$ і є пристроєм комбінованого типу.

Додатково, прошу звернути увагу на два варіанти конструкцій симетруючих пристроїв, що використовуються в дециметровому діапазоні довжин хвиль, які є прототипами U-коліна. Вони показані на рис. 17.12 в лекції 17, де описується шлейфовий вібратор з двома нерозрізними і одним розрізним вібратором.

19.2. Щілинний симетруючий пристрій

Він є пристроєм компенсуючого типу. Найбільш широке застосування знайшов в короткохвильовій частині дециметрового діапазону та нижній частині сантиметрового діапазону довжин хвиль, коли кабель живлення має екран у вигляді труби. Конструктивне виконання цього пристрою показано на рис. 19.2.

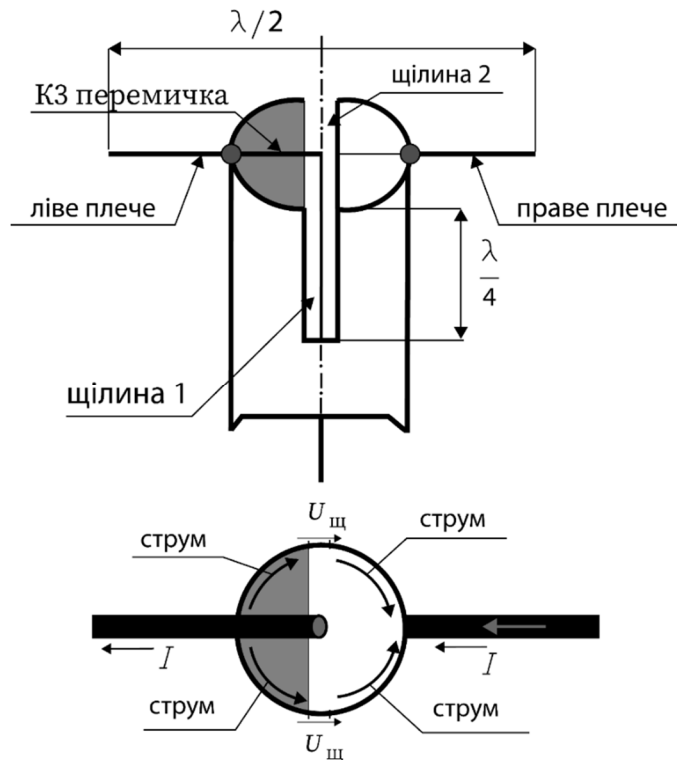


Рисунок 19.2. Щілинний симетруючий пристрій.

Випромінюючою структурою є $\lambda/2$ –вібратор, який під’єднаний до екрана коаксіальної лінії живлення. Коаксіал — жорсткий. Ліве плече вібратора

з'єднане за допомогою КЗ перемички з центральним провідником кабелю живлення. Звернемо увагу на діафрагму, що закорочує половину перерізу коаксіалу з боку під'єднання плеча симетруючого вібратора до центрального провідника коаксіала. Вона підсилює хвилю H_{11} в місці її встановлення. В зовнішній трубі коаксіала (екрані) прорізані дві повздовжні щілини. Екран, в результаті розрізу, стає двопровідною лінією, довжина якої $\lambda/4$.

Основною хвилею коаксіала є хвиля типу Т. Ця хвиля в екрані збуджує лише повздовжні струми, а тому є не випромінюючою. Проте, в результаті встановлення перемички та діафрагми, в їх місці утворюється відбита хвиля H_{11} , яка на внутрішній стінці екрана коаксіала створює поперечні струми, які збуджують синфазно щілини (ці струми показані на другій проекції рис. 19.2), а також синфазно збуджують плечі вібратора.

19.3. Симетруючий трансформатор

Симетруючий трансформатор показаний на рис. 19.3.

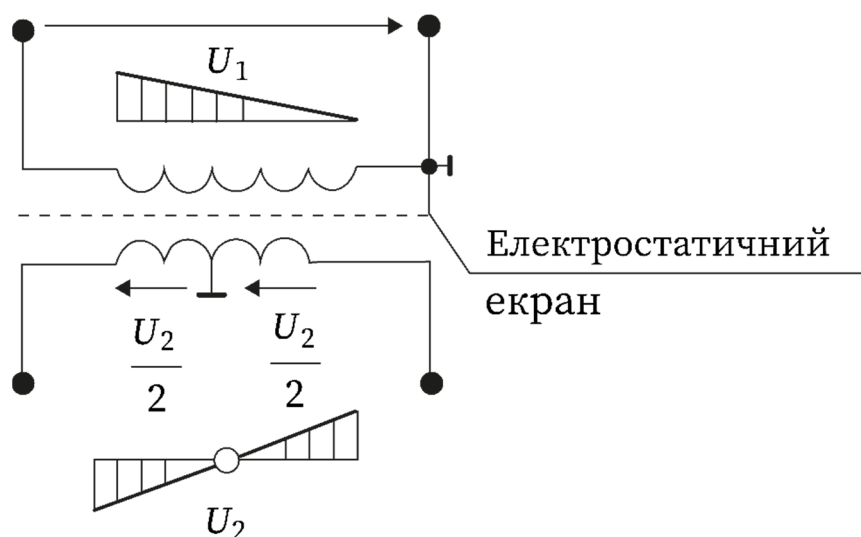


Рисунок 19.3. Симетруючий трансформатор.

Застосовується на метрових і більш довгих хвилях. Епюри напруг показують, що вихідні клеми трансформатора відносно землі знаходяться під рівними за величиною потенціалами, але протилежними за знаком. Електростатичний екран (незамкнутий виток фольги або одношарова (виток до витка) обмотка, один кінець якої не під'єднаний – зменшує можливість асиметрії за рахунок зв'язку між обмотками трансформатора).

19.4. V-подібна антенна

Конструктивно антенна показана на рис. 19.4. Це дводіапазонна антенна, яка працює, як півхвильовий вібратор на центральній частоті f_0 першого діапазону і на частоті $3f_0$ другого діапазону. Зовсім недавно ця антенна забезпечувала приймання каналів ефірного телебачення в діапазоні частот 48–100 МГц і 174–

230 МГц на відстані 60 км від Київського телецентру. В цих діапазонах $K_{CX} \leq 3$, $K_{HD} = 2-4,5$ дБ.

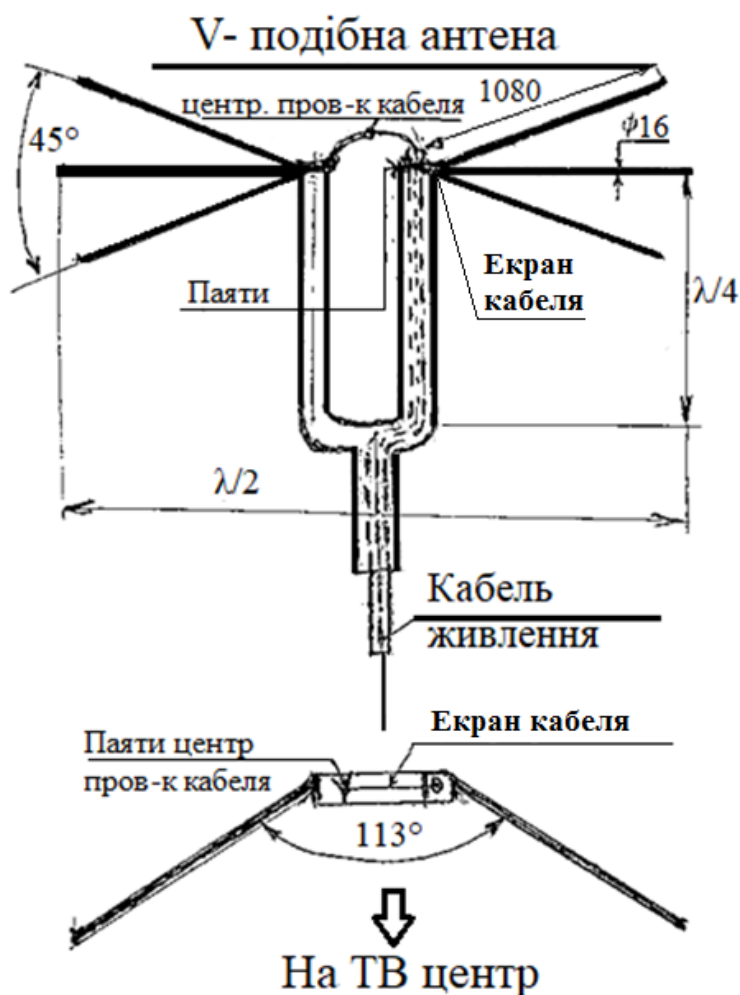


Рисунок 19.4. Конструкція V-подібної антени.

На яких принципах вона створена? На частоті f_0 випромінюючою структурою є широкосмуговий $\lambda/2$ симетричний вібратор з $Z_{вх} = 75$ Ом. На частоті $3f_0$ цей вібратор має довжину $3\lambda/2$ і $Z_{хв} \approx 86$ Ом. Отож, близькі значення $Z_{вх}$ на частотах f_0 і $3f_0$ забезпечують задовільну характеристику узгодження ($K_{CX} \leq 3$) в двох смугах частот, середні частоти яких f_0 і $3f_0$.

Для того щоб на частотах f_0 і $3f_0$ напрямки максимального випромінювання співпадали (були направлені на телецентр) плечі вібратора орієнтовані під кутом 113° один до одного, як показано на другій проекції рис. 19.4. Несучою конструкцією цієї антени є чвертьхвильова КЗ конструкція, яка забезпечує симетрування симетричного вібратора. Кабель живлення прокладається в середині труби, що є частиною $\lambda/4$ КЗ конструкції. Екран кабеля паяють до труби, в якій він прокладений, а центральний провідник коаксіала до труби, що є другою частиною $\lambda/4$ КЗ конструкції (показано на рис. 19.4). Розміри вібратора приведені для смуги частот 48–100 МГц і 174–230 МГц.

Варіанти цієї антени з трансформаторним симетруючим пристроєм, показаний на рис. 19.5. Цей варіант випускався промисловістю.

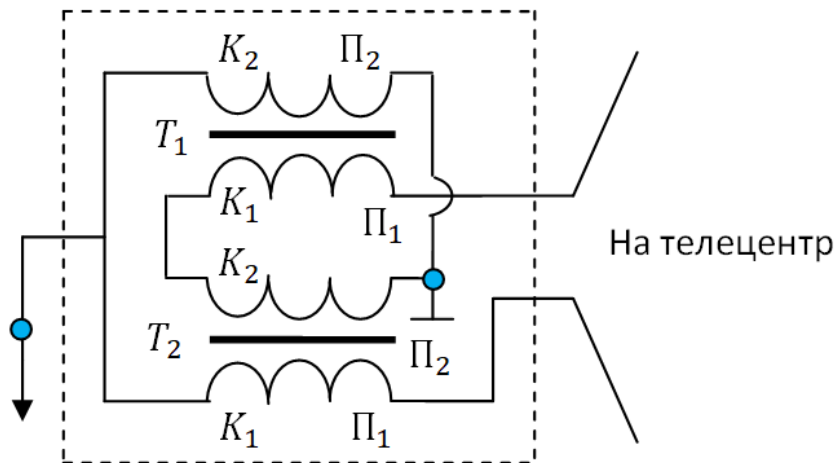


Рисунок 19.5. Конструкція V-подібної антени з трансформаторним симетруючим пристроєм.

Назва антена ТАИ-12М, автори Кукаєв А.А., Парамонов В.К.

Симетруючий пристрій складався з двох трансформаторів T_1 і T_2 , що виконані на феритових осердях марки М50 В42-4 К7×4×2, намотка рядова двома проводами ПЕТВ-2, $\varnothing 0,21$ мм, 6 витків.

Лекція 20. Антена хвильовий канал або Уда-Ягі

20.1. Принцип побудови антен Уда-Ягі

Антенна хвильовий канал або Уда-Ягі запропонована японськими інженерами в 1926 році. Найбільш часто ці антени застосовуються в КХ, метровому, дециметровому і «нижній частині» см-діапазонах довжин хвиль в системах радіолокації, радіомовлення та телебачення. Антена направлена, відноситься до антен з лінійними струмами. За принципом дії випромінюючих елементів – антенна поверхневої хвилі (або ж антенна біжучої хвилі). В першому наближенні її також можна розглядати, як прямолінійну решітку в режимі осового випромінювання.

Зовнішній вид її показаний на рис. 20.1.

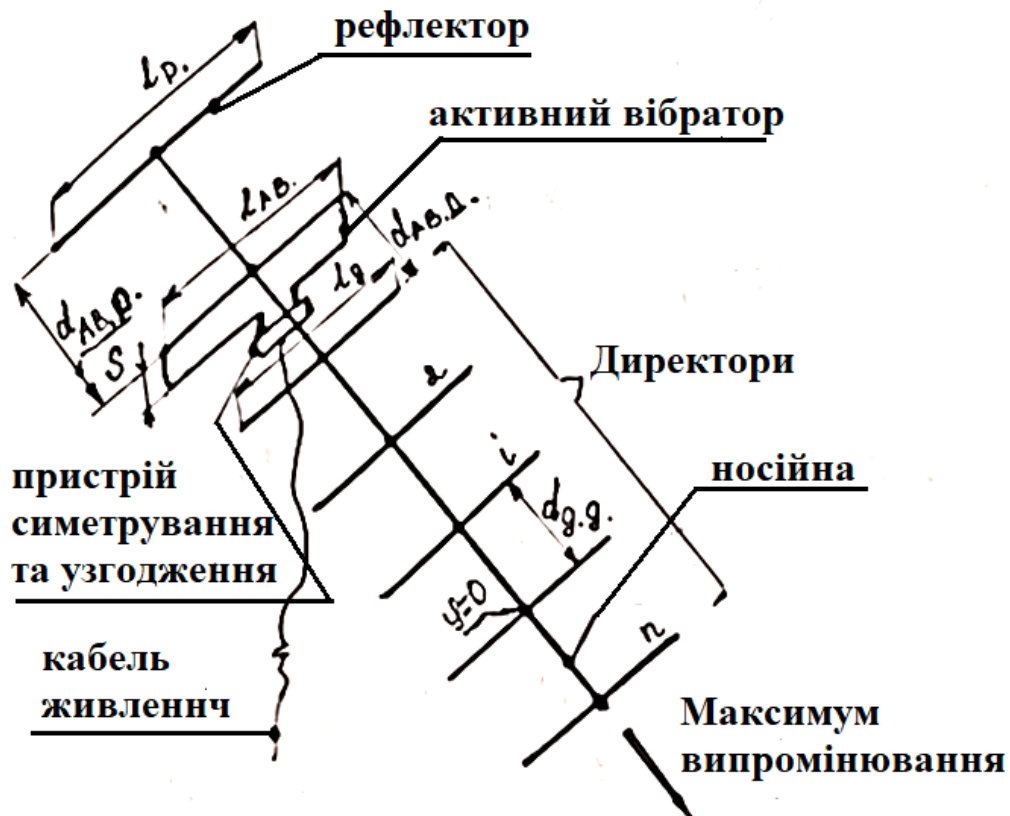


Рисунок 20.1. Семиелементна конструкція антени хвильовий канал.

Вона складається із системи паралельних вібраторів, закріплених на несучій. Несучою може бути металева труба круглого чи прямокутного поперечного перерізу або навіть дерев'яний брус. Вздовж несучої струмів немає, тому що потенціали точок кріплення вібраторів до несучої є точками нульового потенціалу. Так як з точки зору техніки безпеки (блискавка-захист), кожна антенна повинна бути заземлена, тому несуча повинна бути із провідникового матеріалу.

Вібратор, до якого підведений фідер, називають активним. Його довжина $\sim \lambda/2$ (з урахуванням укорочення – менша $\lambda/2$). На рис. 20.1 зображено активний

вібратор у вигляді вібратора Пістолькорса (шлейфовий вібратор). В нього один розрізний і один не розрізний вібратор (рис. 20.2а).

Якщо в антені більше п'яти вібраторів, то ліпше застосовувати триелементний шлейфовий вібратор (один розрізний і два не розрізні вібратори). Перший з них – шлейфовий вібратор Пістолькорса на резонансній частоті має вхідний опір 300 Ом; другий $73 \cdot 9 = 657$ Ом, при $d_1 = d_2$. Таке їх застосування пов'язано з тим, що кожний додатковий вібратор в антені Уда-Ягі зменшує вхідний опір антени, і уже при кількості вібраторів більше 5 опір зменшується в 3–4 рази. Тому більш легко узгодити антену Ягі з активним вібратором, що має більший опір, якщо кількість вібраторів більше п'яти.

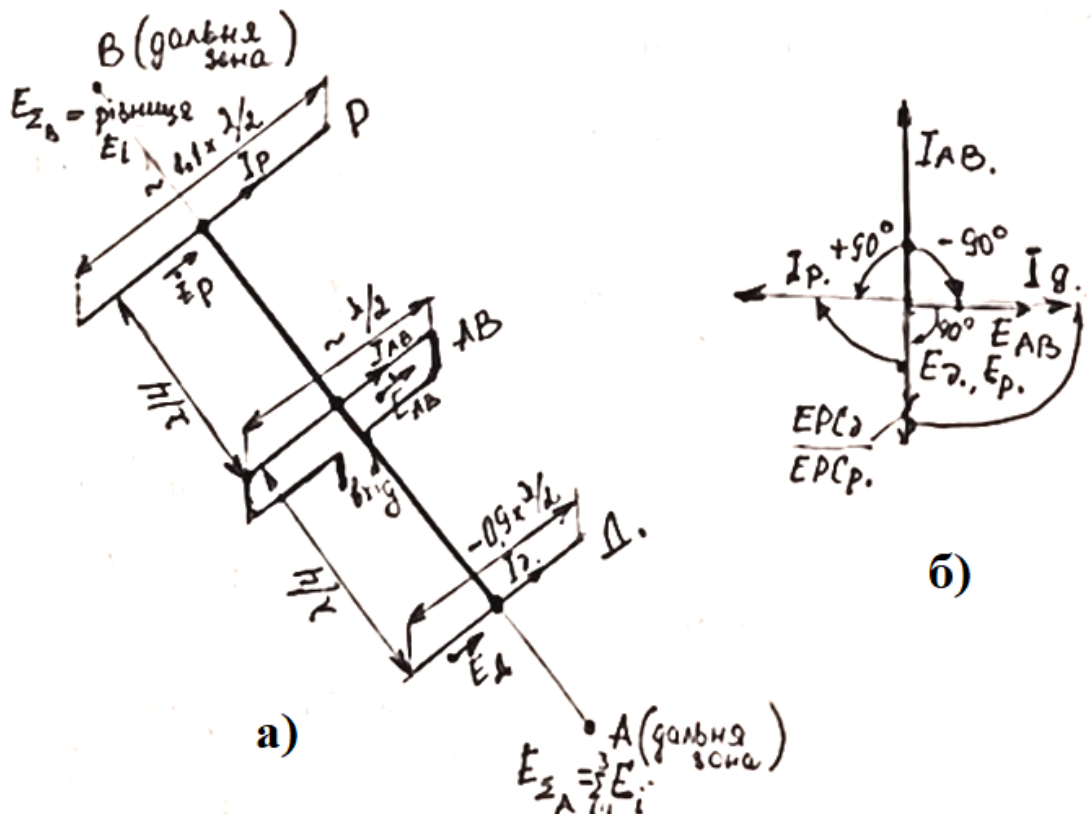


Рисунок 20.2. Трьохелементна конструкція антени хвильовий канал.

Вібратор, який кріпиться до несучої за активним вібратором (позаду нього), називається рефлектором (to reflect – відбивати). Вібратори, які розташовані попереду активного вібратора називають директорами (to direct) – направляти. Функція рефлектора якомога більш зменшити випромінювання назад (в третій і четвертий квадранти), функція директора – створити якомога вужчу головну пелюстку в діаграмі спрямованості, а також збільшити завадозахищеність антени в задніх квадрантах.

Довжина рефлектора на 10–15% більша за довжину активного вібратора (вхідний опір в нього індуктивний +40–60 Ом). Довжина директорів на 5–10% менша за довжину активного вібратора. Вхідний опір в них ємнісний –40–60 Ом. Рефлектор може бути одним лінійним вібратором, двома, трьома, або більш складним, як показано на рис. 20.3, 20.5(а,б,д).

20.2. Конструкції антен Уда-Ягі

Конструкція антени Ягі (рис. 20.3) має розширену смугу частот за рахунок збільшення ширини вібраторів та конструкції активного вібратора. Випускається серійно.

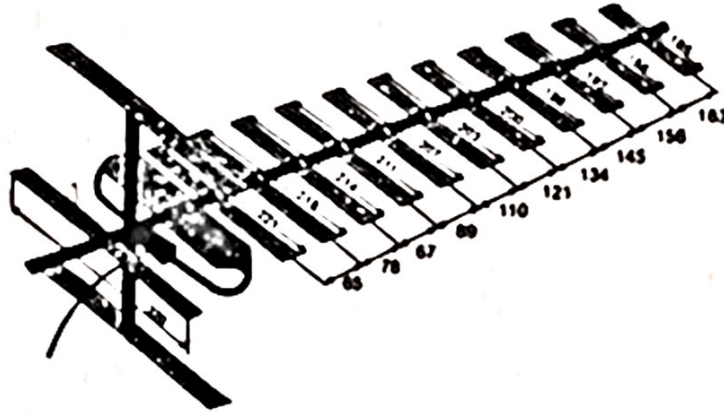


Рисунок 20.3. Конструкція антени Уда-Ягі.

Триелементний рефлектор покращує заводо захищеність антени в задніх квадрантах. Відстань між рефлектором і активним вібратором (АВ) d_{ABp} знаходиться в межах $(0,1-0,25)\lambda$. Відстані між АВ і директором d_{ABd} та між директорами $d_{gg} = (0,1-0,25)\lambda$. Якщо кількість директорів в антені більше п'яти, то d_{gg} збільшується до $0,35\lambda$.

Довжини лінійних директорів і рефлектора та відстані між ними, що дорівнюють $d_{ABd,p} = d_{gg} = \lambda/4$ дозволяють просто пояснити принцип дії триелементної антени Уда-Ягі. Для цього побудуємо векторну діаграму струмів триелементної антени Уда-Ягі (рис. 20.2б).

Нехай струм в активному вібраторі триелементної антени Уда-Ягі в режимі передачі вектор I_{AB} . Він збуджує біля себе напруженість електричного поля (ближня зона) вектор E_{AB} (рис. 20.2а,б), який відстає від вектора I_{AB} на 90° . Електромагнітна хвиля, збуджена струмом I_{AB} , поширюючись до рефлектора і директора, створює в них електрорушійні сили (ЕРС), які знаходяться наступним чином:

$$ЕРС_p = E_p \cdot l_p, \quad ЕРС_d = E_d \cdot l_d,$$

де l_d і l_p – діючі довжини директора і рефлектора. Ці ЕРС створюють струми в рефлекторі (I_p) та директорі (I_d):

$$I_p = \frac{ЕРС_p}{R_p + j\omega L_p} = |I_p| e^{-\frac{\pi}{2}j} \quad \text{при} \quad R_p \ll \omega L_p = X_L,$$

$$I_d = \frac{ЕРС_d}{R_d - \frac{j}{\omega C_d}} = |I_d| e^{\frac{j\pi}{2}} \quad \text{при} \quad R_d \ll \frac{1}{\omega C_d},$$

де $R_p + j\omega L_p$ – вхідний опір рефлектора, $R_d - \frac{j}{\omega C_d}$ – вхідний опір директора. В

результаті маємо діаграму струмів триелементної антени Уда-Ягі (рис. 20.26). Враховуючи фази струмів I_p , I_{AB} та I_d , та розташування вібраторів, знаходимо сумарні поля, випромінювання в точках A і B , які розташовані в дальній зоні, на осі антени. Простий аналіз показує, що в цих точках маємо:

$$E_{\Sigma A} = E_p + E_{AB} + E_d,$$

$$E_{\Sigma B} = E_{AB} - E_d - E_p.$$

В випадку використання суцільного (плоского) рефлектора d_{ABp} вибирають рівним $\lambda / 4$. В класичній антені Ягі (триелементній) КНД = 4,5–5 дБ, рівень заднього випромінювання (–12...–10) дБ. В смузі 15% КСХ ≤ 2 .

Для збільшення КНД антени збільшують кількість вібраторів (директорів) в антені до 30. КНД при цьому може зрости до 18–20 дБ, проте смуга робочих частот зменшиться до одиниць відсотків.

Для створення широкосмугових антен Ягі з максимально-можливим КНД необхідно застосовувати широкосмугові вібратори: пластинчасті, шлейфові вібратори Пістолькорса, півхвильовий вібратор з компенсацією реактивного опору, секцію логоперіодичної антени в якості активного вібратора, Х-подібні АВ, а також Х-подібні директори. Крім цього, частина директорів разом з активним вібратором можуть працювати для розширення смуги узгодження, а інша частина директорів – на збільшення КНД. Характеристика КНД(f) таких антен буде зростаючою (при збільшенні частоти КНД – зростає).

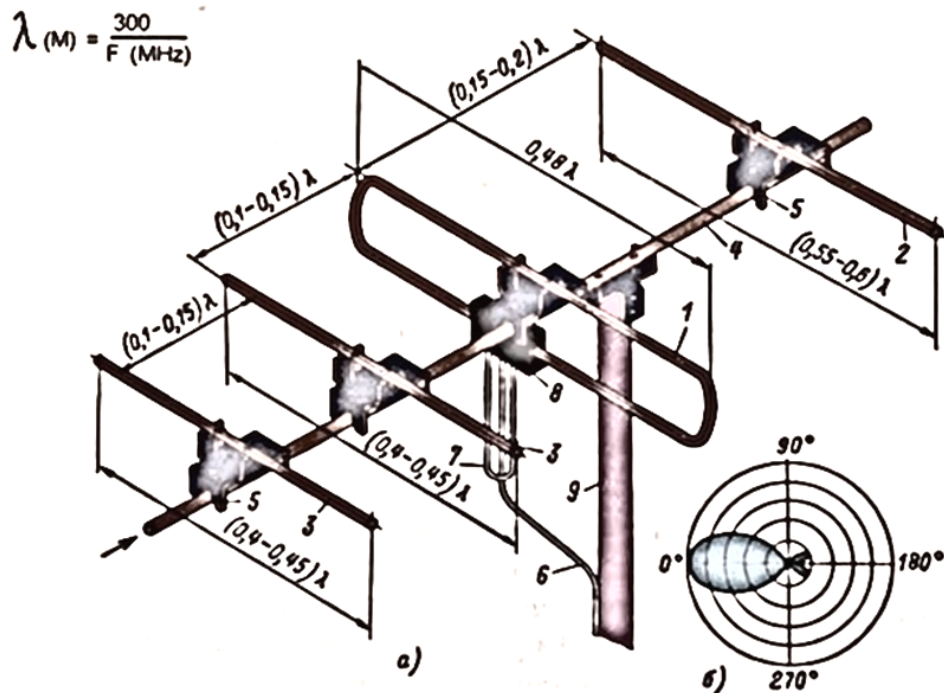
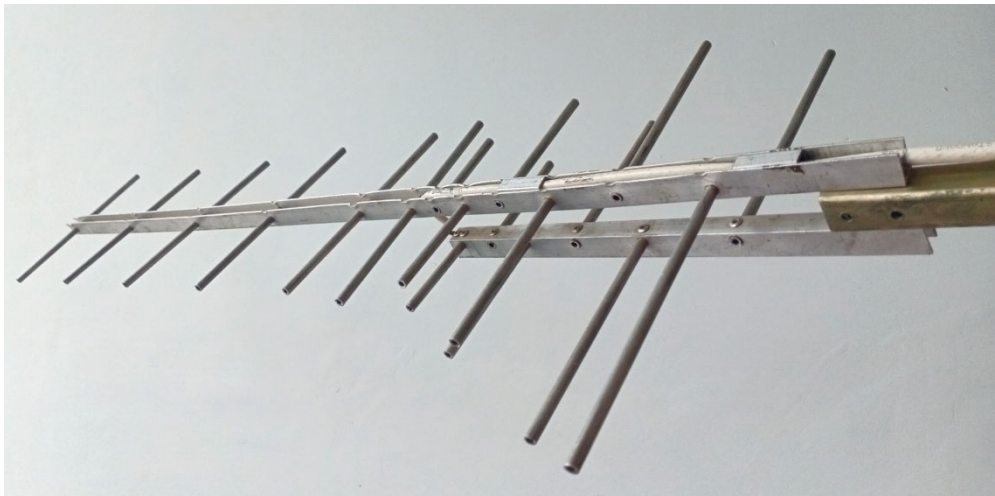


Рисунок 20.4. Варіант антени Уда-Ягі та її діаграма спрямованості.

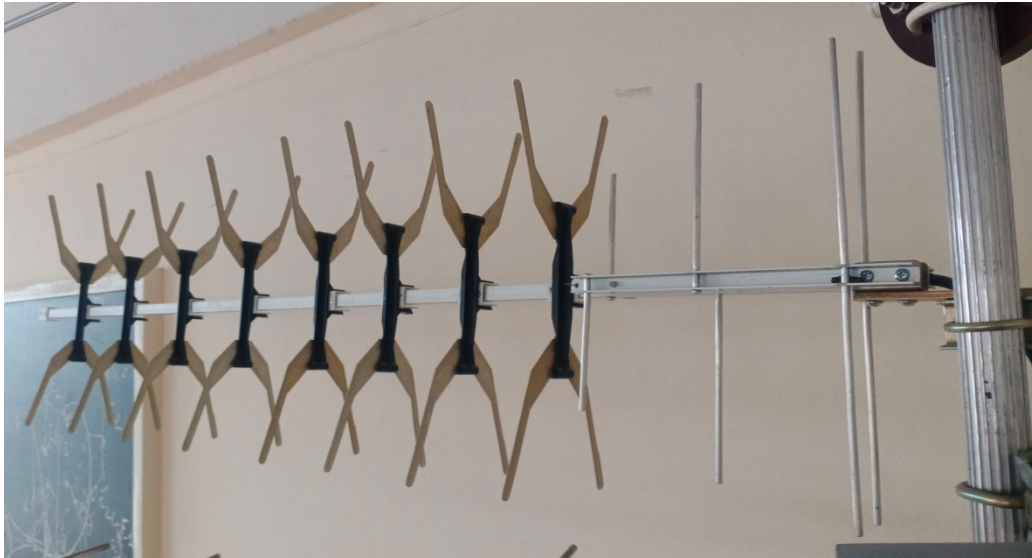
На рис. 20.3 приведена конструкція антени Ягі з пластинчатим шлейфовим вібратором Пістолькорса. Вона працює в смузі частот 470–630 МГц (~30%) і перекриває 21–40 канали ТБ. Антена складається із 13 вібраторів (11 директорів і ускладнена конструкція рефлектора). КНД антени 10–11 дБ; КСХ в приведеній смузі частот менше двох. Відмітимо, що верхня частина активного вібратора (нерозрізна) набагато більше за шириною розрізної частини, а тому його вхідний опір $>300 \text{ Ом}$.

Розглянемо налаштування антени хвильовий канал на прикладі три елементної антени.

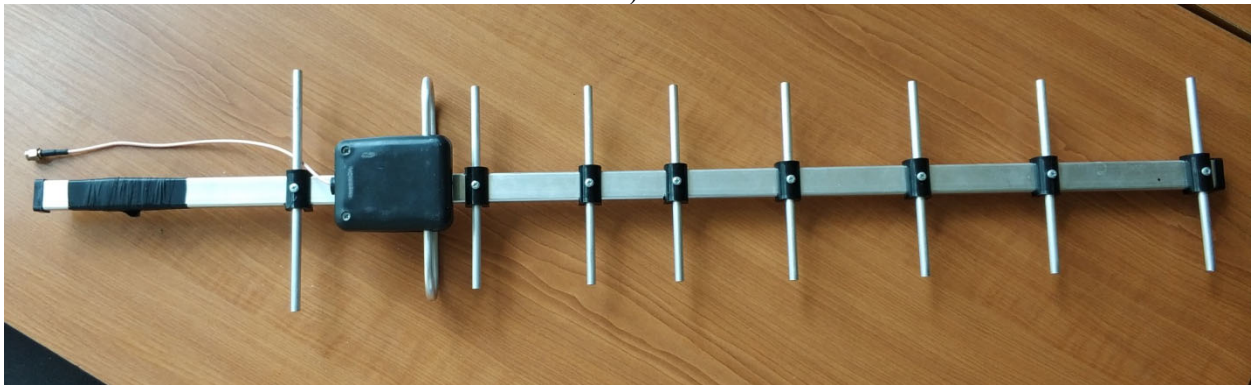
1. Спочатку підбираємо відстань між рефлектором і активним вібратором в межах (від $0,1$ до $0,25\lambda$) із умови, щоб відношення тах значення напруженості електромагнітного поля в задні квадранти 3 і 4 (назад) і напруженості поля в напрямку максимального випромінювання було мінімальним (проводимо декілька наближень, підбираючи d_{ABP});
2. Потім підбираємо відстань d_{ABD} за тим же критерієм.
 - а) Відстань d_{ABP} залишаємо без змін;
 - б) d_{APD} змінюємо в межах $(0,1-0,25)\lambda$, щоб знайти оптимальну відстань d_{APD} (проводимо декілька наближень).



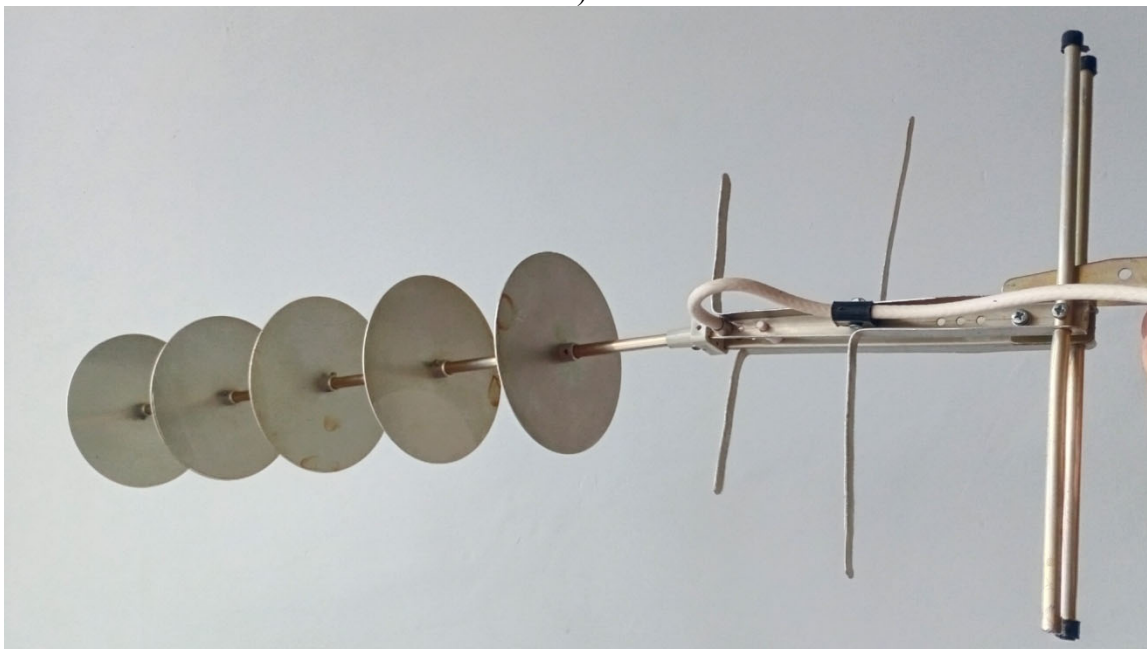
а)



б)



в)



г)

Рисунок 20.5. Конструкції антен Уда-Ягі, розроблені студентами радіотехнічного факультету.

Лекція 21. Зигзагоподібна антена

21.1. Принцип побудови зигзагоподібних антен

Зигзагоподібна антена (Антенa Харченко) відноситься до широкосмугових антен, які досить часто застосовуються для приймання каналів ефірного телебачення в метровому і дециметровому діапазоні довжин хвиль. Крім цього в останні роки вона добре себе зарекомендувала, як приймальна антена для Wi-Fi, діапазону частот 2,4–2,48 ГГц (конструкція і технологія розроблена на кафедрі теоретичних основ радіотехніки РТФ, КПІ).

Як антена телевізійна, вона використовується в трьох варіантах: на 1–5 каналах ТБ (48–100 МГц), 6–12 каналах ТБ (174–230 МГц) і в діапазоні ДМХ (21–60 канали 470–790 МГц). Коефіцієнт перекриття по частоті цієї антени 2 при $K_{CX} \leq 3$.

Ескіз конструкції зигзагоподібної антени для діапазонів частот 48–100 і 174–230 МГц приведений на рис. 21.1.

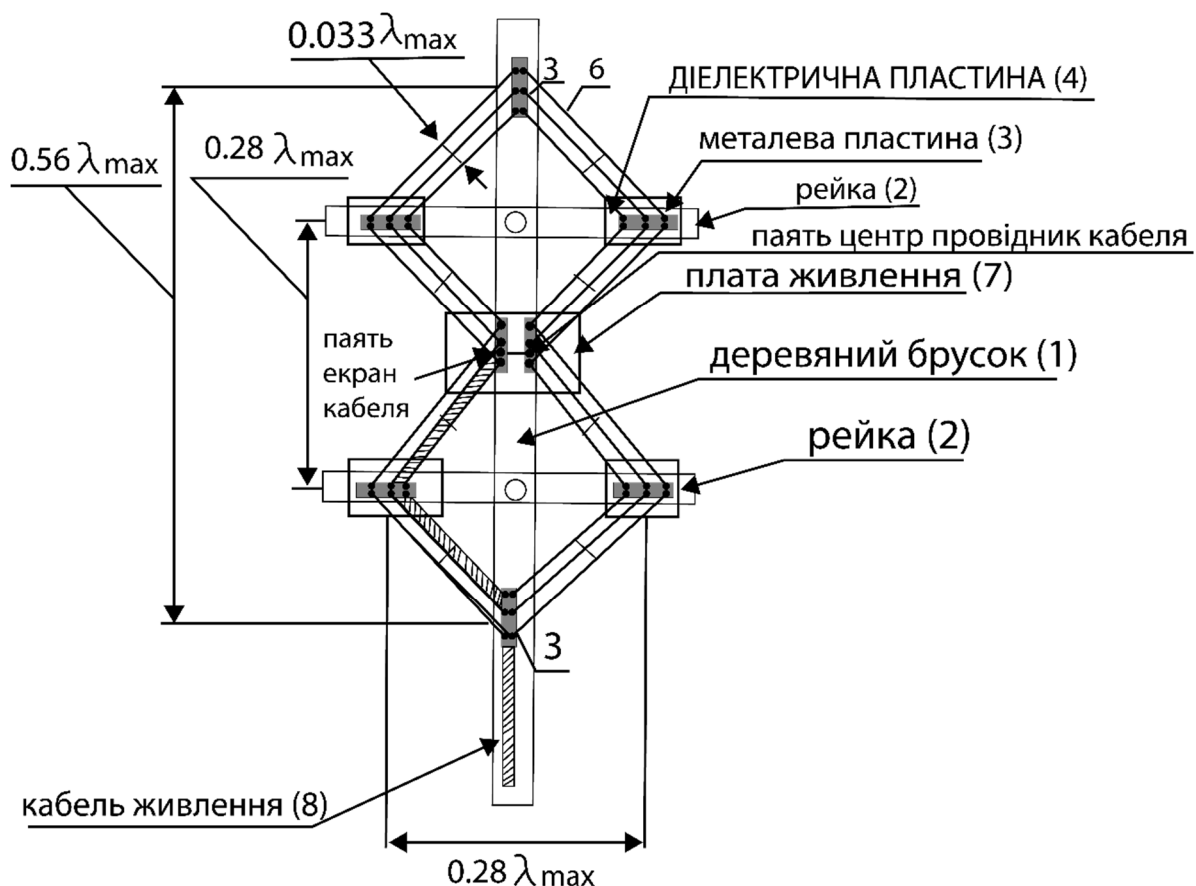


Рисунок 21.1. Ескіз конструкції зигзагоподібної антени метричного діапазону.

Тут також приведені основні відносні конструктивні розміри антени. Каркас антени складається із вертикального дерев'яного бруска 1, на якому закріплені дві рейки 2 під кутом 90° до бруска. Посередині на бруску 1 кріпиться плата живлення 7, яка складається з двох закруглених металевих пластинок, що закріплені на діелектричній пластині (ДП). На верхньому та нижньому кінцях

бруска 1 і кінцях рейок 2 знаходяться металеві пластини (МП) 3, між якими і металевими пластинами на платі живлення натягнуте полотно антени 6, яке складається з трьох провідників антенного канатика 6. Необхідно додати, що металеві пластини на рейках і платі живлення 7 знаходяться на діелектичних пластинах в той самий час, як металеві пластини 3 на бруску кріпляться прямо до нього. Це точки нульового потенціалу. Провідники полотна з'єднані в місцях зломів (на кінцях бруска, рейках, платі живлення), а також посередині сторін квадратів полотна.

Кабель живлення 8 під'єднується до металевих пластин на платі живлення. Його екран під'єднується до металевої пластини, яка знаходиться ближче до кабеля живлення, а центральний провідник кабеля під'єднується до іншої пластини (дальньої від кабеля), кабель прокладений вздовж сторін квадрата, які є випромінюючими елементами антени, а потім кріпиться до бруска.

21.2. Характеристики та параметри зигзагоподібних антен

Випромінюючою структурою цієї антени є подвійний квадрат. Довжина кожного квадрата близька до довжини хвилі. Для оцінки і порівняння характеристик випромінювання і узгодження зигзагоподібних антен на рис. 21.2 приведені залежності КСХ – крива 1 (коефіцієнт біжучої хвилі КБХ = $1/\text{КСХ}$) і коефіцієнт направленої дії (крива 2) як функції від l/λ при живленні антени коаксіальним кабелем 75 Ом.

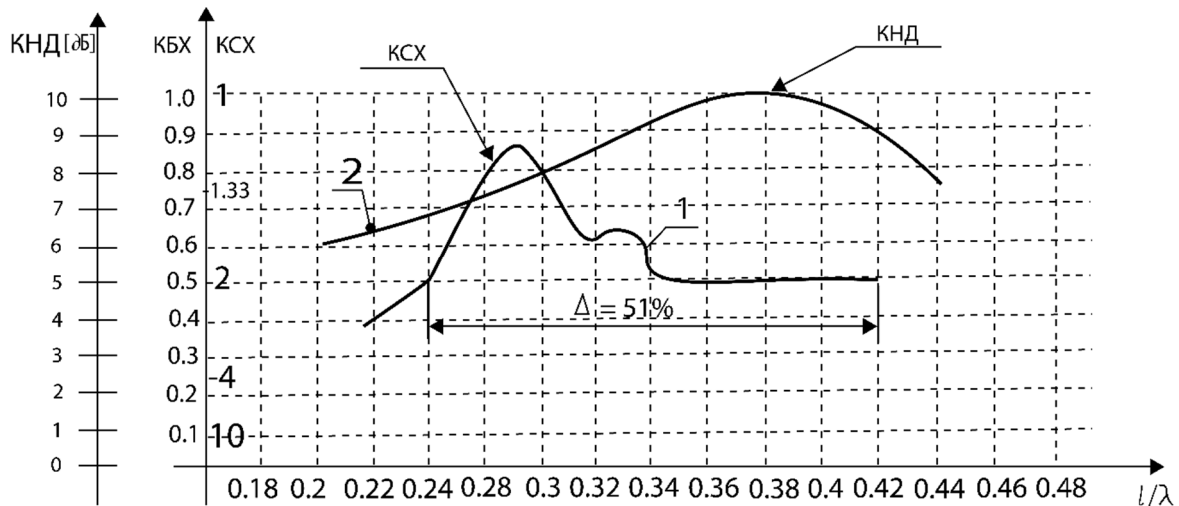


Рисунок 21.2. Характеристики випромінювання і узгодження антени.

Із рис. 21.2 видно, що смуга робочих частот зигзагоподібної антени дорівнює 51% за рівнем $\text{КСХ} \leq 2$.

На графіках коефіцієнт направленої дії спочатку зростає досягаючи max при $l/\lambda \sim 0,38$ (КНД ~ 10 дБ), а потім падає. Це пояснюється тим, що спочатку збільшується відносна довжина полотна антени у довжинах хвиль, що приводить до збільшення КНД. Потім, при $l/\lambda > 0,38$ КНД спадає. Основний внесок в зменшення КНД вносить розфазування (фазові спотворення) струмів в елементах антени.

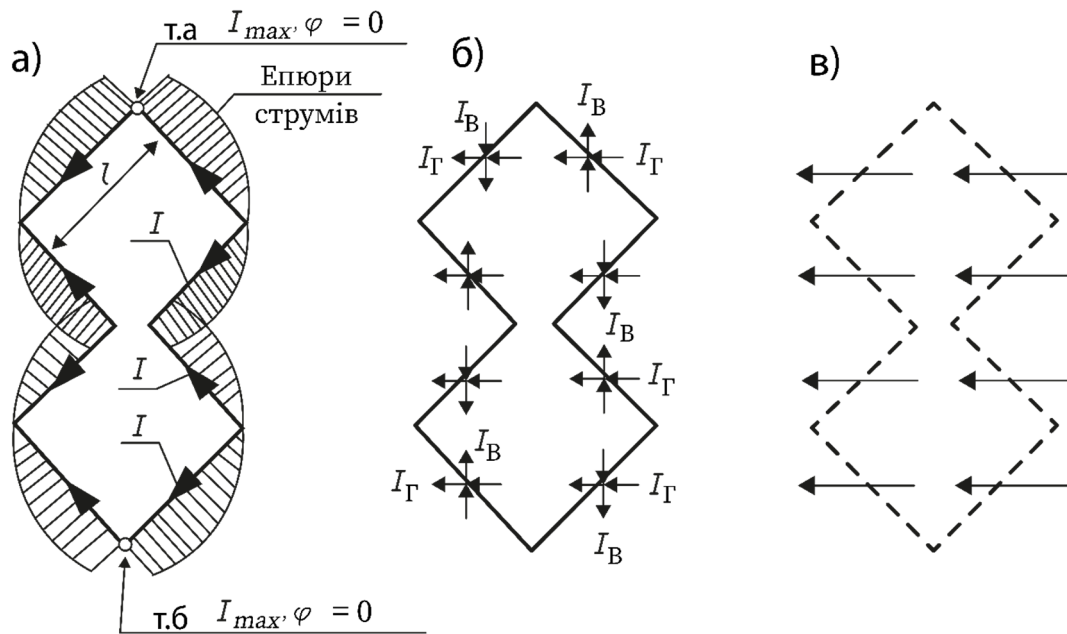


Рисунок 21.3. Ескіз протікання струмів в сторонах квадрата.

При вказаному підключенні кабеля живлення до антени (рис. 21.1), струми в випромінюючій структурі (сторонах квадратів) течуть вздовж провідників, як показано на рис. 21.3а. Провівши аналіз напрямків протікання струмів в сторонах квадратів полотна бачимо, що вертикальні складові струмів I_V майже не створюють поля випромінювання із-за їх протифазності на різних сторонах квадрата, в той час як горизонтальні складові струмів I_H створюють чотири синфазні струми, які еквівалентні чотирьом горизонтальним вібраторам (рис. 21.3б,в). Тому ця антена, в першому наближенні, еквівалентна за направленістю чотирьом прямолінійним півхвильовим вібраторам. Точки a і $б$ (рис. 21.3 а) є точки нульового потенціалу, а тому є місцями кріплення полотна антени до бруска.

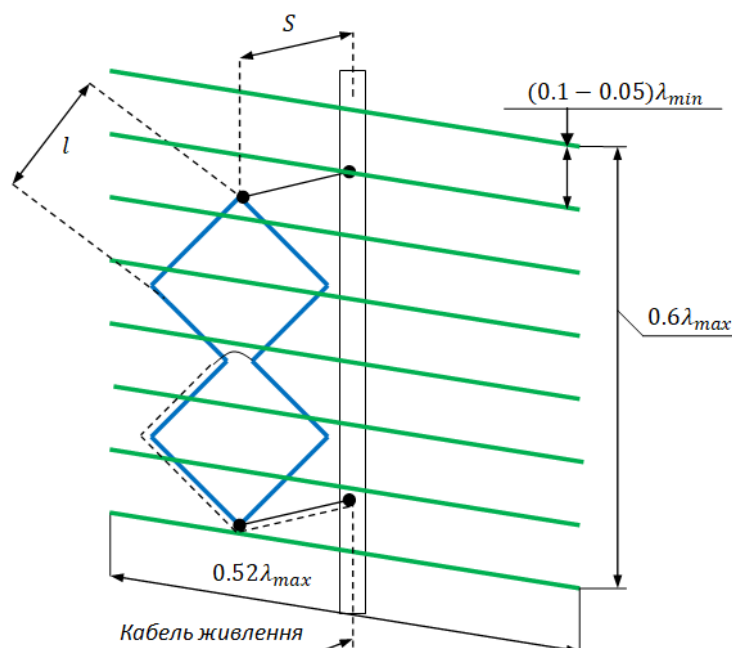


Рисунок 21.4. Ескіз конструкції зигзагоподібної антени з екраном.

Для збільшення КНД зигзагоподібної антени на 2,5–3,0 дБ її доповнюють екраном, як показано на рис. 21.4. В цьому випадку вона стає однонаправленою.

КНД антени з екраном 9–11 дБ. Відстань S від випромінюючого полотна антени до рефлектора суттєво впливає на дві основні характеристики антени: КНД(f) і КБВ = $1/\text{КСХ}(f)$. Якщо екран плоский, то S вибирають $\sim 0,18\lambda_{\text{max}}$.

На рис. 21.5(а,б) приведені експериментальні результати: характеристики узгодження (КБХ) – криві 1 та 3 і КНД (криві 2 і 4) для різних значень S/λ_{max} , що дорівнюють 0,2 і 0,1.

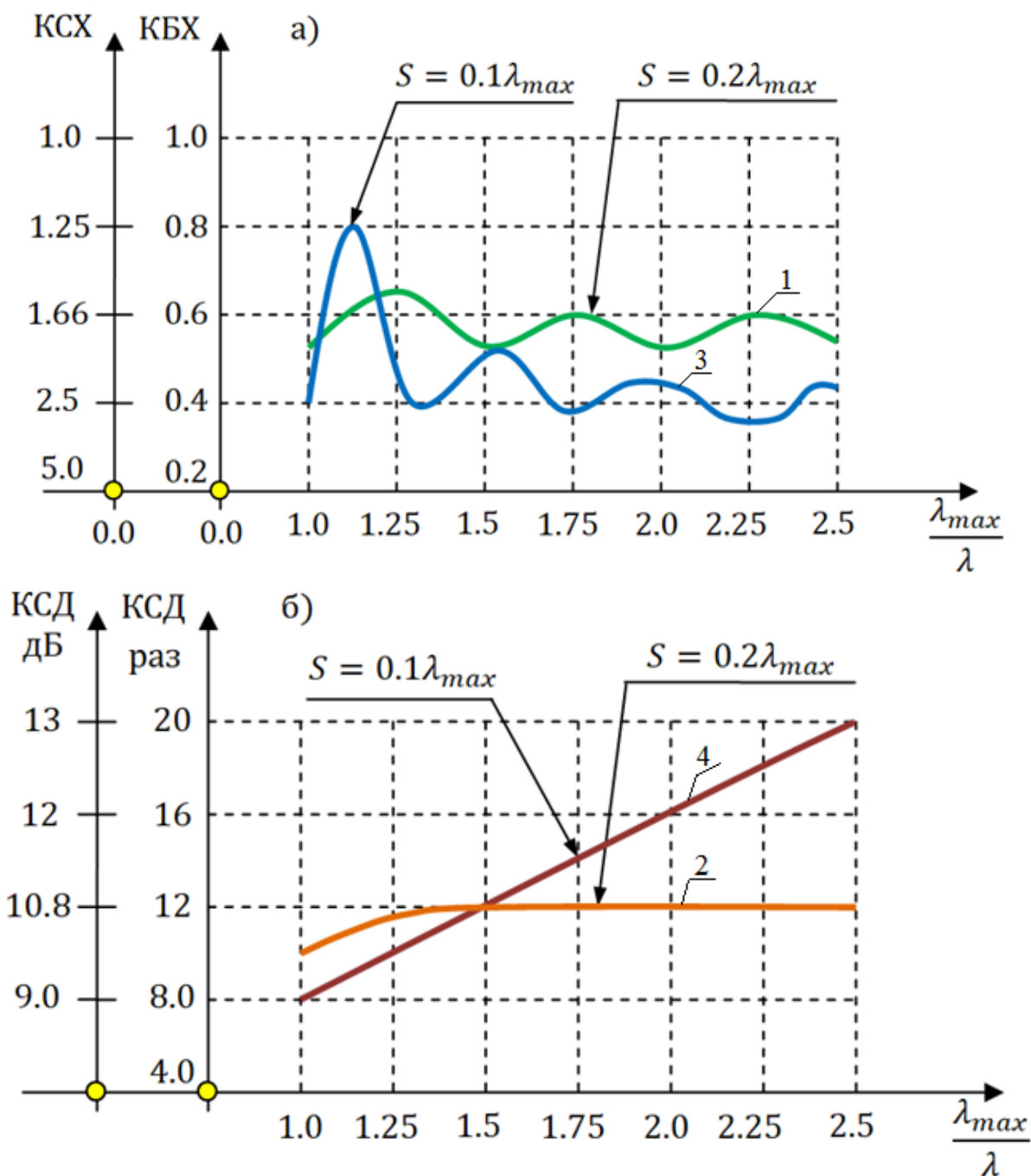


Рисунок 21.5. Експериментальні характеристики узгодження і КНД функції $\lambda_{\text{max}}/\lambda$.

КБХ (крива 1) і КНД (крива 2) зняті для $S/\lambda_{\text{max}} = 0,2$, а крива 3 (КБХ) і крива 4 (КНД) зняті для $S/\lambda_{\text{max}} = 0,1$.

Характеристики приведені для антени з розмірами, які вказані на рис. 21.6.

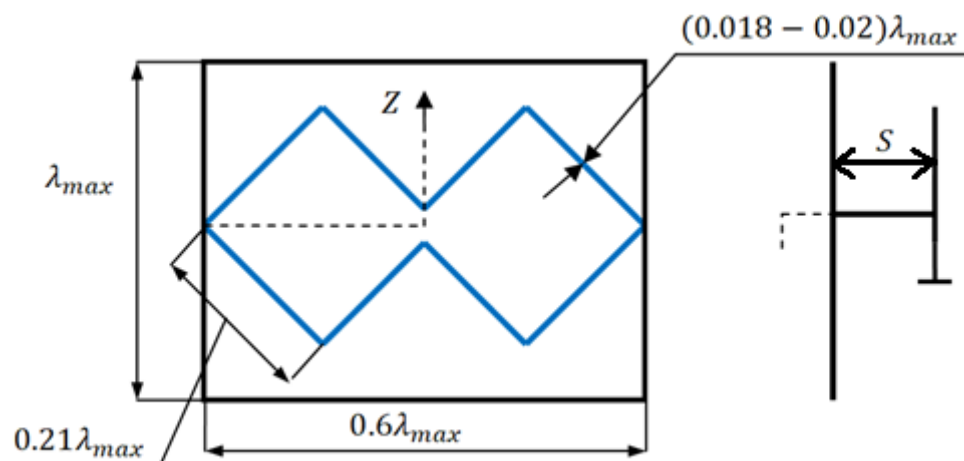


Рисунок 21.6. Розміри антени.

На рис. 21.7 приведені експериментально отримані діаграми спрямованості в E і H площинах при $S/\lambda_{\max} = 0,1$. Антени мають розміри, що приведені на рис. 21.6. Як видно, ДС практично симетричні (рис. 21.7).

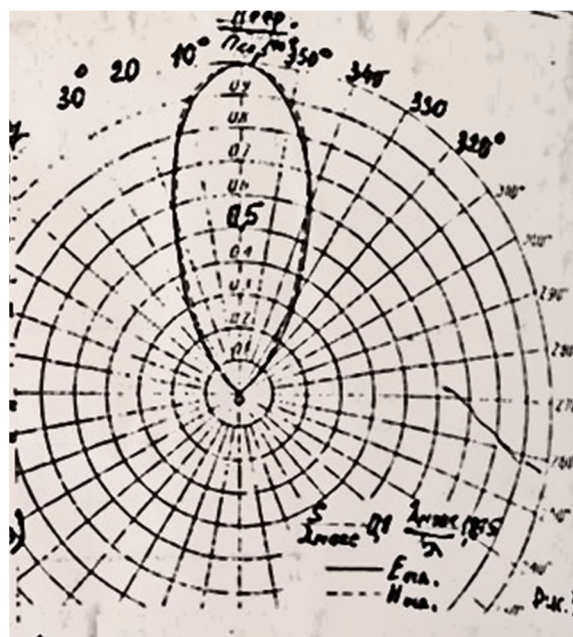


Рисунок 21.7. ДС зигзагоподібної антени в E - і H -площинах.

В дециметровому діапазоні довжин хвиль застосовують зигзагоподібні антени, що складаються з двох зигзагоподібних антен з'єднаних, як показано на рис. 21.8.

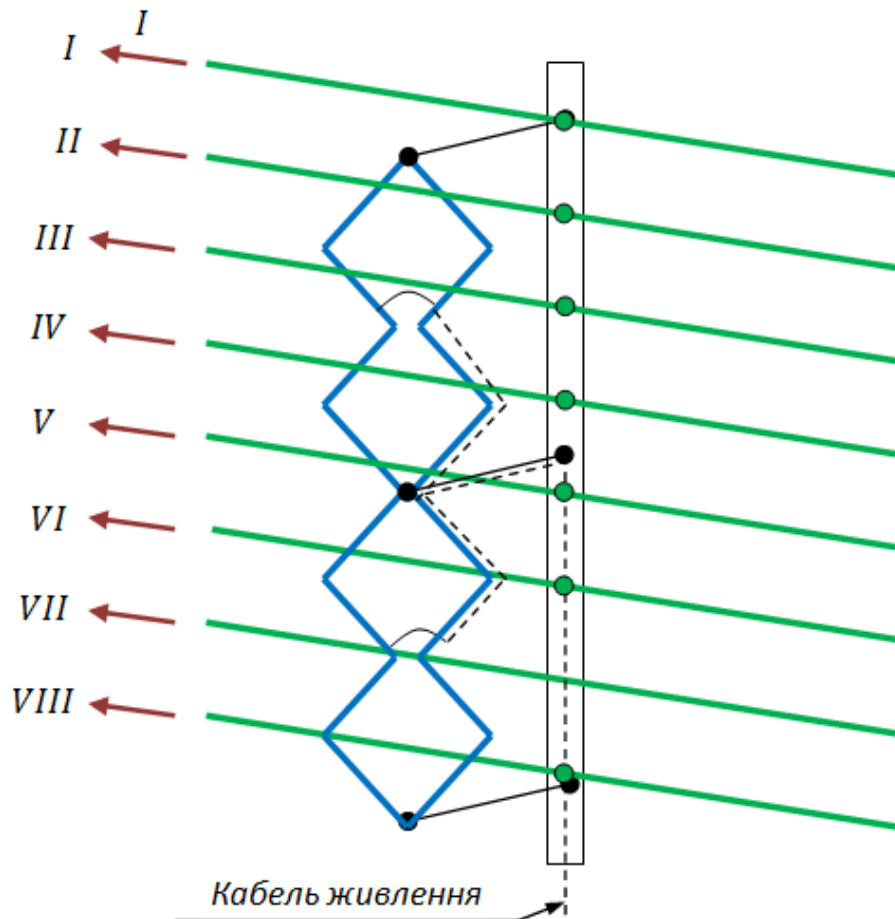


Рисунок 21.8. Подвійна зигзагоподібна антена.

В таких антенах можна отримати КНД близько 14 дБ. Ця антена в першому наближенні еквівалента лінійній антенній решітці, що складається із восьми півхвильових вібраторів.

Антена зигзагоподібна, що застосовується в Wi-Fi системах розроблена на кафедрі ТОР, показана на рис. 21.9 та 21.10. Смуга частот 2,4–2,48 ГГц. $S = 0,15\lambda_{\text{сер}} = 20$ мм. Довжина квадрата $32 \times 4 = 144$ мм. Діаметр екрану 95 мм $= 0,8\lambda_{\text{сер}}$.

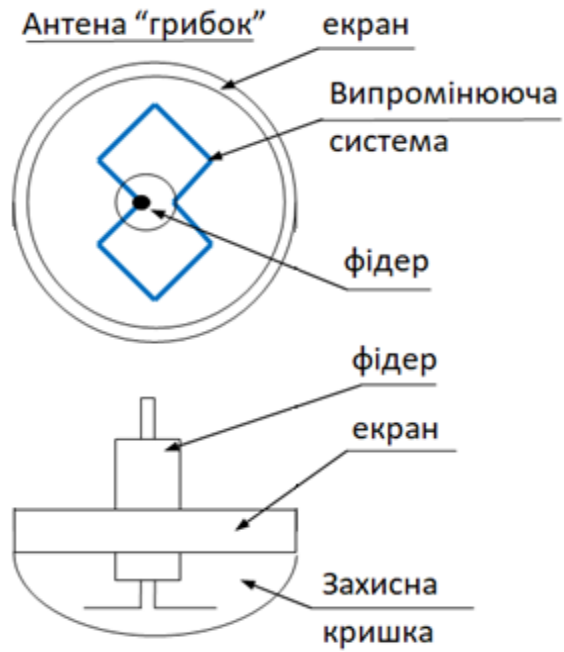


Рисунок 21.9. Дві проекції зигзагоподібної антени для Wi-Fi.



Рисунок 21.10. Конструкція зигзагоподібної антени без захисної кришки.

Лекція 22. Логоперіодичні антени

22.1. Принцип побудови логоперіодичних антен

Відомо, якщо одночасно із збільшенням довжини хвилі в стільки ж разів збільшувати всі розміри антени (без втрат), то її діаграма спрямованості і вхідний опір залишаться без змін. Звідси виходить, що електродинамічні характеристики антени не будуть залежати від частоти, якщо її характеристичні лінійні розміри, виражені в долях довжини хвилі, будуть залишатись без змін при зміні частоти. Це може бути лише в тому випадку, якщо конфігурація антени буде повністю визначатися лише кутами.

Прикладом такої антени є логоперіодична вібраторна антена (ЛПВА). Вона належить до надширокосмугових антен. ЛПВА – лінійно-поляризована, практично частотонезалежна з помірним коефіцієнтом направленої дії 12–13 дБ.

Коефіцієнт перекриття по частоті цих антен (f_v/f_n) досягає десяти і більше (f_v і f_n – верхня і нижня частоти робочого діапазону довжин хвиль антени). Максимальний коефіцієнт направленої дії реальних ЛПВА, при практично прийнятних довжинах антен, 12–13 дБ. Верхня частота антени обмежується точністю виготовлення конструкції і її жорсткістю, а нижня – габаритними розмірами антени.

На рис. 22.1 приведена конструкція і схема живлення ЛПВА згідно патенту №1 України.

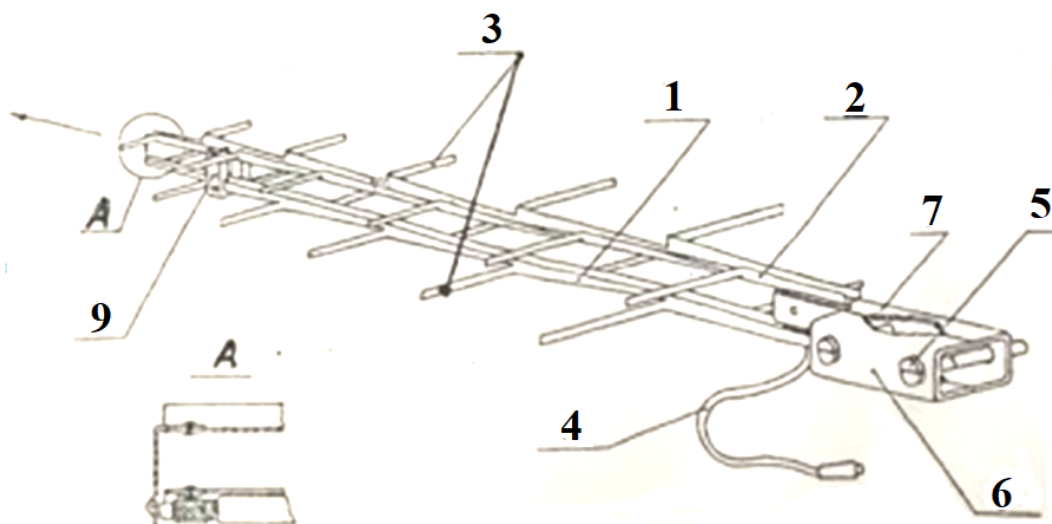


Рисунок 22.1. Конструкція логоперіодичної антени.

Вона складається із двох ідентичних антенних полотен 1, 2. Кожне з них – одна деталь, що виготовлена шляхом штамповки із листа матеріалу (сплав алюмінію або сталь). В кожному антенному полотні можна виділити несучі 2 і систему паралельних вібраторів 3, що знаходяться в одній площині для одного полотна і конструктивно виходять із жолоба. Несучі, навантажені вібраторами, утворюють двопровідну збираючу лінію. Відстань між провідниками (жолобами) двопровідної лінії фіксується ізоляторами 9 і визначає її

характеристичний опір. За вібратором максимальної довжини двопровідна збираюча лінія закорочена на відстані, що дорівнює $\frac{\lambda_{\max}}{8} - \frac{\lambda_{\max}}{10}$ ($\lambda_{\max}$ – максимальна довжина хвилі робочої смуги частот антени).

В даній конструкції антени закоротка 5, 6, 7 конструктивно збігається з вузлом кріплення антени. З протилежного боку (за вібратором мінімальної довжини) збираюча лінія закінчується вузлом живлення антени, який у збільшеному вигляді, показаний на виді АА (рис. 22.1). Необхідно пам'ятати, що кабель живлення проходить і кріпиться в одному із жолобів двопровідної лінії. Його екран з'єднується (припаюється) до жолоба, в якому він прокладений, а центральний провідник кабелю під'єднують до іншого жолоба (вид АА, рис. 22.1). Завдяки цьому ЛПВА не потребує додаткового пристрою симетрування і узгодження. Ці функції виконує сама конструкція антени.

Напрямок максимального випромінювання цієї антени збігається з віссю антени і спрямований в бік вібратора мінімальної довжини.

Принцип дії ЛПВА в режимі випромінювання (передачі) можна пояснити наступним чином. Нехай антена і кабель живлення узгоджені. Це означає, що основна хвиля коаксіалу «Т» збуджує основну хвилю двопровідної лінії, навантаженої вібраторами. Т-хвиля двопровідної лінії поширюється вздовж неї в напрямку вібратора максимальної довжини, збуджуючи вібратори по черзі. Струм найбільшої амплітуди буде збуджуватись у вібраторі, довжина якого рівна половині довжини хвилі. Цей вібратор називають резонансним. Певна кількість вібраторів, які розташовані поруч з резонансним і мають довжини, близькі до довжини резонансного вібратора також будуть збуджуватись ефективно. Разом вони і будуть створювати поле випромінювання на цій частоті (забезпечать КНД).

При поширенні хвилі струму від вузла живлення до закоротки в двопровідній лінії амплітуда хвилі струму зменшується за рахунок випромінювання енергії електромагнітної хвилі вібраторами. За вібратором резонансної довжини та ще одним-двома вібраторами амплітуда хвилі струму в двопровідній лінії близька до нуля. Це означає, що антена випромінила всю енергію електромагнітної хвилі, що підведена до неї від кабелю живлення.

В ЛПВА на кожній частоті в робочій смузі довжин хвиль можна виділити приблизно однакову кількість вібраторів, що активно випромінюють підведену енергію електромагнітної хвилі. Ці вібратори утворюють активну зону антени. Отож, активна зона антени – це певна кількість вібраторів на кожній частоті робочої смуги частот, включаючи резонансний, в яких амплітуда струму відрізняється від амплітуди струму в резонансному вібраторі не більше ніж в 10 раз (–10 дБ). Довжина антени, на якій розташовані ці вібратори, нормована до довжини хвилі, є активною довжиною ЛПВА на цій частоті. Активна зона ЛПВА в межах робочої смуги частот антени практично не змінюється, а лише зміщується вздовж антени. За рахунок цього залишаються незмінними характеристики ЛПВА в робочій смузі частот антени.

22.2. Конструктивні параметри логоперіодичних антен

Основними конструктивними параметрами ЛПВА є τ , σ і α . Вони зв'язані між собою.

Параметр τ – коефіцієнт, що дорівнює відношенню довжини наступного (меншого) вібратора до довжини попереднього (більшого) вібратора, або ж рівний відношенню відстаней між трьома сусідніми вібраторами – меншої до більшої (рис. 22.2)

$$\tau = \frac{l_i}{l_{i-1}} = \frac{l_2}{l_1} = \dots = \frac{d_i}{d_{i-1}} = \frac{d_2}{d_1} = \dots \quad 22.1$$

Параметр σ – характеризує довжину антени. Він дорівнює відстані в довжинах хвиль між сусідніми вібраторами (рис. 22.2).

$$\sigma = \frac{d_i}{4l_i} = \frac{d_1}{4l_1} = \frac{d_1}{\lambda_{\max}} = \dots \quad 22.2$$

Параметр α – кут між віссю антени і прямою, що проведена через кінці вібраторів (рис. 22.2).

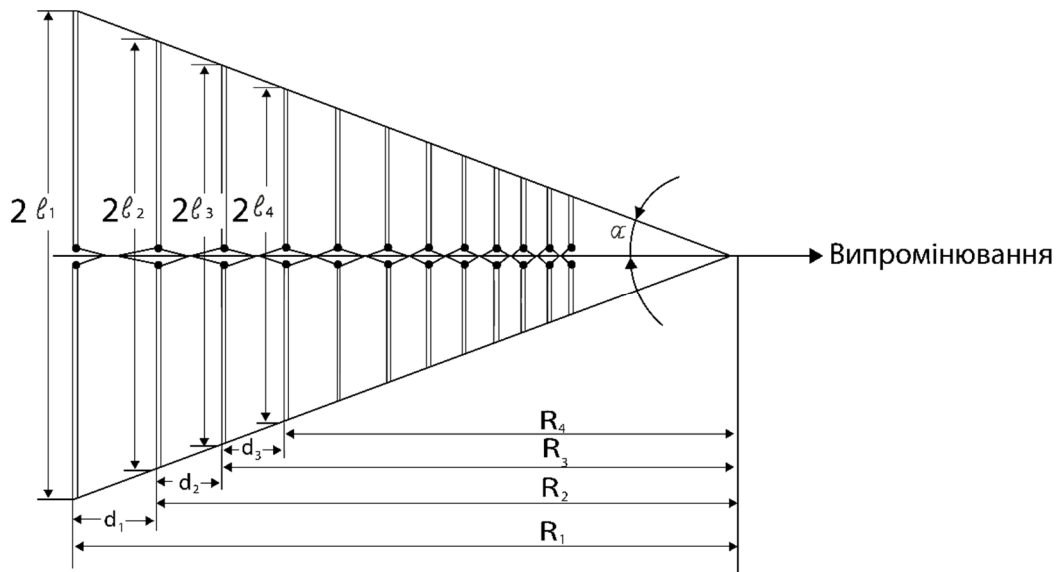


Рисунок 22.2. Геометрія антени.

Згідно з геометрією антени (рис. 22.2) τ , σ і α зв'язані співвідношенням

$$\frac{l_1 - l_2}{d_1} = \tan \alpha; \quad \frac{4l_1(1 - \tau)}{4d_1} = \tan \alpha. \quad (22.3)$$

Враховуючи, що: $\frac{d_1}{\lambda_{\max}} = \sigma$. Маємо

$$\sigma = \frac{1 - \tau}{4 \tan \alpha}. \quad (22.4)$$

Для розрахунку основних конструктивних розмірів ЛПВА користуються двома графіками (рис. 22.3 і рис. 22.4). На першому з них приведені ряд кривих постійних значень коефіцієнтів спрямовуючої дії антени для різних τ і σ , при $Z_{\text{хв}} = 100 \text{ Ом}$ і $l/r = 125$ ($Z_{\text{хв}} = Z_0$ – хвильовий опір збираючої двопровідної лінії антени, l/r – відношення півдовжини (середнього вібратора) до його радіуса).

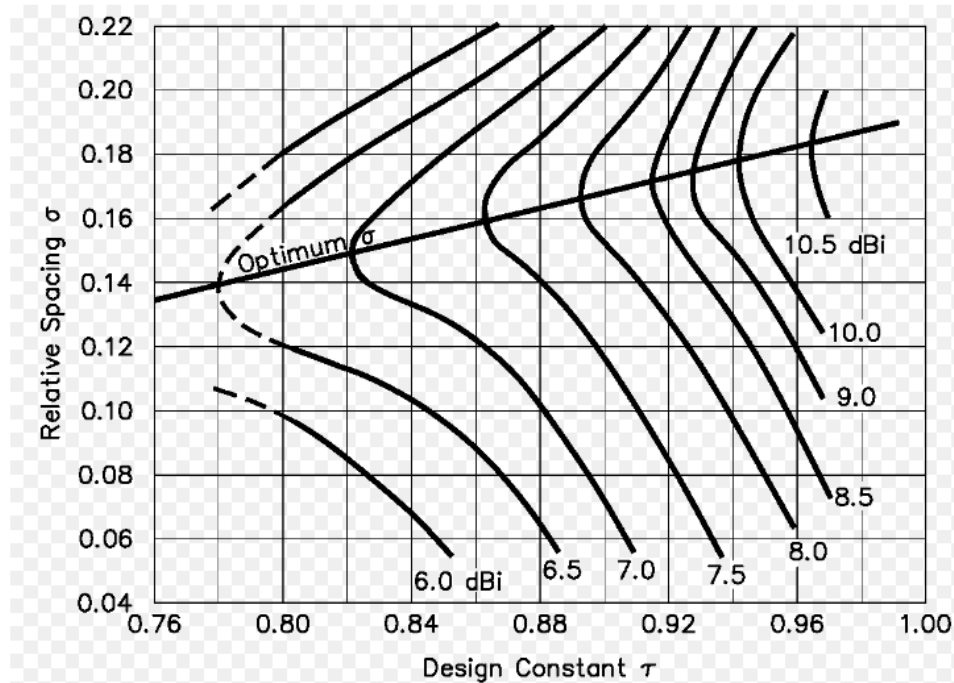


Рисунок 22.3. Графіки постійних КНД в системі координат σ та τ .

На рис. 22.4 приведені залежності коефіцієнта $B_{\text{ар}}$ від функції τ і α . Коефіцієнт $B_{\text{ар}}$ характеризує довжину активної зони (active region) логоперіодичної антени.

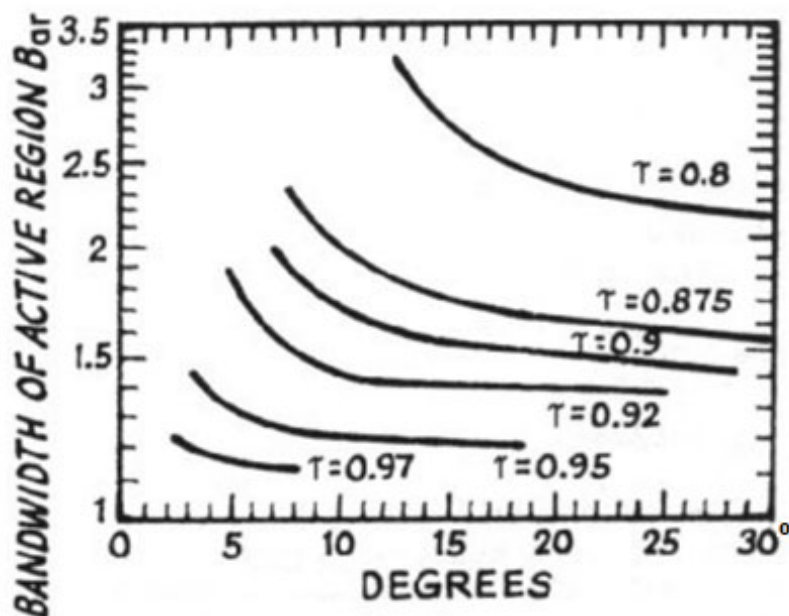


Рисунок 22.4. Залежність $B_{\text{ар}}$ від α для різних τ .

22.3. Порядок розрахунку логоперіодичних антен

При проведенні розрахунків основних конструктивних розмірів ЛПВА (довжин вібраторів, відстані між ними, довжини антени), параметрів τ , σ , α , а також кількості вібраторів в антені (N) вихідними даними є:

а) коефіцієнт направленої дії (КНД);

б) нижня і верхня частоти робочої смуги частот антени $f_n; f_b$; $B = f_b / f_n$ – коефіцієнт перекриття;

в) вхідний опір антени;

г) можуть бути висунуті також додаткові вимоги, наприклад: проектування антени мінімальної довжини, чи антени з мінімальною кількістю вібраторів при заданому КНД, або ж проектування антени з оптимальними значеннями σ і τ .

Тоді розрахунок зводиться до наступного:

А) на рис. 22.3 для заданого значення КНД вибираємо σ і τ . При цьому слід знати, що оптимальні σ_{opt} і τ_{opt} для кожного КНД знаходяться на перетині кривих постійного значення КНД з прямою. Вибрані σ_{opt} і τ_{opt} відповідають антені з найкращою характеристикою узгодження антени в робочій смузі частот.

Якщо вибрати $\sigma < \sigma_{opt}$, то отримаємо антену трохи меншої довжини, але з більшою кількістю вібраторів, ніж антена з оптимальними σ_{opt} і τ_{opt} .

Чутливість неточності виготовлення лінійних розмірів антени буде більшою при $\sigma < \sigma_{opt}$.

Б) згідно з вибраними σ і τ , знаходимо кут α

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{1 - \tau}{4\sigma} \Rightarrow \alpha = \operatorname{arctg} \left(\frac{1 - \tau}{4\sigma} \right). \quad (22.5)$$

В) в відповідності з кривими, приведеними на рис. 22.4, знаходимо коефіцієнт B_{ar} .

Г) знаходимо відношення довжин першого і останнього вібраторів

$$\frac{l_1}{l_n} = B \cdot B_{ar} = B_s$$

і позначаємо його B_s , тим самим ми визначили довжину найменшого вібратора в антені

$$l_n = l_1 \cdot B \cdot B_{ar} = l_1 \cdot B_s.$$

Д) знаходимо довжини кожного із вібраторів

$$2l_1 = \frac{\lambda_{\max}}{2}; \quad 2l_2 = 2l_1 \cdot \tau; \quad 2l_i = 2l_1 \cdot \tau^{i-1} \dots, \quad (22.6)$$

тоді довжина найменшого вібратора $2l_n = 2l_1 \cdot \tau^{(N-1)}$ або $2l_n = 2l_{(n-1)} \cdot \tau$.

Є) знаходимо відстані між вібраторами

$$d_1 = \sigma \cdot 4l_1 = \sigma \cdot \lambda_{\max}, \quad d_2 = d_1 \cdot \tau, \quad d_n = d_1 \cdot \tau^{(N-1)}. \quad (22.7)$$

Ж) Із геометрії антени рис. 22.2, знаходимо довжину антени

$$L = l_1 \cdot \left[1 - \frac{1}{B_s} \right] \cdot \operatorname{ctg}(\alpha), \quad (22.8)$$

і кількість вібраторів

$$N = 1 + \frac{\lg(B_s)}{\lg\left(\frac{1}{\tau}\right)}. \quad (22.9)$$

3) знаходимо приведенй нормований опір $\left(\frac{Z_0}{Z_{\text{хв(коакс)}}}\right)$ збираючої двопровідної лінії

$$\frac{Z_0}{Z_{\text{хв(коакс)}}} = \frac{Z_{\text{хв(коакс)}}}{8 \cdot \sigma' Z_a} + \sqrt{\left(\frac{1}{8 \sigma' Z_a / Z_{\text{хв(коакс)}}} \right)^2 + 1}, \quad (22.10)$$

де Z_a – хвильовий опір середнього вібратора, $\sigma' = \sigma / \sqrt{\tau}$.

Хвильовий опір середнього вібратора

$$Z_a = 120 \left[\ln\left(\frac{h}{n}\right) - 2,25 \right]. \quad (22.10)$$

Приклади реальних конструкцій логоперіодичних вібраторних антен представлені на рис. 22.5.

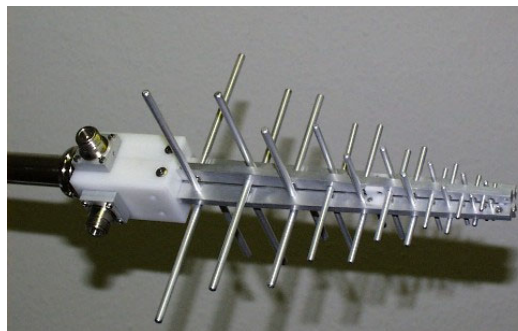
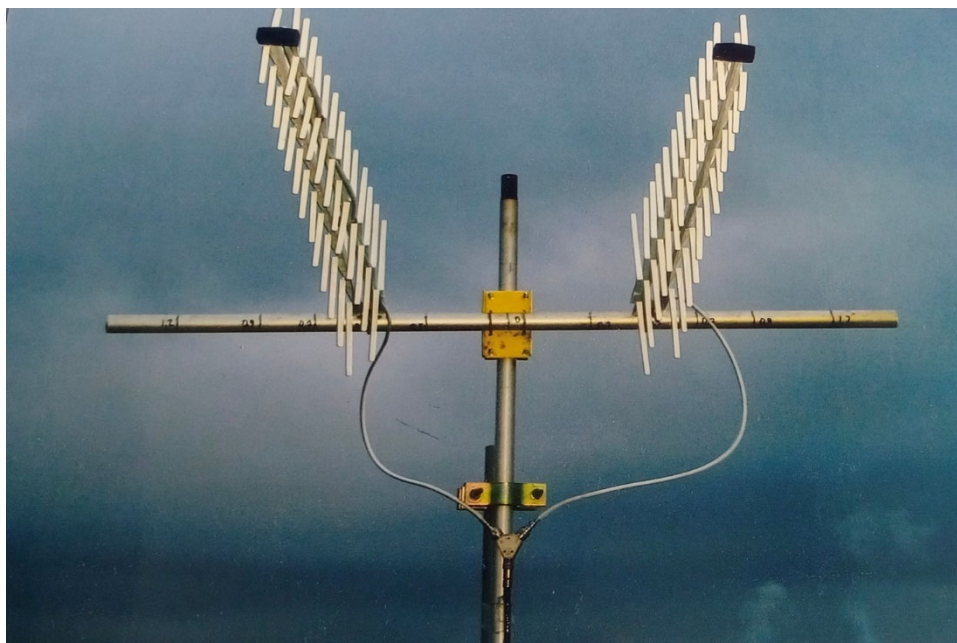


Рисунок 22.5. Конструкції логоперіодичних-вібраторних антен.

Лекція 23. Спиральна та колінарна антени

23.1. Конструкція, принцип дії, розрахунок спіральних антен

Для створення полів випромінювання, що обертаються в просторі (хвилі з коловою чи еліптичною поляризацією) в діапазонах метрових, дециметрових і сантиметрових хвиль застосовують спіральні антени. Ці антени відносяться до антен з лінійними струмами, а також антен біжучої хвилі згідно з класифікацією.

Розглянемо одну з них – циліндричну спіральну антену, схеми і конструкція якої приведені на рис. 23.1(а,б,в) та рис. 23.3.

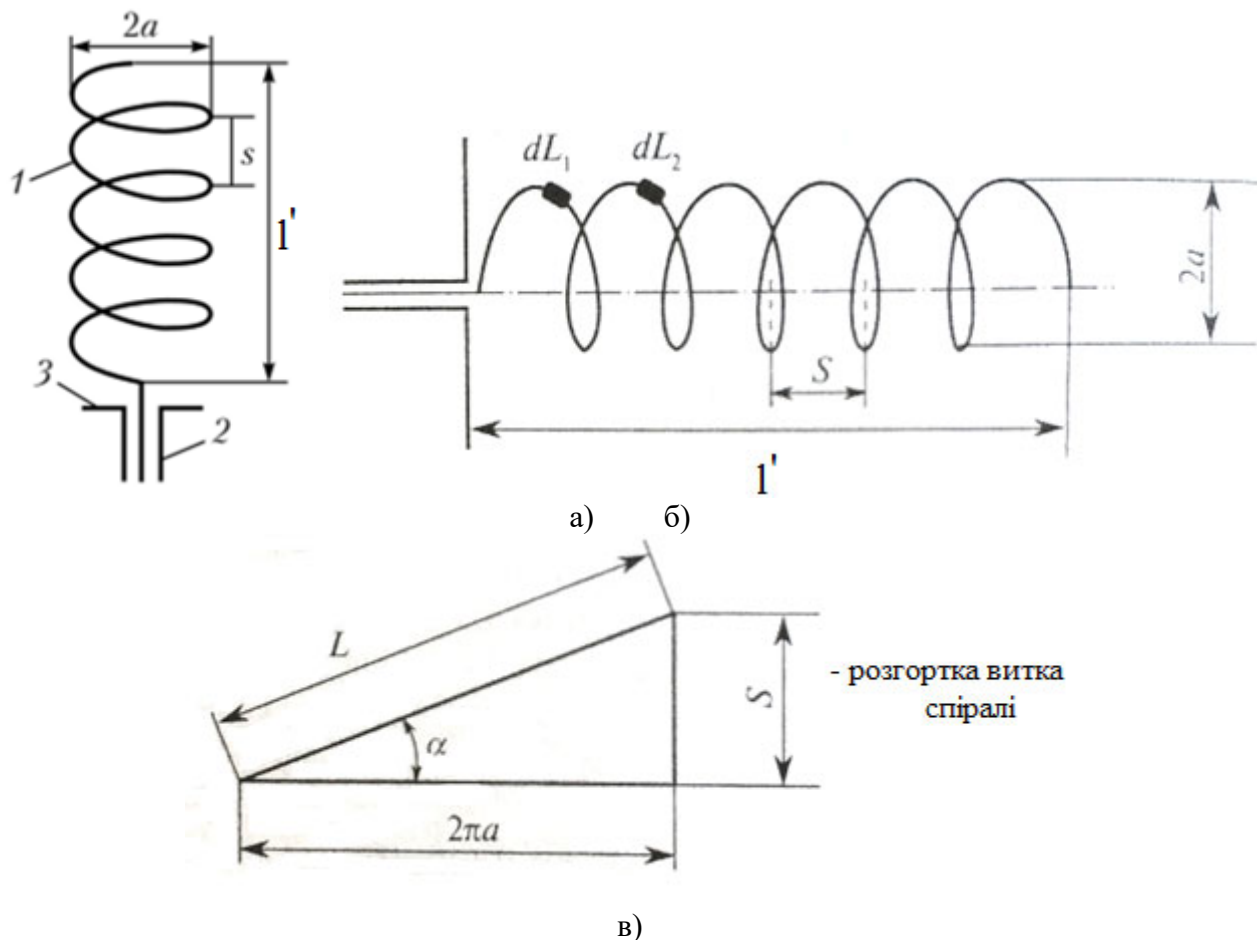


Рисунок 23.1. Схеми циліндричної спіральної антени.

Вона складається із спіралі 1 та плоского екрана 3, що виготовлені із металу. Для живлення спіралі використовують коаксіальний фідер 2, центральний провідник якого під'єднаний до спіралі, а його екран з'єднується з екраном антени. Кількість витків спіралі вибирають від 3 до 11, тому що при збільшенні їх більше 11 направленість антени майже не збільшується, а при n менше 3 в спіралі не створюється режим біжучих хвиль, необхідний для випромінювання електромагнітних хвиль вздовж спіралі (основний режим роботи антени).

Спіральна антена характеризується наступними конструктивними розмірами та параметрами (рис 23.1):

- L – довжина витка спіралі;
- S – шаг спіралі;
- l' – довжина спіралі (анени);
- n – число витків спіралі;
- $2a = D$ – діаметр спіралі;
- α – кут підйому витків спіралі.

Ця анена може працювати в трьох режимах:

- режим, коли тах випромінювання знаходиться площині ортогональній осі спіралі, довжина хвилі $\lambda > 6D$ ($V_\phi \approx c$). У цьому режимі спіраль є прямолінійною антенною решіткою, що складається з елементарних магнітних випромінювачів ($\pi D < \lambda/2$) рис. 23.2а.
- режим осьового випромінювання; Основний режим (рис. 23.2б), $\lambda \approx \pi D$ ($V_\phi \approx 0,7c$). Шаг спіралі $(0,1-0,3)\lambda$, вхідний опір ≈ 150 Ом.
- режим нахилоного випромінювання (рис. 23.2в), $\lambda < 2D$ ($V_\phi \approx c$), довжина витка $> 1,5\lambda$.

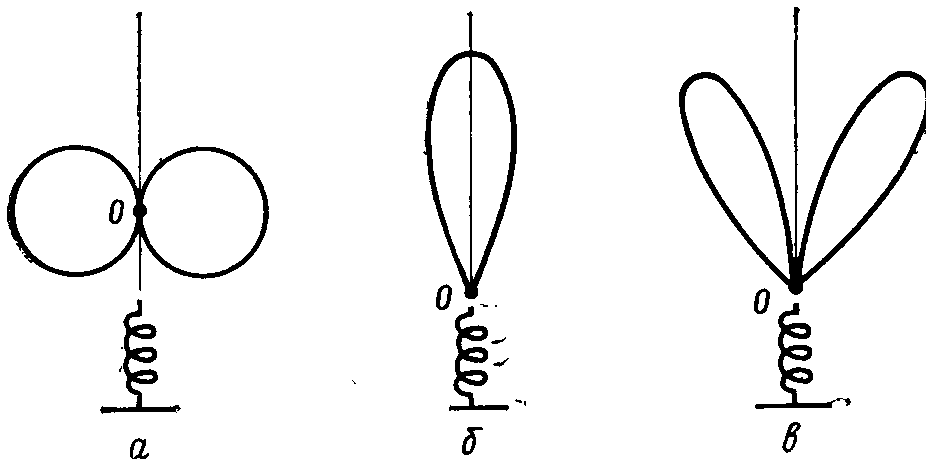


Рисунок 23.2. Режими роботи циліндричної спіральної антени.

В режимах (а) і (с) випромінюються хвилі лінійної та еліптичної поляризації, відповідно. Режим (рис. 23.2б) використовується для створення в просторі хвиль колової поляризації. В цьому режимі анена працює в смузі частот, що відповідає коефіцієнтові перекриття

$$\frac{f_{\max}}{f_{\min}} \cong 1,7.$$

Конструкція антени, що приведена на рис. 23.3, розроблена на кафедрі ТОР у 2021 році.

Щоб пояснити принцип дії спіральної антени в режимі осьового випромінювання представимо її сукупністю плоских круглих витків довжиною $L = \lambda$ кожний і системи, що складається із прямолінійних випромінювачів

довжиною $S < \lambda / 4$ кожний, як показано на рис. 23.4. Вздовж цієї спіралі струм змінюється за законом:

$$I(l) = I_{\pi} e^{-j\beta l}, \quad (23.1)$$

де l – координата вздовж витка спіралі.



Рисунок 23.3. Конструкція спіральної антени.

Так як довжина витка λ , а довжина $S < \lambda/4$, то далі нехтуємо полями випромінювання прямолінійних вібраторів в порівнянні с полями випромінювання витків.

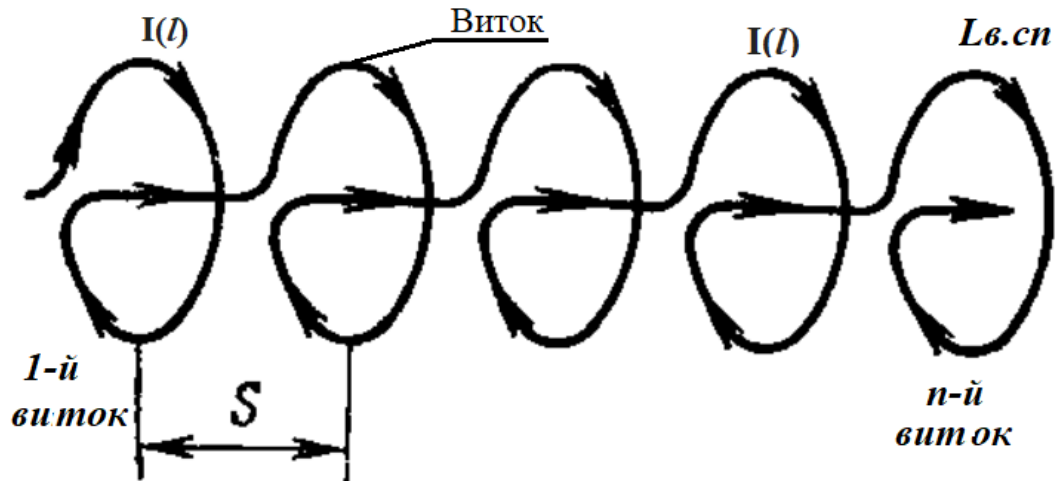


Рисунок 23.4. Принци роботи спіральної антени.

Вираз (23.1) згідно з Ейлером, запишемо

$$I(l) = I_{\pi} [\cos(kl) - j \sin(kl)]. \quad (23.2)$$

При $L = \lambda$, в межах одного витка $I(l)$ є суперпозицією двох стоячих хвиль струму зсунутих по фазі на $\pi/2$, як в просторі так і в часі

$$I(l, t) = \text{Re} [I(l) e^{j\omega t}] = I_{\pi} \cos(\omega t - kl). \quad (23.3)$$

Перша із них змінюється за законом косинуса, а друга – за законом синуса. Таким чином виток можна розглядати, як чотири зігнуті $\lambda/2$ вібратори (рис. 23.5). Нижній і верхній з яких випромінюють синфазно і створюють сумарне поле хвилі горизонтальної поляризації E_r , яка поширюється вздовж осі z . Лівий і правий вібратори випромінюють сумарне поле хвилі вертикальної поляризації E_v , яка поширюється вздовж осі z , перпендикулярно площині XY . Так як поля E_r і E_v мають однакові амплітуди, ортогональні в просторі та часі, то сумарне поле випромінювання буде мати колову поляризацію. Випромінювання перпендикулярне до осі z буде мати лінійну поляризацію, а нахилене під довільним кутом до осі z – еліптичну (рис. 23.2).

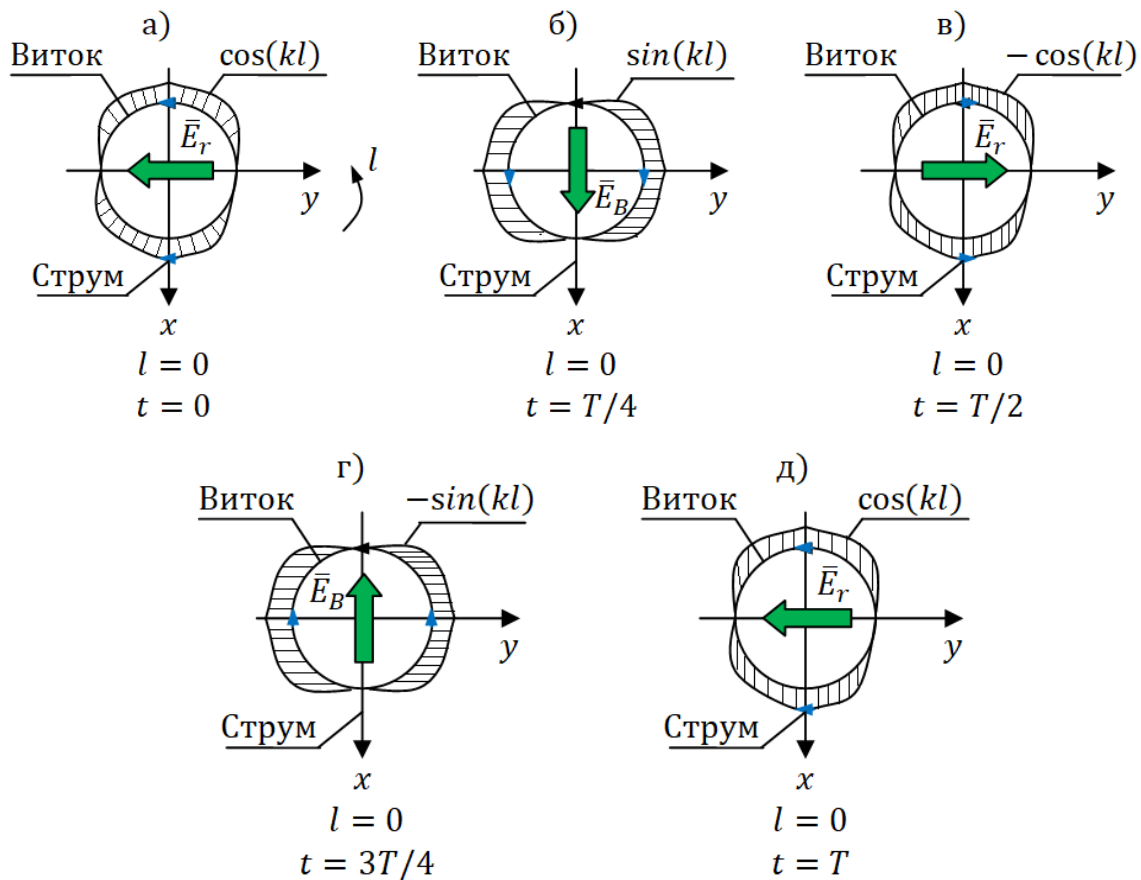


Рисунок 23.5. Епюри струму в i -му витку спіралі функції часу за період.

Для розрахунку інших електричних параметрів антени користуються наступними формулами, які отримані експериментально:

$$2\Delta\theta_{0,5} \cong \frac{52^\circ}{\frac{L}{\lambda} \sqrt{nS}}, \quad \text{КНД} \cong 15 \left(\frac{L}{\lambda} \right)^2 n \frac{S}{\lambda},$$

$$R_{\text{вх}} \cong 140 \frac{L}{\lambda} [\text{Ом}], \quad F_{\text{мн.п.}} = \frac{1}{n} \frac{\sin \left[\frac{nk}{2} (\zeta L - S \cos \theta) \right]}{\sin \left[\frac{k}{2} (\zeta L - S \cos \theta) \right]}.$$

Формули справедливі, якщо: $n > 3$; $12^\circ \leq \alpha \leq 16^\circ$, а L/λ змінюється від 0,7 до 1,3.
При наближених розрахунках приймають:

$$L = \lambda, \quad S = (0,15-0,3)\lambda,$$

коефіцієнт укорочення $\zeta = 1,25 = \lambda / \lambda_{\text{спіралі}}$.

Діаметр екрану $(1,0-1,6)l'$, де l' – довжина спіралі.

Робочий діапазон визначається, як $0,7L \leq \lambda \leq 1,3L$.

Функцію спрямованості спіральної антени знаходимо із множника прямолинійної, еквідистантної АР в режимі осевого випромінювання:

Маємо

$$F_{\text{спірал.антени}}(\theta, \varphi) = \frac{1}{n} \frac{\sin \left[\frac{nk}{2} (\zeta L - S \cos \theta) \right]}{\sin \left[\frac{k}{2} (\zeta L - S \cos \theta) \right]}, \quad (23.5)$$

враховуючи що $1 < \zeta = \frac{\lambda}{\lambda_{\text{спіралі}}} < 1,4$ і $\psi = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{спіралі}}} L$.

23.2. Колінеарна антена для новітніх систем зв'язку (конструкція антени розроблена на кафедрі ТОР)

Колінеарна антена для новітніх систем зв'язку (конструкція антени розроблена на кафедрі ТОР). Колінеарною антеною є лінійна антенна решітка з послідовним живленням, частіше з вертикальною поляризацією. Випромінюючими елементами цієї антени є лінійні півхвильові вібратори, які знаходяться один над одним і розміщені вздовж осі Z . Між випромінюючими елементами – кінцем попереднього вібратора і початком наступного – включені елементи (півхвильові фазозсувачі ($\Delta\varphi = \pi$)), що практично не випромінюють.

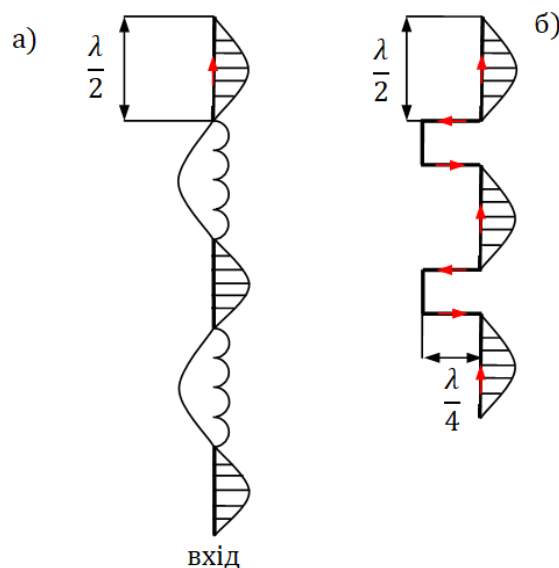


Рисунок 23.6. Два варіанти випромінюючої частини колінеарної антени.

Варіантами таких елементів можуть бути катушки або чвертьхвильові КЗ відрізки двопровідної лінії передачі (КЗ шлейфи), які схематично показані на рис. 23.6(а,б).

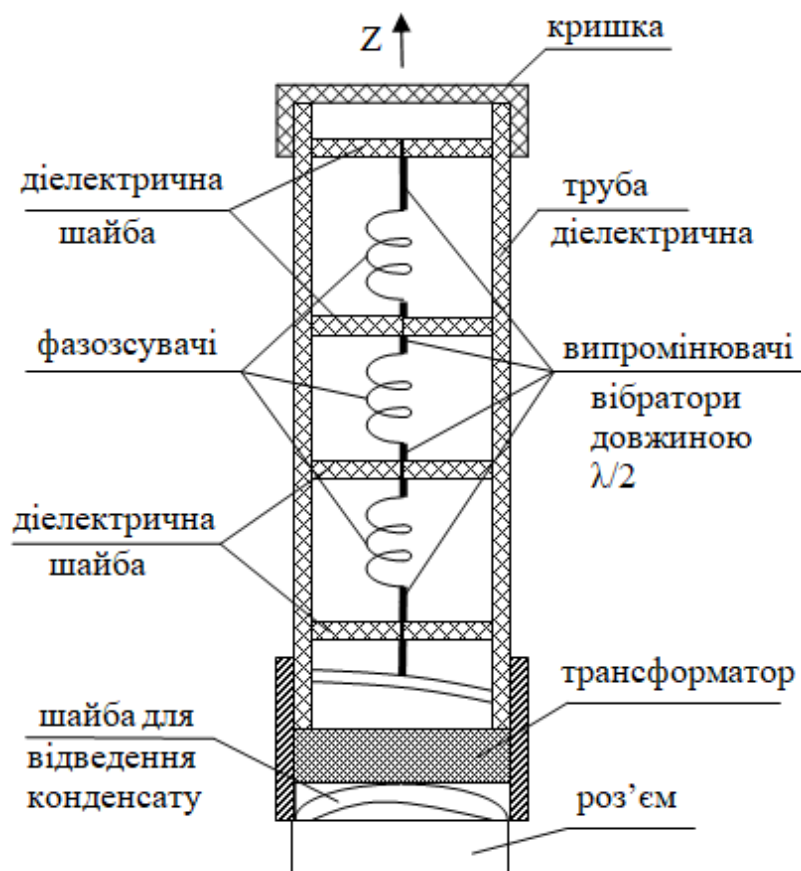


Рисунок 23.7. Конструкція колінеарної антени з фазозсувачами у вигляді катушок.

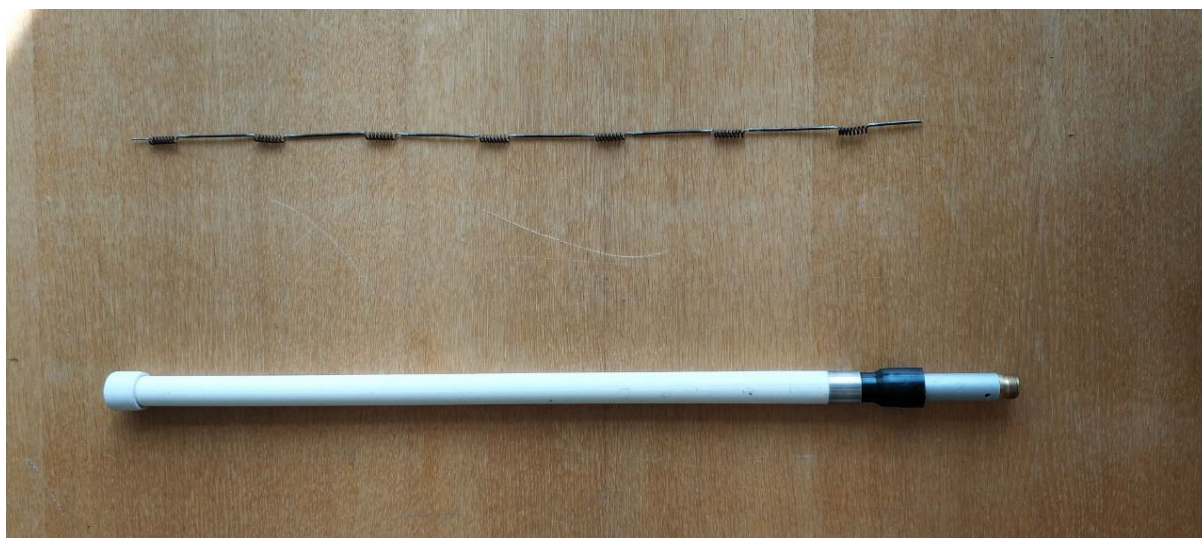


Рисунок 23.8. Конструкція колінеарної антени з випромінюючою структурою, що розроблена на кафедрі ТОР.

Розподіл хвилі струму вздовж випромінюючої частини антен, що створює поле випромінювання, показані там же. Заштриховані площі струмів створюють решітку вертикальних вібраторів, яка в площині магнітного поля

(горизонтальній площині) має колову ДС, а в площині електричного поля (вертикальній площині) ДС є наведеною, головний пелюсток та бокові пелюстки, якої симетричні відносно осі розташування лінійних вібраторів (осі Z). Ширина головної пелюстки ДС, кількість бокових пелюсток, напрямом головного пелюстка ДС залежить від кількості випромінюючих елементів, їх конструктивних розмірів та параметрів випромінюючих елементів. Конструктивні варіанти антен з невипромінюючими елементами у вигляді катушок показані на рис. 23.7 та рис. 23.8.

Вони складаються з:

а) випромінюючої системи:

Для антени системи передачі даних (Wi-Fi) в комп'ютерних мережах, які працюють в смузі частот 2,4–2,5 ГГц: довжина випромінюючих елементів 56 мм, що відповідає $\lambda/2$ на середній частоті вказаної смуги частот з урахуванням коеф. укорочення, радіус 1 мм, кількість фазозсувачів (катушок) на одиницю менша випромінюючих елементів; довжина фазозсувача 20 мм, його радіус (радіус спіралі) 3 мм, кількість витків 8; радіус провідника спіралі фазозсувача 0,7 мм;

б) труби діелектричної, яка виконує функції укриття для всієї системи, а також несучої конструкції;

в) $\lambda/4$ трансформатора опору коаксіального типу з 50 на 200 Ом;

г) кришки верхньої;

д) діелектричної шайби для відведення конденсату;

е) елементів кріплення та вологозахисту.

Дана антена може мати 2, 4, 6, 8, 12 випромінюючих елементів. Вказані розміри випромінюючої системи відповідають варіанту антени, коли максимум головного пелюстка ДС на частоті 2,6 ГГц відповідає горизонту ($\theta = \pm 90^\circ$). На центральній частоті вказаної смуги частот напрямом максимального випромінювання нижче горизонту на 5° .

Форма ДС колінеарної антени в вертикальній площині на частотах 2,48 та 2,6 ГГц показані на рис. 23.9 та рис. 23.10. Там же приведені параметри діаграм випромінювання цієї антени: КНД, напрямом головного випромінювання, ширина головної пелюстки по рівню -3 дБ, рівень бічних пелюсток. Закономірність щодо симетрії ДС відносно горизонтальної осі зберігається для 6, 8 та 12 елементних антен.

Залежність КНД від кількості вібраторів в колінеарній антені приведені на рис. 23.11. З неї видно, що збільшення кількості вібраторів більше 12 є недоцільним так як КНД практично не зростає при збільшенні n . Узгодження: антена працює в смузі не менше 10% при $K_{СХ} < 2$. При зменшенні кількості вібраторів смуга узгодження розширюється.

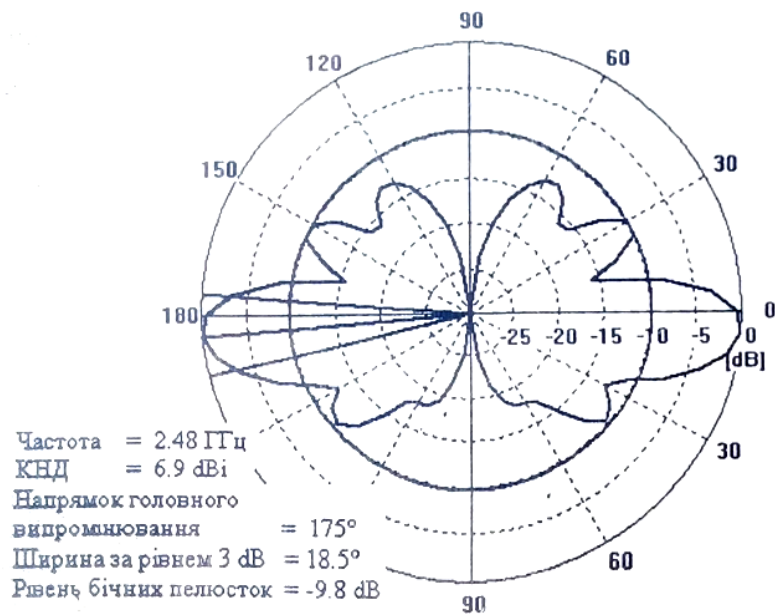


Рисунок 23.9. ДС чотири вібраторної колінеарної антени на частоті 2,48 ГГц.

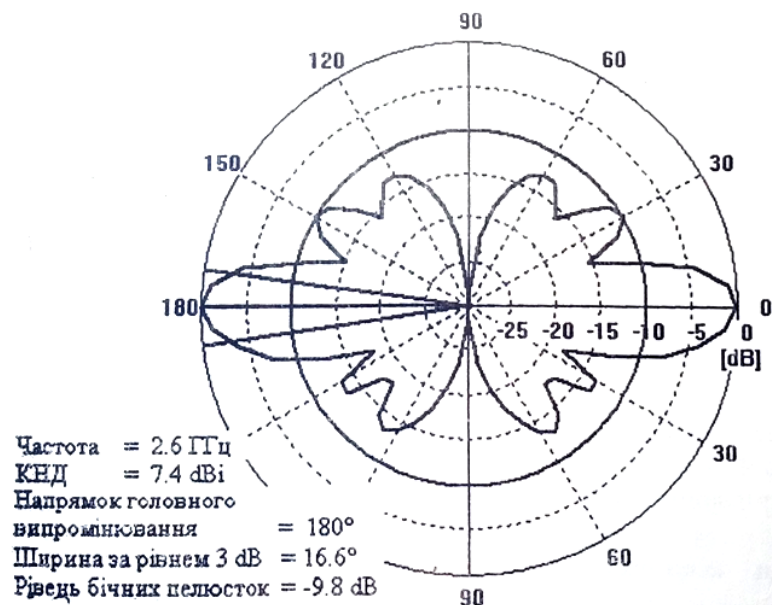


Рисунок 23.10. ДС чотири вібраторної колінеарної антени на частоті 2,6 ГГц.

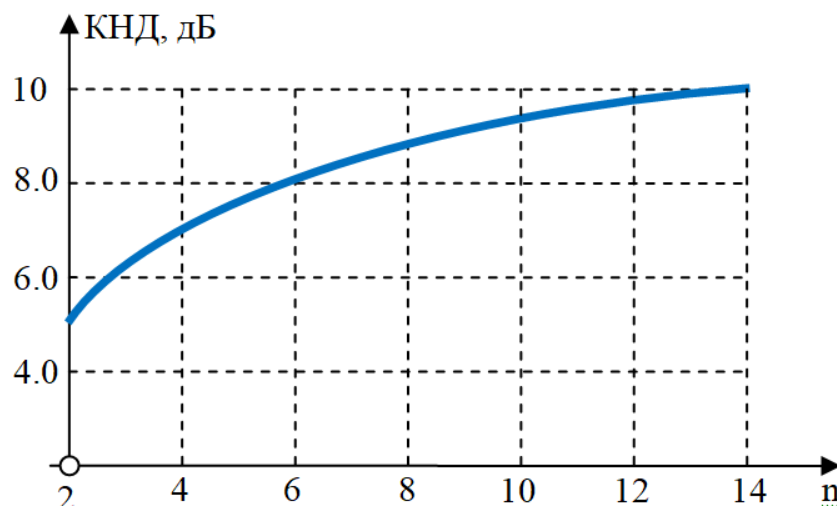


Рисунок 23.11. Залежність КНД колінеарної антени від кількості випромінюючих елементів.

При зміні частоти від 2,2 до 2,6 ГГц в 4-и та 6-ти елементних антенах виявились наступні закономірності:

- 1) КНД зростає від 5,2 до 7,5 дБ, рівень бічних пелюсток змінюється від –5 до –10 дБ (4 елементна антена);
- 2) КНД зростає від 6,5 до 8,25 дБ, рівень бічних пелюсток від –5,5 до –9,5 дБ. (6 елементна антена).

Такі ж антени в цьому конструктивному виконанні розроблені для систем зв'язку GSM-900. Розміри елементів цих антен можуть бути знайдені, використовуючи правило переносу по частоті (рис. 23.9).

Лекція 24. Апертурні антени

24.1. Загальні відомості

Апертурні антени — це антени, в яких випромінювання чи приймання електромагнітної хвилі відбувається через розкрив (поверхню), що називається апертурою (від латинського *aperture* – отвір). До апертурних антен відносяться дзеркальні, рупорні, лінзові антени та відкриті хвилеводи. Коефіцієнт направленої дії цих антен визначається площею розкриву, довжиною хвилі та амплітудно-фазовим розподілом (АФР) поля на апертурі:

$$\text{КНД} \cdot \eta = 4 \cdot \pi \frac{S\nu}{\lambda^2}, \quad (24.1)$$

де КНД – коефіцієнт направленої дії, η – коефіцієнт корисної дії, S – площа розкриву, ν – коефіцієнт використання площі, який залежить від АФР поля на апертурі, λ – довжина хвилі.

Головна пелюстка діаграми спрямованості (ДС) будь-якої синфазно збудженої апертурної антени перпендикулярна випромінюючій апертурі, а ширина головної пелюстки ДС антени за рівнем -3 дБ в будь-якій площині, яка перпендикулярна поверхні розкриву, обернено пропорційна лінійному розміру розкриву L в цій площині:

$$\Delta\theta_{0,5} = 51^\circ \cdot \frac{\lambda}{L} \cdot K_{\text{розш}}, \quad (24.2)$$

де $K_{\text{розш}}$ – коефіцієнт розширення головної пелюстки ДС, який залежить від форми апертури, АФР поля на ній.

Умовно апертурні антени можна віднести до антен з паралельним живленням, оскільки в наближенні геометричної оптики можна вважати, що кожний випромінюючий елемент апертури (елемент Гюйгенса) збуджується незалежним променем. А це означає, що деякі з апертурних антен, наприклад, дзеркальні, можуть працювати одночасно від дециметрових до міліметрових хвиль. При цьому, згідно (24.1) і (24.2) в них будуть змінюватись КНД і ширина головної пелюстки ДС.

На перший погляд із формули (24.1) виходить, що КНД апертурних антен може необмежено збільшуватись при зростанні S/λ^2 . Але в реальних конструкціях КНД обмежується випадковими похибками при виробництві антен. Рівень технологій дозволяє виготовляти антени в сантиметровому діапазоні з максимальною величиною $\text{КНД} = 10^8$.

24.2. Відкритий кінець хвилеводу

В дециметровому діапазоні хвиль і на більш коротких хвилях застосування мають рупорні антени, а також випромінювачі у вигляді відкритого кінця хвилеводу прямокутного і круглого поперечного перерізу. Випромінювачі

хвильового типу використовуються як слабонаправлені антени самостійно, як опромінювачі дзеркальних і лінзових антен і як випромінювачі антенних решіток.

24.2.1. Хвильовід прямокутного поперечного перерізу

Основним типом хвилі у таких хвильоводах є H_{10} . Розподіл поля цього типу хвилі наведено на рис. 24.2.

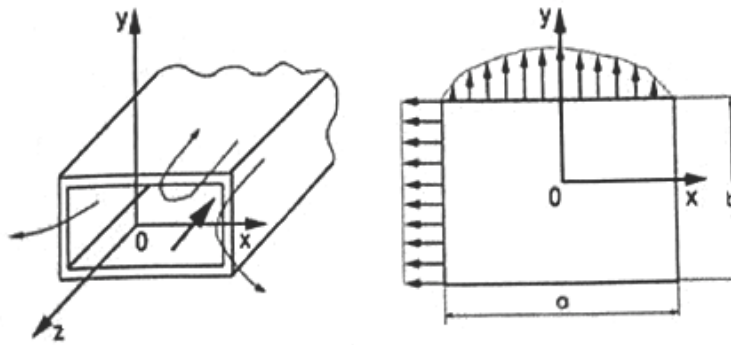


Рисунок 24.1. Хвильовід прямокутного поперечного перерізу.

В інженерних розрахунках вважають, що поле на апертурі відкритого кінця хвильоводу є суперпозицією хвиль падаючої та відбитої (рис. 24.2):

$$\begin{aligned} E_y &= (1 + \Gamma) \cdot \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right), \\ H_x &= (1 - \Gamma) \cdot \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}{W_0} \cdot \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right), \end{aligned} \quad (24.3)$$

де Γ – коефіцієнт відбиття відкритого кінця хвильоводу.

Розкрит хвильоводу можна розглядати як місце з'єднання двох ліній передачі з хвильовими опорами W_{H10} (хвильовід) і W_0 (вільний простір)

$$W_{H10} = W_0 \frac{\lambda_{\text{хв}}}{\lambda_0} = \frac{W_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}.$$

Наближено коефіцієнт відбиття може бути розрахований як:

$$\Gamma \approx \frac{W_0 - W_{H10}}{W_0 + W_{H10}} = \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} - 1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} + 1}. \quad (24.4)$$

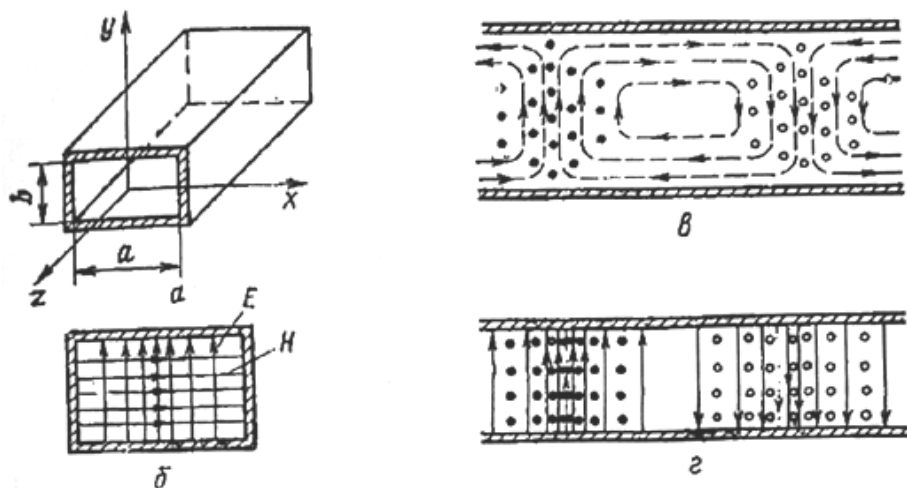


Рисунок 24.2. Розподіл поля у прямокутному хвилеводі з хвилею H_{10} .

Відомо, що в смузі частот хвилеводу модуль коефіцієнта відбиття знаходиться в межах

$$|\Gamma| = 0,2 \div 0,3.$$

Фазовий фронт на апертурі плоский.

На сьогодні для поля випромінювання існують лише наближені формули

$$F_E(\theta)|_{\varphi=\text{const}} = \left[1 + \frac{1+\Gamma}{1-\Gamma} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2} \cdot \cos \theta \right] \cdot \frac{\sin \left(\frac{kb}{2} \sin \theta \right)}{\frac{kb}{2} \sin \theta},$$

$$F_H(\varphi)|_{\theta=\text{const}} = \left[\cos \theta + \frac{1-\Gamma}{1+\Gamma} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2} \right] \cdot \frac{\cos \left(\frac{ka}{2} \sin \theta \right)}{\left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2 - \sin^2 \theta}, \quad (24.5)$$

де a та b – розміри хвилевода, λ – довжина хвилі у вільному просторі, $k = 2\pi/\lambda$.

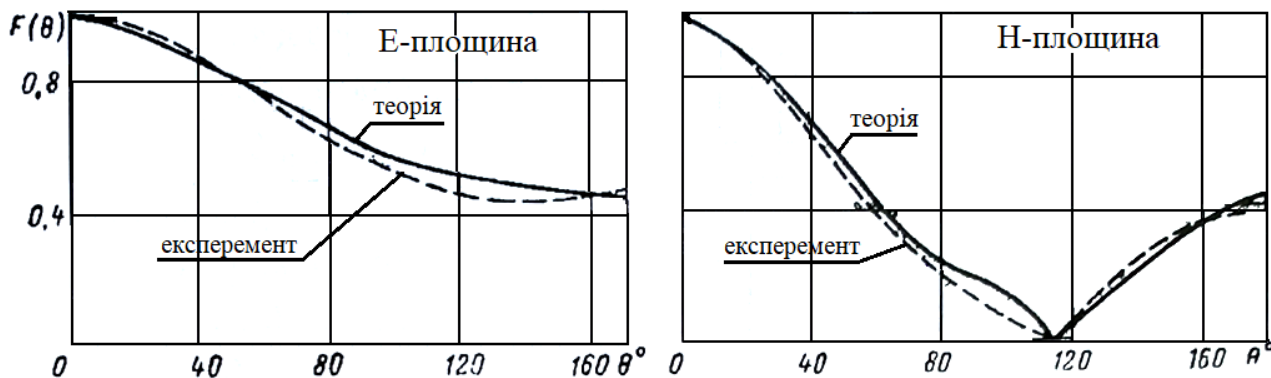


Рисунок 24.3. ДС випромінювача у вигляді відкритого кінця хвилеводу при $a/\lambda = 0,71$, $b/\lambda = 0,32$, $\lambda = 32$ мм.

Діаграми спрямованості хвильовода із розмірами 23×10 мм при довжині хвилі 32 мм у E і H площині показані на рис. 24.3 (суцільна лінія – теорія, штрихова – експеримент). Їх аналіз показує, що в площині E ширина головної пелюстки становить $150\text{--}160^\circ$, а в площині H приблизно 80° . Рівень заднього випромінювання складає -8 дБ, КНД = $4\text{--}6$ дБ. Робоча смуга частот визначається хвильоводом і складає приблизно 40%.

У хвильоводі круглого поперечного перерізу основний тип хвилі H_{11} (рис. 24.4). Смуга робочих частот 26,6%. Відкритий кінець хвильовода добре узгоджений з вільним простором, КСХН у робочій смузі частот складає 1,17. Для полів із відкритого кінця круглого хвильовода отримано точний розв'язок. ДС в площині E і H майже симетрична. КНД складає 6–10 дБ.

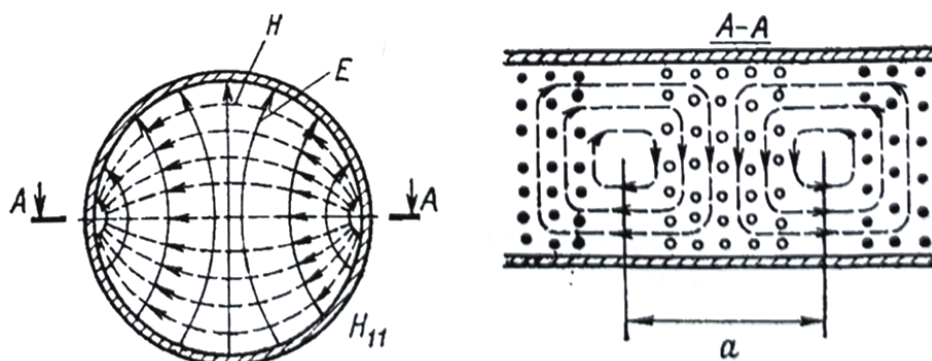


Рисунок 24.4. Розподіл поля хвилі H_{11} у круглому хвильоводі.

24.3. Рупорні антени

Антени у вигляді відкритого кінця хвильовода є принципово слабоспрямованими, оскільки розміри хвильоводу мають знаходитись в межах:

$$\frac{\lambda}{2} < a < \lambda, \quad b < \frac{\lambda}{2}.$$

Крім того, внаслідок різкої зміни умов розповсюдження електромагнітної хвилі при переході від хвильоводу до вільного простору, коефіцієнт відбиття складає $|\Gamma| = 0,2\text{--}0,3$. Для зменшення відбиття від відкритого кінця хвильовода і збільшення направленості застосовують рупорні антени. Вони утворюються в результаті розширення поперечних розмірів хвильовода. Використовують такі типи рупорів (рис. 24.5): Н-секторальний (рис. 24.5а), Е-секторальний (рис. 24.5б), пірамідальні (рис. 24.5в,г), пірамідальний комбінований (рис. 24.5д), конічний (рис. 24.5е).

Якщо розширення відбувається в одній площині, то отримуємо Е- або Н-секторальні рупори в залежності від того, в якій площині відбувається розширення. Якщо розширення відбувається в двох площинах, то отримуємо пірамідальний рупор, який може бути гострокінцевим (рис. 24.5в) або клиноподібним (рис. 24.5г). Комбінований рупор дозволяє досягти дещо меншого значення коефіцієнта відбиття і дозволяє створити столоподібну діаграму спрямованості.

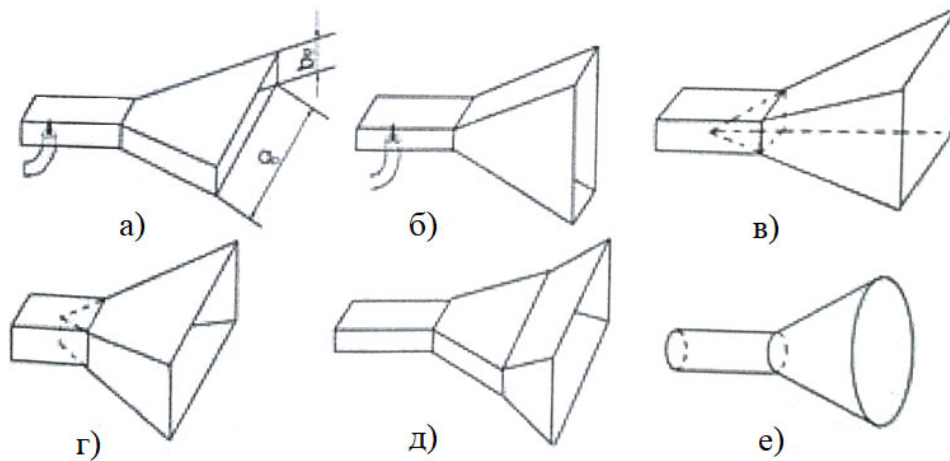


Рисунок 24.5. Типи рупорних антен: Н-секторальний (а), Е-секторальний (б), пірамідальні (в,г), пірамідальний комбінований (д), конічний (е).

Конструкція широкосмугового рупора представлена на рис. 24.6.

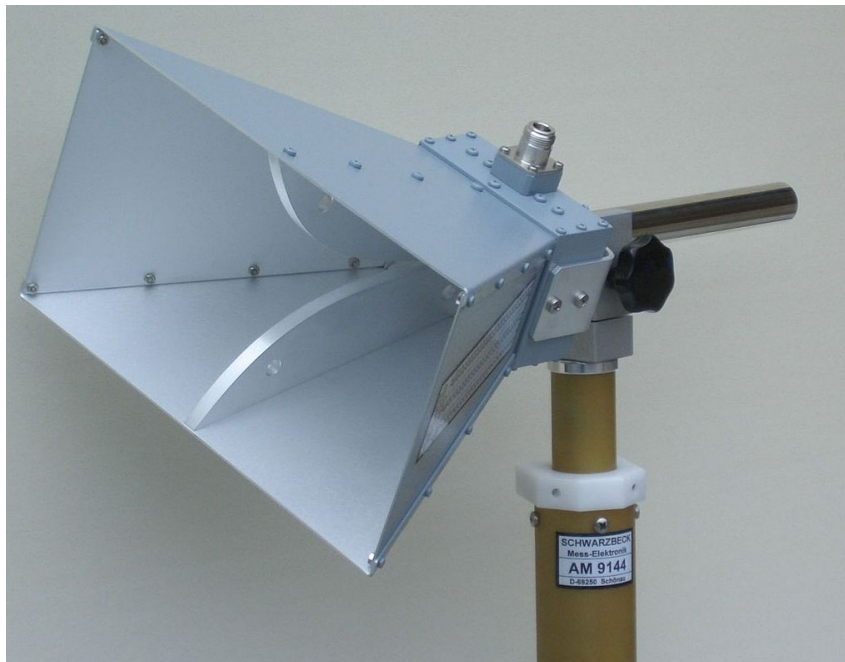


Рисунок 24.6. Конструкція рупорної антени.

На рис. 24.7 представлений гофрований рупорний опромінювач та його діаграма спрямованості.

В місці з'єднання хвилеводу і рупора виникають вищі типи хвиль, але при умові, що кут розкриття не дуже великий, вони швидко згасають і по рупору поширюється лише основна хвиля хвилеводу. Амплітудний розподіл поля на апертурі рупорів подібний до розподілу на апертурі відкритого хвилеводу. Фазовий фронт поля на апертурі Е- і Н-секторіальних рупорів буде циліндричним, а в пірамідальних і конічних рупорах – квазісферичним.

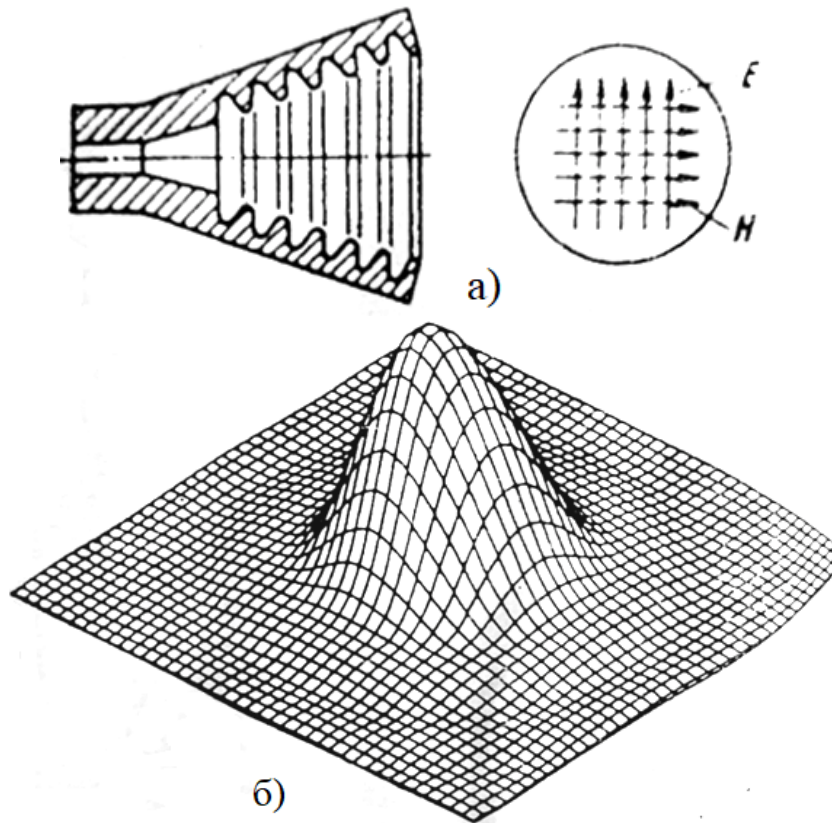


Рисунок 24.7 – Гофрована рупорна антена та її ДС

Розглянемо закон фазових спотворень, що має місце на апертурі рупора. Як приклад розглянемо Н-секторіальний рупор. Для визначення фазових спотворень розглянемо поздовжній розріз рупора (рис. 24.8). Тут a_p – розмір рупора у Н-площині, R – довжина рупора, $2\phi_0$ – кут розкриву рупора. Дуга $KO'L$ кола із центром в вершині рупора O проходить по фронту хвилі і є лінією рівних фаз. В довільній точці M' , яка має координату x , фаза поля відстає від фази в середині розкриву (в точці O') на кут:

$$\Delta\psi_x = \frac{2\pi}{\lambda}(OM' - R) = \frac{2\pi}{\lambda}(\sqrt{R^2 + x^2} - R) = \frac{2\pi R}{\lambda} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{x}{R}\right)^2} - 1 \right). \quad (24.6)$$

Оскільки довжина рупора, як правило, набагато більша за його ширину ($x \ll R$) і враховуючи формули розкладання

$$f(z) = \sqrt{1+z} \Big|_{z \ll 1} \approx f(0) + \frac{f'(0)}{1!}z + \frac{f''(0)}{2!}z^2 + \dots$$

При $z = (x/R)^2$ отримаємо

$$f(0) = 1, \quad f'(z) = \frac{1}{2\sqrt{1+z}} \Big|_{z=0} = \frac{1}{2}.$$

В результаті отримаємо

$$\Delta\psi_x = \frac{2\pi R}{\lambda} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{x}{R}\right)^2} - 1 \right) = \frac{2\pi R}{\lambda} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{x}{R}\right)^2} \cdot \frac{1}{2} + \dots - 1 \right) = \frac{\pi x^2}{\lambda R}. \quad (24.7)$$

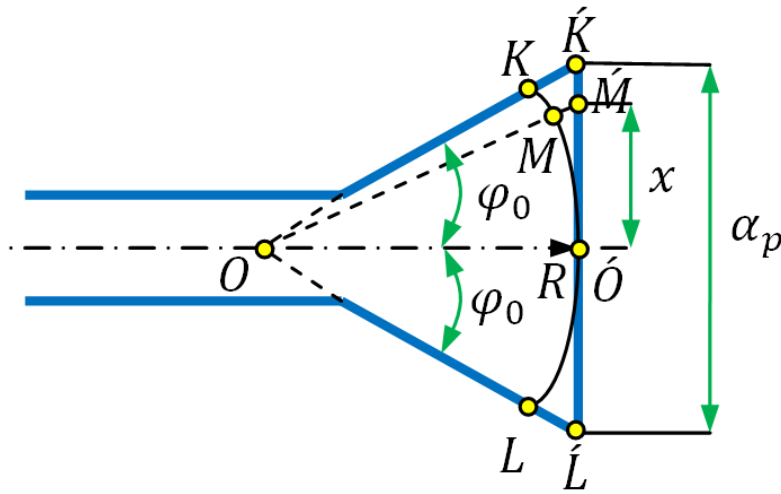


Рисунок 24.8. Фазований фронт в Н-секторіальному рупорі.

Отже, фазові спотворення на апертурі рупора мають квадратичний характер. Максимальне фазове спотворення буде на краю рупора

$$\Delta\psi_{x \max} = \frac{\pi a_p^2}{4\lambda R}. \quad (24.8)$$

Формула (24.8) є наближеною, її можна використовувати якщо $R > a_p/2$ або $\Phi_0 < 45^\circ$. В реальних рупорах ці умови, як правило, виконуються.

Відповідно, для Е-секторіального рупора максимальне фазове спотворення дорівнює:

$$\Delta\psi_{y \max} = \frac{\pi b_p^2}{4\lambda R}. \quad (24.9)$$

Діаграму спрямованості рупора можна визначити, як ДС випромінюючої поверхні прямокутної форми:

- для площини H із синусоїдальним розподілом поля на апертурі та фазовими спотвореннями, що мають квадратичний характер;
- для площини E із рівномірним розподілом амплітуди поля на апертурі та квадратичними фазовими спотвореннями.

Характерні залежності КНД Н-секторіального і Е-секторіального рупорів від відносної величини розкриву рупора a_p / λ і b_p / λ , відповідно, для різних значень довжини рупора наведено на рис. 24.9 і рис. 24.10.

Для того, щоб уникнути залежності КНД від b_p , для Н-секторіального і a_p для Е-секторіального рупора по осі ординат для Н-секторіального рупора відкладено $D \cdot \lambda / b_p$, для Е-секторіального – $D \cdot \lambda / a_p$.

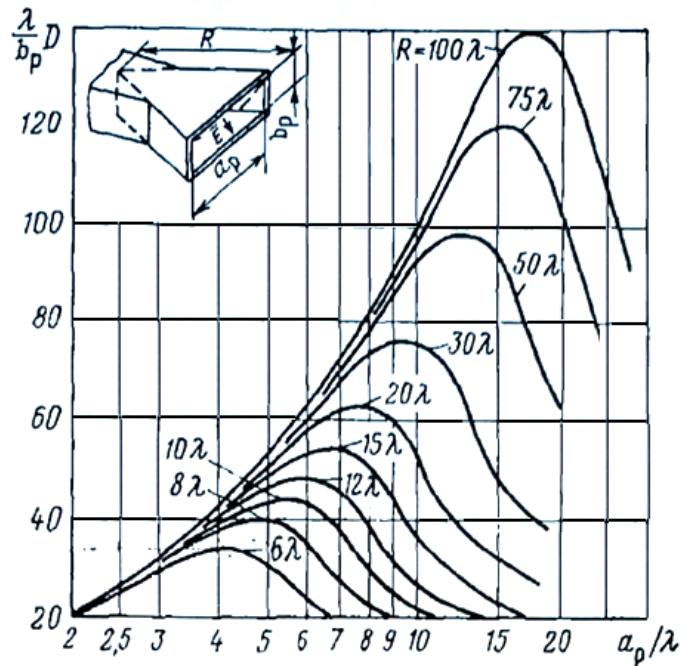


Рисунок 24.9. Залежність КНД Н-секторіального рупора від відносної ширини рупора для різних довжин рупора.

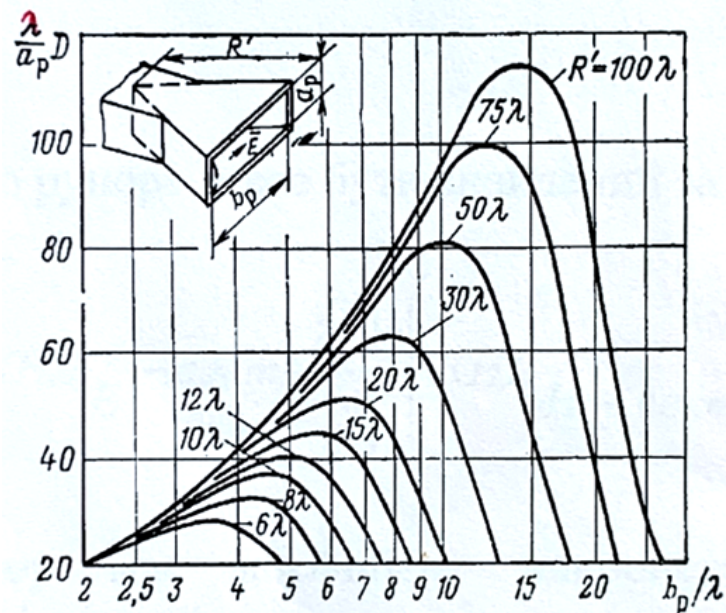


Рисунок 24.10. Залежність КНД Е-секторіального рупора від відносної висоти рупора для різних довжин рупора.

З графіків видно, що для кожної довжини рупора існує певний розкрит, при якому КНД є максимальним. Екстремум КНД при $R = \text{const}$ пояснюється тим, що при збільшенні кута розкрити Φ_0 зростає площа розкрити, а отже зростає КНД, але одночасно зростає і фазова похибка в розкриті, що призводить до розширення головної пелюстки ДС. Сумарна дія цих двох факторів дає екстремальні значення КНД при $R = \text{const}$.

Рупор, який при заданій довжині має максимальний КНД, називається оптимальним. З кривих на рис. 24.7 і рис. 24.8 видно, що точки максимуму кривих при $R/\lambda = \text{const}$ відповідають:

а) для Н-секторіального рупора

$$\frac{R_{\text{opt}}}{\lambda} = \frac{1}{3} \cdot \left(\frac{a_p}{\lambda} \right)^2. \quad (24.10)$$

б) для Е-секторіального рупора

$$\frac{R_{\text{opt}}}{\lambda} = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{b_p}{\lambda} \right)^2. \quad (24.11)$$

Підставляючи ці значення у формули (24.9) і (24.8) знаходимо максимально допустимі фазові спотворення в площинах E і H :

$$\Delta\psi_{H\text{max}} = \frac{3\pi}{4}; \quad \Delta\psi_{E\text{max}} = \frac{\pi}{2}.$$

КНД пірамідального рупора може бути знайдений за формулою

$$\text{КНД}_{\text{пірам}} = \frac{\pi}{32} \cdot \left(\text{КНД}_{E\text{-сект}} \frac{\lambda}{a_p} \right) \cdot \left(\text{КНД}_{H\text{-сект}} \frac{\lambda}{b_p} \right). \quad (24.12)$$

Оптимальний рупор має коефіцієнт використання площі, що наближено оцінюється за формулою

$$\mathfrak{D} = \mathfrak{D}_{\text{аперт розподіл}} \cdot \mathfrak{D}_{\text{фазові спотв}} = 0,81 \times 0,8^2 = 0,52, \quad (24.13)$$

де перший множник враховує нерівномірність амплітудного розподілу поля в площині H , а другий – наявність квадратичних фазових спотворень в площинах E і H .

При використанні рупорних антен, як опромінювачів дзеркальних антен, важливо суміщати фокус дзеркальної антени і фазовий центр рупора. Фазовий центр визначається як точка, яку можна вважати місцем випромінювання сферичних хвиль антени. Для апертури з синфазним розкритом фазовий центр знаходиться по центру апертури. Збільшення фазової похибки на апертурі призводить до зміщення фазового центра всередину рупора на величину L_{ph} . Залежність зміщення L_{ph} від безрозмірного параметра S ($S = \Delta\psi_{\text{max}}/2\pi$) наведена у таблиці 24.1.

Таблиця 24.1

S	H -пл. $L_{\text{ph}}/R_{\text{h}}$	E -пл. $L_{\text{ph}}/R_{\text{e}}$	S	H -пл. $L_{\text{ph}}/R_{\text{h}}$	E -пл. $L_{\text{ph}}/R_{\text{e}}$
0,00	0,0	0,0	0,28	0,258	0,572
0,04	0,0054	0,011	0,32	0,334	0,755
0,08	0,022	0,045	0,36	0,418	
0,12	0,048	0,102	0,40	0,508	
0,16	0,086	0,182	0,44	0,605	
0,20	0,134	0,416	0,48	0,705	
0,24	0,191	0,416	0,52	0,808	

24.4. Розрахунок рупорних антен

Основною задачею розрахунку рупорних антен є визначення головних розмірів рупора a_p , b_p , R . Вихідними даними, як правило, є довжина хвилі λ_0 і ширина головної пелюстки ДС в площинах Е і Н – $(2\Delta\theta_{0,5})_E$, $(2\Delta\theta_{0,5})_H$, відповідно. Може бути велика кількість рупорних антен, які на заданій довжині хвилі забезпечують необхідну ширину діаграми спрямованості, але мають відмінності в інших характеристиках (повній формі діаграми спрямованості, КНД, коефіцієнті відбиття, положенні фазового центру). Тому наведемо приклад розрахунку оптимальних рупорних антен.

Порядок розрахунку такий:

1. За заданою $2\Delta\theta_{0,5}$ визначаємо розміри розкриву рупора a_p та b_p . Якщо $2\Delta\theta$ задано в градусах, то

а) для Е-рупора

$$a_p = \frac{68^\circ\lambda}{(2\Delta\theta_{0,5})_H}; \quad b_p = \frac{53^\circ\lambda}{(2\Delta\theta_{0,5})_E};$$

б) для Н-рупора

$$a_p = \frac{80^\circ\lambda}{(2\Delta\theta_{0,5})_H}; \quad b_p = \frac{51^\circ\lambda}{(2\Delta\theta_{0,5})_E};$$

в) для пірамідального рупора

$$a_p = \frac{80^\circ\lambda}{(2\Delta\theta_{0,5})_H}; \quad b_p = \frac{53^\circ\lambda}{(2\Delta\theta_{0,5})_E}.$$

2. Використовуючи (24.10) і (24.11) знаходимо R_E та R_H .

Для пірамідальних рупорів ці розміри можуть бути різними. В цьому випадку вибирається найбільше значення, щоб фазові спотворення не перевищили максимально допустимі.

24.5. Ширококугловість і використання рупорних антен

Рупорні антени використовуються як індивідуальні антени з коефіцієнтом підсилення 10–26 дБ, як опромінювачі дзеркальних і лінзових антен, як еталонні вимірювальні антени з відомим коефіцієнтом підсилення.

Ширококугловість рупора демонструється графіком на рис. 24.11, де показана залежність КНД від відношення f/f_0 , де f_0 – частота, що відповідає оптимальному рупору. Із графіка видно, що зменшення КНД на 3 дБ відбувається при зменшенні частоти на 40%, або при її збільшенні на 160% від f_0 . Тому для використання потенційних властивостей рупора його необхідно

використовувати на більш високих частотах в порівнянні з частотою, де він оптимальний.

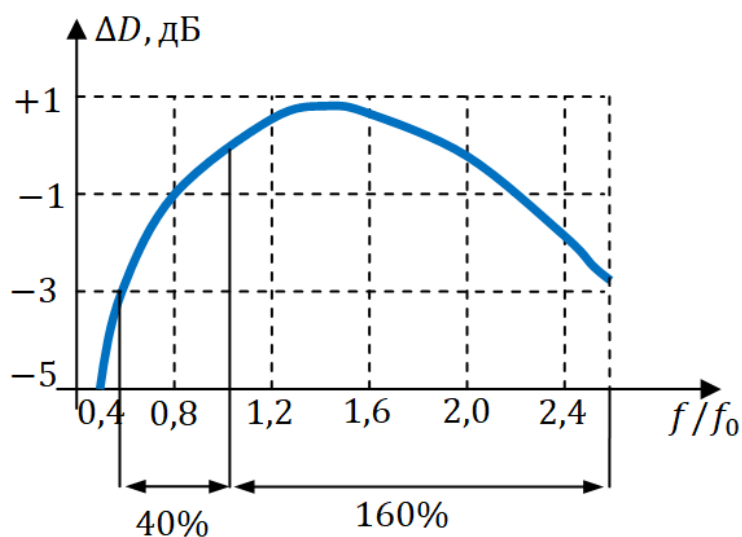


Рисунок 24.11. Залежність КНД пірамідальних і конічних рупорів від частоти.

Суттєвим недоліком рупорних антен є відносно велика довжина рупора. Оптимальна довжина рупора пропорційна a_p^2 і b_p^2 , а ширина головної пелюстки ДС обернено пропорційна a_p і b_p . Тому для звуження головної пелюстки ДС в n разів, лінійні розміри апертури рупора мають бути збільшені в n разів, а його довжина в n^2 разів. Це накладає обмеження на використання рупора як гостроспрямованої антени.

Для зменшення поздовжніх розмірів рупора при збереженні високого значення КНД рупор доповнюють лінзою і отримуємо рупорно-лінзову антену.

Лекція 25. Лінзові антени

25.1. Види лінз. Форма профіля та товщина лінз

Радіопрозоре тіло, визначеної форми, швидкість поширення електромагнітних хвиль V в якому більше або менше швидкості світла c , називають радіолінзою. Розрізняють сповільнюючі лінзи ($V < c$) та прискорюючі ($V > c$).

В лінзових антенах використовуються оптичні властивості електромагнітних хвиль, оскільки геометричні розміри та радіуси кривизни поверхні радіолінз зазвичай виявляються набагато більші за довжину хвилі. Анени-лінзи характерні тим, що в них циліндричний чи сферичний фронти хвиль перетворюються у плоский.

На рис. 25.1 представлена сповільнююча лінза (діелектрична) з рупорним опромінювачем.

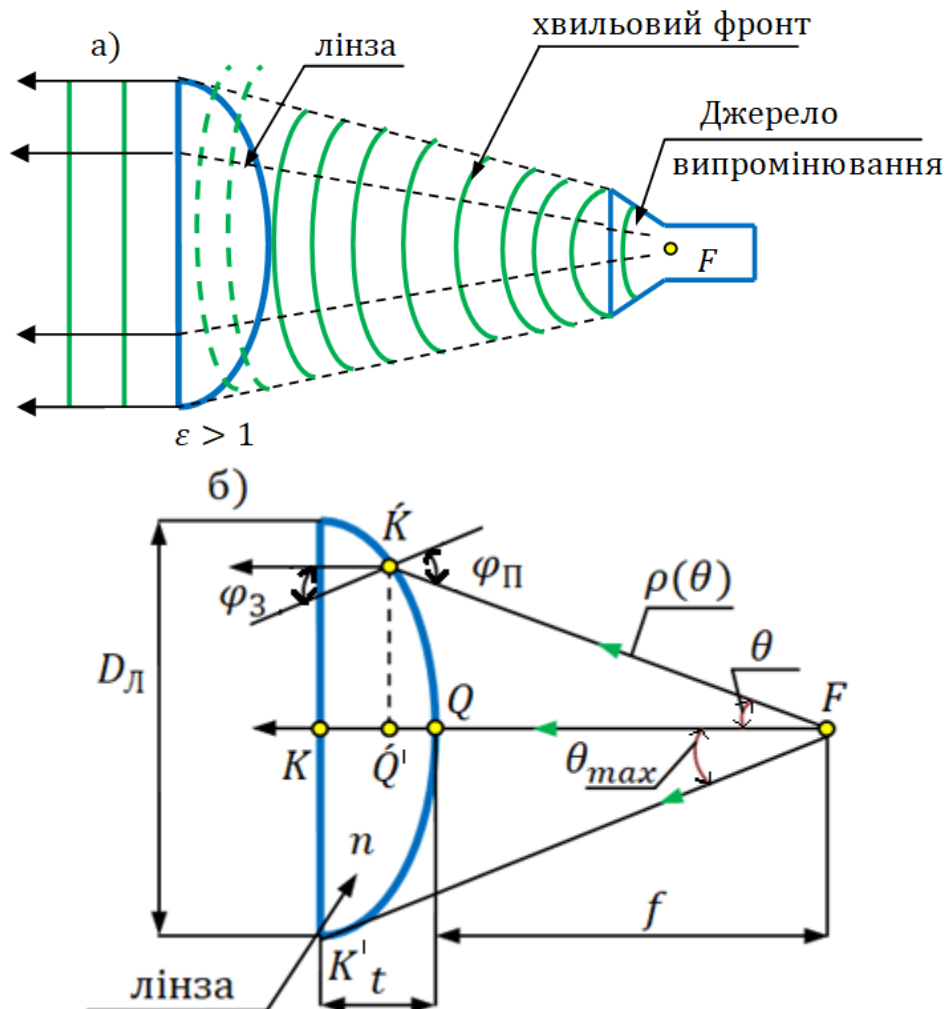


Рисунок 25.1. Діелектрична лінза (а) та хід променів в ній (б).

На лінзу із точки F (рис. 25.1б), що є фазовим центром, падає сферична хвиля. Заломлюючись в лінзі, фазовий фронт хвилі змінюється зі сферичного на плоский. Визначимо форму профіля лінзи та її товщину.

За законом Снеля (рис. 25.1б)

$$\frac{\sin(\varphi_{\text{п}})}{\sin(\varphi_{\text{з}})} = \frac{V_{\Phi 1}}{V_{\Phi 2}} = n,$$

де n – коефіцієнт заломлення; $\varphi_{\text{п}}$ – кут падіння; $\varphi_{\text{з}}$ – кут заломлення.

Коефіцієнт заломлення мусить бути більше 1. Згідно з геометрією та законами оптики із рівності оптичних шляхів за будь-яким напрямком на лінзу, маємо

$$\rho(\theta) = FQ + nQQ' = f + n[\rho(\theta)\cos\theta - f],$$

де f – фокусна відстань (відстань від вершини лінзи т. Q до її фокусу т. F), θ – кут між віссю лінзи і променем, $\rho(\theta)$ – поточний радіус лінзи.

Звідси визначимо

$$\rho(\theta) = \frac{f(n-1)}{n\cos\theta - 1}. \quad (25.1)$$

Це рівняння гіперболи у полярній системі координат.

Таким чином, випукла поверхня діелектричної лінзи має гіперболічну форму. Товщина лінзи визначається із рівності оптичних шляхів

$$\begin{aligned} FK &= FK', \\ FK &= f + tn, \\ FK' &= \frac{D_{\text{л}}}{2\sin\theta_{\text{max}}}. \end{aligned}$$

Товщина лінзи зв'язана з її діаметром наступним співвідношенням

$$t = \frac{1}{n} \left[\frac{D_{\text{л}}}{2\sin\theta_{\text{max}}} - f \right]. \quad (25.2)$$

Діелектричні лінзи є широкосмуговими, якщо n не залежить від частоти. В сантиметровому діапазоні вони мають велику масу, тому не знайшли широкого застосування. Вони застосовуються в мм-діапазоні довжин хвиль.

У сантиметровому діапазоні частіше застосовуються металопластинчасті лінзи (прискорюючі). Такі лінзи виконуються із паралельних металевих пластин, розташованих на відстані a одна від іншої. Вони утворюють вогнуту поверхню з боку падіння хвилі (рис. 25.2а).

Вектор E -поля ЕМХ паралельний пластинам. Тоді простір між двома пластинами є хвилеводом, в якому фазова швидкість хвилі є фазовою швидкістю хвилі H_{10}

$$V_{\text{фн10}} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}. \quad (25.3)$$

Таким чином, ми створили середовище з

$$n = \frac{c}{V_{\text{фн10}}} = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} < 1. \quad (25.4)$$

Відстань між пластинами обирається виходячи із умови

$$\frac{\lambda}{2} < a < \lambda.$$

Із (25.4) маємо:

$$0 < n < \sqrt{0,75} = 0,866.$$

Рівняння профіля лінзи можна отримати використовуючи рис. 25.2б.

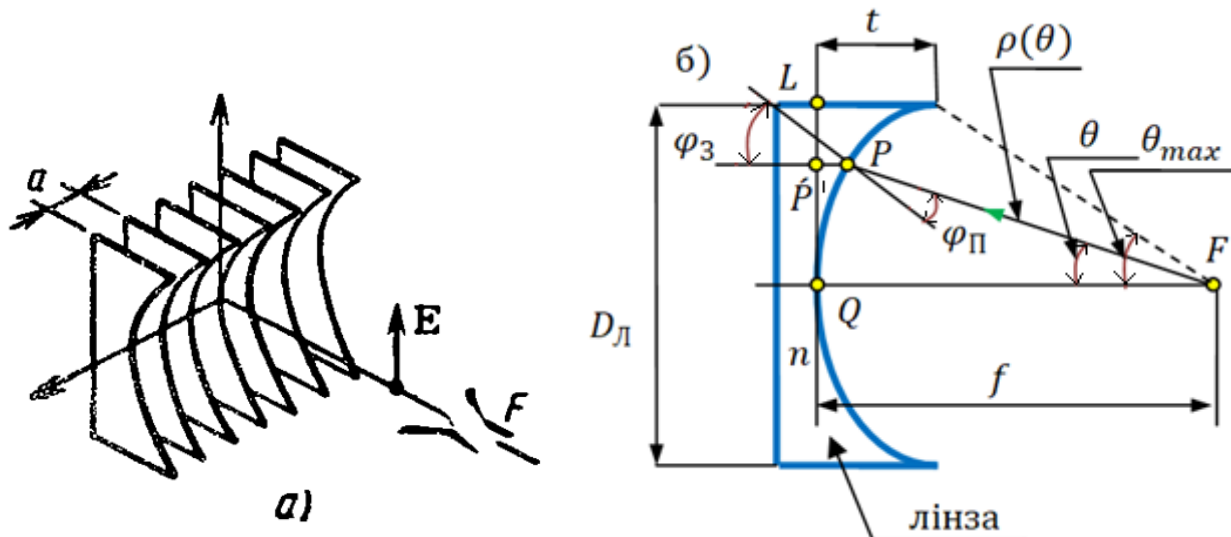


Рисунок 25.2. Металопластинчаста лінза (а) та хід променів в ній (б).

Промінь, що падає з точки F в точку P , заломлюється у лінзі. За законом Снелля із геометричної оптики

$$\sin(\varphi_n) = \sin(\varphi_3) \cdot n,$$

де n – коефіцієнт заломлення, що визначається (25.4).

Із рівності оптичних довжин шляхів запишемо

$$FQ = FPP',$$

$$FQ = FP + nPP',$$

$$FP = \rho(\theta), \quad nPP' = n(f - \rho(\theta)\cos\theta).$$

Звідси отримаємо

$$f = \rho(\theta) + n(f - \rho(\theta)\cos\theta).$$

В результаті отримаємо вираз, що описує рівняння профіля лінзи

$$\rho(\theta) = \frac{f(1-n)}{1-n\cos\theta}. \quad (25.5)$$

Рівняння (25.5) є еліпс в полярній системі координат.

Аналогічно, як і у випадку сповільнюючої лінзи, знаходимо товщину прискорюючої лінзи.

Тоді товщина профіля лінзи визначається виразом

$$t = \frac{1}{n} \left[f - \frac{D_{\text{л}}}{2\sin\theta_{\text{max}}} \right], \quad (25.6)$$

де $D_{\text{л}}$ – розмір розкриву, $2\theta_{\text{max}}$ – максимальний кут розкриву лінзи.

Для фокусування ЕМХ одночасно в двох площинах E і H необхідно, щоб лінза була зібрана із пластин різної товщини (розмір в напрямку поширення хвилі). Застосування металопластинчатих лінз разом із рупором дозволяє значно зменшити довжину антени (рупорно-лінзової). Так для отримання оптимального рупора з розміром розриву $a_p = 20\lambda$ треба взяти його довжину $R = 133\lambda$. При застосуванні лінзи його довжина може бути приблизно 20λ . Але металопластинчаті лінзи є вузькосмуговими, тому що n залежить від частоти. Тому лінзи зонують.

На рис. 25.3 представлена рупорна антена із металопластинчастою лінзою.



Рисунок 25.3. Металопластинчаті лінзи в рупорі.

25.2. Зоновані лінзи

Для розширення смуги робочих частот лінзи роблять зонованими. Зоновані прискорюючі та сповільнюючі лінзи представлені рис. 25.4(а,б).

Зонування лінзи дозволяє зробити лінзові антени більш ширококутовими. Опромінююча частина лінзи робиться у вигляді сходинок, причому геометрія

сходинок обирається такою, щоб промені, що поширюються у сусідніх зонах лінзи, приходили до розкриву із зсувом фази 2π .

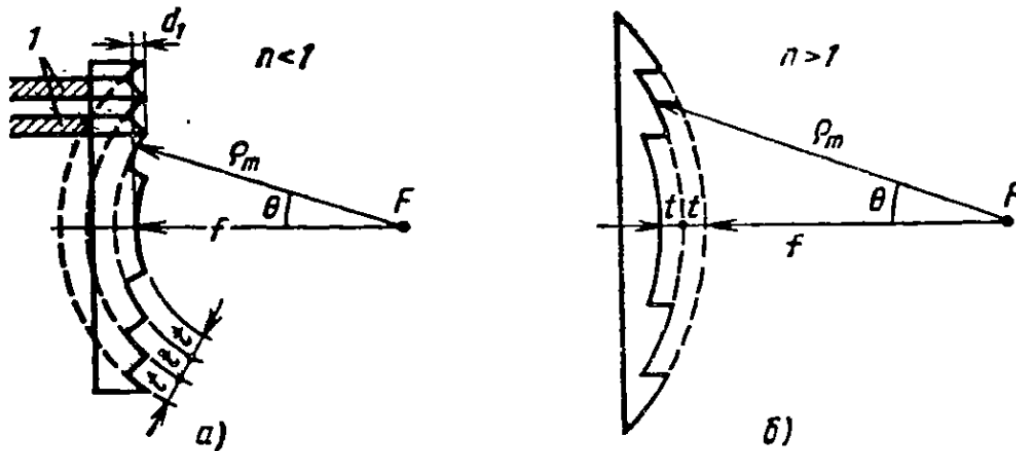


Рисунок 25.4. Зоновані лінзи: прискорююча (а) та сповільнююча (б).

Кожна зона має свою фокусну відстань. Тоді рівняння профіля m -ї зони буде формуватися таким чином

$$\rho_m = \frac{(1-n)f_m}{1-n\cos\theta}, \quad (25.7)$$

де $f_m = f + (m-1)t$, $m = 1, 2, 3, \dots$.

Розмір t обирають із умови синфазності поля у розкритті на розрахованій довжині хвилі

$$k_0 t - k_0 n t = 2\pi.$$

Звідси визначимо

$$t = \frac{\lambda_0}{1-n}.$$

За рахунок зонування у розкритті лінзи з'являються неопромінювані ділянки (тіньові ділянки заштриховані на рис. 25.4а). Тіньові ділянки трохи знижують коефіцієнт використання поверхні через розсіювання частини потужності на сходинок. При допустимих квадратичних фазових спотвореннях $\psi_2 = \pi/2$ та $n_0 = 0,5$ робоча смуга частот зонованої прискорюючої лінзи (рис. 25.4а) визначається виразом

$$\frac{2\Delta f}{f_0} = \frac{50}{(M-1) + 1,5 \frac{d_1}{\lambda}}, \quad (25.8)$$

де M – число зон лінзи, d_1 – товщина.

При заданому розмірі d_1 зонування призводить до розширення смуги частот. У сповільнюючих лінзах (рис. 25.4б) зонування дозволяє зменшити масу

лінзи, але це призводить до звуження смуги робочих частот лінзової антени через появу квадратичних фазових спотворень.

25.3. Сферична лінза Люнеберга

Серед лінзових антен унікальні властивості має лінза з неоднорідного діелектрика із сферичною симетрією, яку називають лінзою Люнеберга. Встановлено, що показник заломлення в діелектричній лінзі сферичної форми повинен змінюватися за законом

$$n = \sqrt{2 - \left(\frac{R}{R_{\max}} \right)}, \quad (25.9)$$

де $R_{\max}$ – радіус сфери, R – поточний радіус точки всередині сфери.

Лінза Люнеберга перетворює сферичний фронт точкового джерела 1, що розташоване на поверхні сфери, в плоский фронт хвилі 2 (рис. 25.5а).

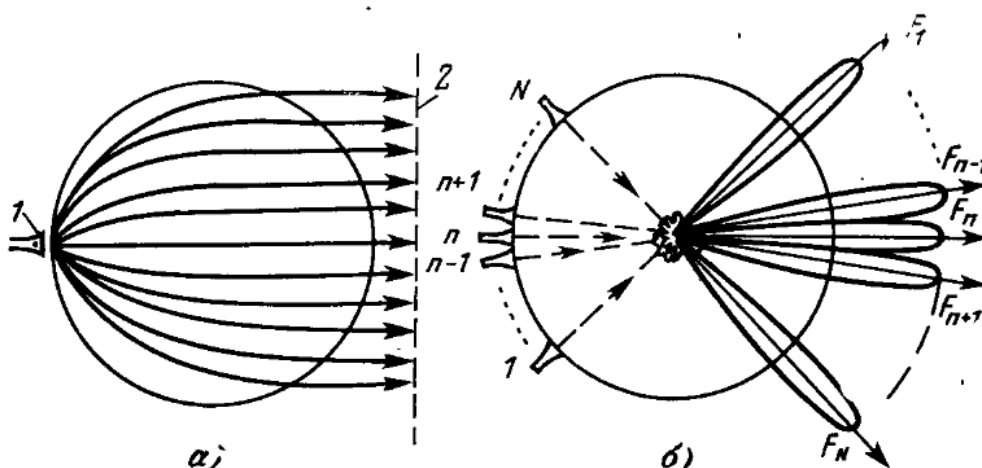


Рисунок 25.5. Сферична лінза Люнеберга: геометрична конструкція (а) та діаграма спрямованості (б).

Якщо зміщувати джерело 1, наприклад відкритий кінець хвилевода або рупор, по поверхні сфери, то можна сканувати головною пелюсткою діаграми спрямованості антени у повному тілесному куті без спотворення форми ДС. Частіше сферичну лінзу Люнеберга забезпечують решіткою випромінювачів, кожному з яких відповідає своя нерухома характеристика випромінювання. В результаті отримуємо багатопроменеву антенну систему. Така система може одночасно та незалежно працювати з декількома приймачами та передавачами. Це дає можливість здійснювати безперервний радіолокаційний контроль навколишнього середовища у широкому спектрі кутів. В конструктивному виконанні лінза Люнеберга має набір концентричних шарів із радіочастотної пінокераміки, причому густина шарів мусить зменшуватися від центра до периферії. Це потрібно для забезпечення виконання закону зміни показника заломлення.

Використовуються також циліндричні лінзи Люнеберга (рис. 25.6). Вони дають можливість переміщувати промінь без спотворень лише в одній площині у межах повного кута 2π .

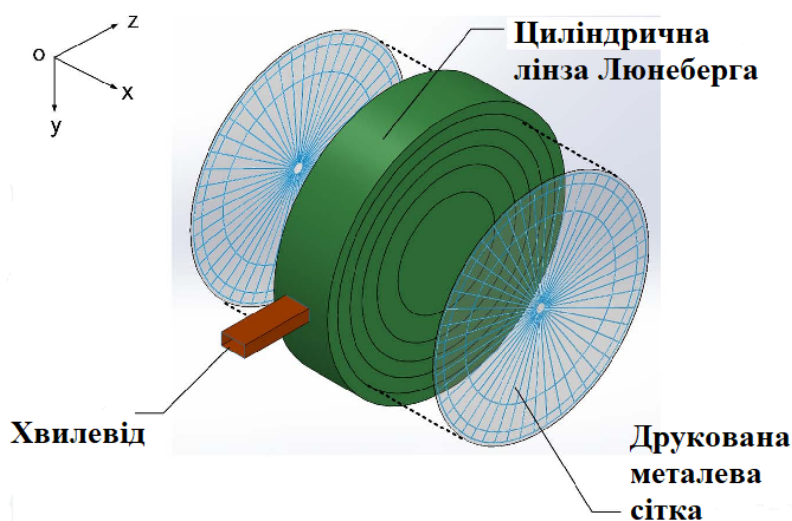


Рисунок 25.6. Циліндрична лінза Люнеберга.

Така лінза складається з двох круглих металевих пластин, що розміщуються на торцях циліндра. Простір між пластинами заповнюється однорідним діелектриком з відносною діелектричною проникністю ϵ . Лінза опромінюється таким чином, щоб вектор E був паралельним поверхні пластин. Металеві пластини створюють хвильовід. У такому хвильоводі фазова швидкість поширення хвилі основного типу H дорівнює

$$V_{\text{фН10}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon - \left(\frac{\lambda}{2b}\right)^2}}, \quad (25.10)$$

де b – відстань між пластинами.

Коефіцієнт заломлення

$$n = \sqrt{\epsilon - \left(\frac{\lambda}{2b}\right)^2}. \quad (25.11)$$

Необхідну зміну коефіцієнта заломлення забезпечує зміна відстані між пластинами. Залежність розміру b як функція радіуса ρ від центра циліндра до довільної точки в лінзі, визначається:

$$b = \frac{\lambda}{2\sqrt{\epsilon - 2 + \left(\frac{\rho}{a}\right)^2}}. \quad (25.12)$$

Така лінза опромінюється відкритим кінцем прямокутного хвильоводу. Розкритом антени є частина бокової поверхні на діаметрально протилежному

боці від опромінювача. У площині, що є дотичною середній лінії розкриву, поле випромінювання розподіляється однорідно, за фазою. Така антена створює вузьку діаграму спрямованості у площини E і дає змогу змінювати напрям випромінювання зміщенням опромінювача навколо лінзи.

Лінзи Люнеберга зараз використовують як ефективний відбивач радіохвиль. Якщо покрити одну її напівсферу радіовідбиваючим матеріалом, то лінза з невеликими втратами потужності відбиває сигнал, що падає на неї, точно в тому ж напрямку, звідки він прийшов. Такі лінзи використовуються на військових літаках США F-22 та F-35. На літаку F-35 знаходяться дві лінзи зверху та дві знизу фюзеляжа літака.

Конструкції рупорно-лінзових антен представлені на рис. 25.11.



Рисунок 25.11. Конструкції рупорно-лінзових антен різних діапазонів частот.

Лекція 26. Дзеркальні антени

26.1. Види однодзеркальних та дводзеркальних антен

Дзеркальні антени найбільш часто застосовуються в короткохвильовій частині дециметрового, сантиметровому та міліметровому діапазонах довжин хвиль. Вони є основними в радіолокації, системах космічного зв'язку, радіоастрономії. Їх широке застосування в різних радіотехнічних системах пояснюється можливістю отримання різних діаграм спрямованості, добрими діапазонними властивостями, можливістю отримання високих рівнів КНД (до 10^8 раз).

Класичними є однодзеркальні параболічні антени, що показані на рис. 26.1 та дводзеркальні антени, що представлені на рис. 26.2–26.5.

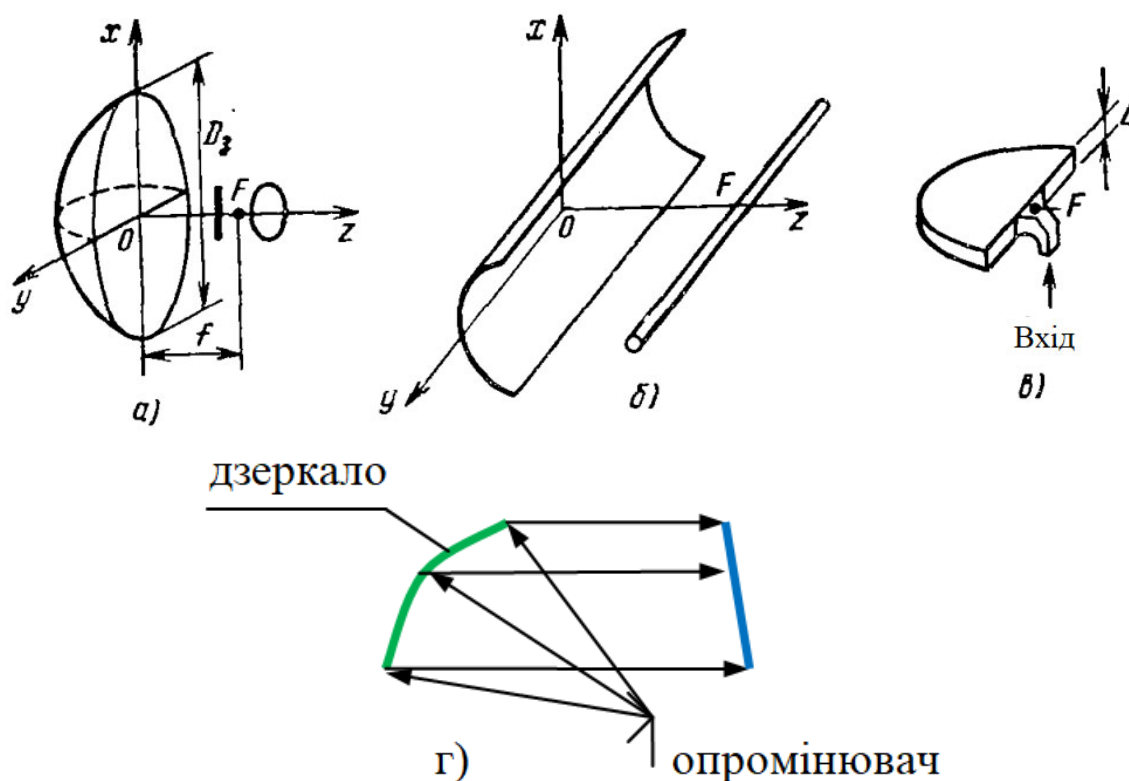


Рисунок 26.1. Однодзеркальні параболічні антени.

Кожна однодзеркальна антена складається з дзеркала, опромінювача і антенно-фідерного тракту. На рис. 26.1 приведені дзеркала у вигляді осесиметричного параболоїда обертання (рис. 26.1а), параболічного циліндра (рис. 26.1б), сегменто-параболоїда (рис. 26.1в), вирізки із параболоїда обертання (рис. 26.1г) для створення дзеркала офсетної антени.

Дводзеркальні антени складаються з двох дзеркал, опромінювача та АФТ (антенно-фідерного тракту). На рис. 26.2 показана антена Касегрена, на рис. 26.4 – антена Грегорі, рис. 26.5 – квазіпараболічна антена.

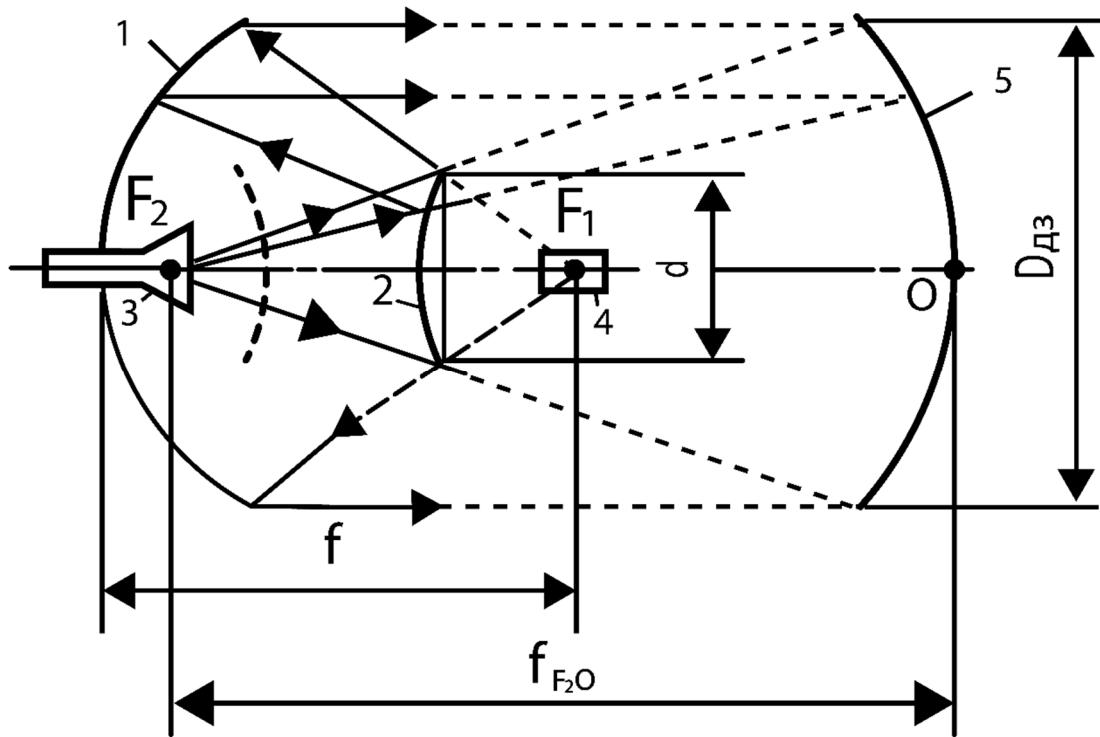


Рисунок 26.2. Дводзеркальна антена Касегрена.

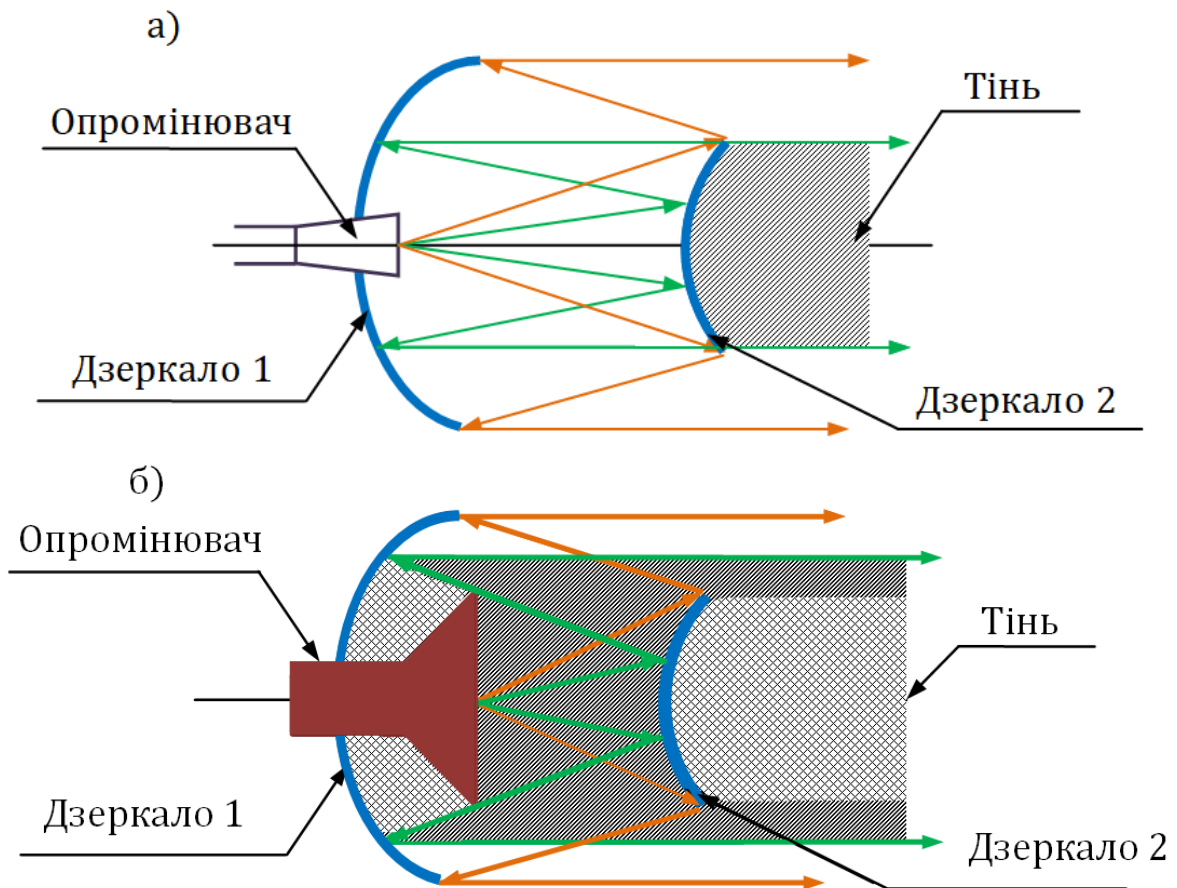


Рисунок 26.3. Дводзеркальна антена Касегрена з переважанням тіні від малого дзеркала (а) або від опромінювача (б).

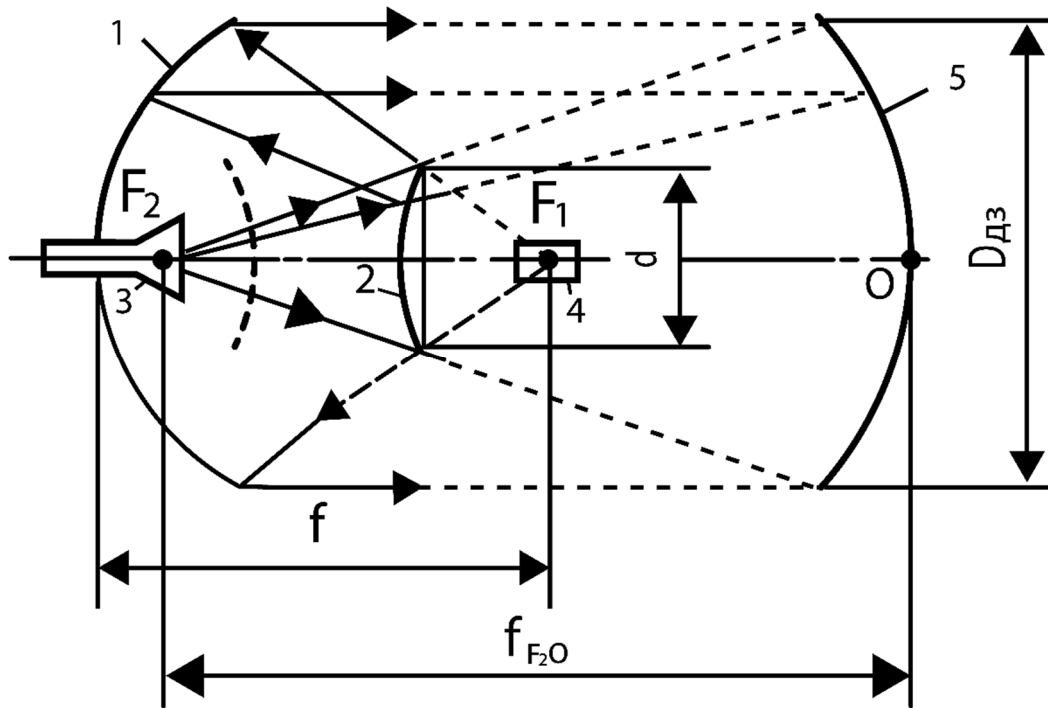


Рисунок 26.4. Дводзеркальна антена Грегорі.

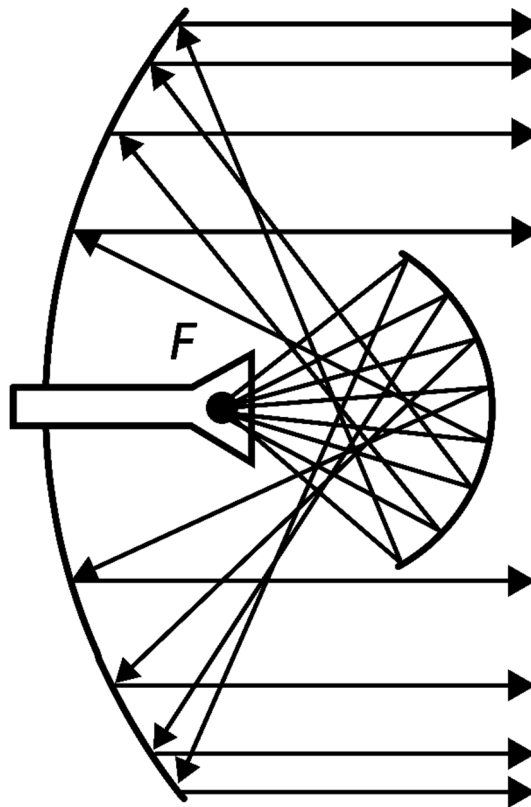


Рисунок 26.5. Квазіпараболічна антена.

26.2. Профіль дзеркала осесиметричної параболічної антени

Розглянемо профіль дзеркала осесиметричної параболічної антени, що приведена на рис 26.6.

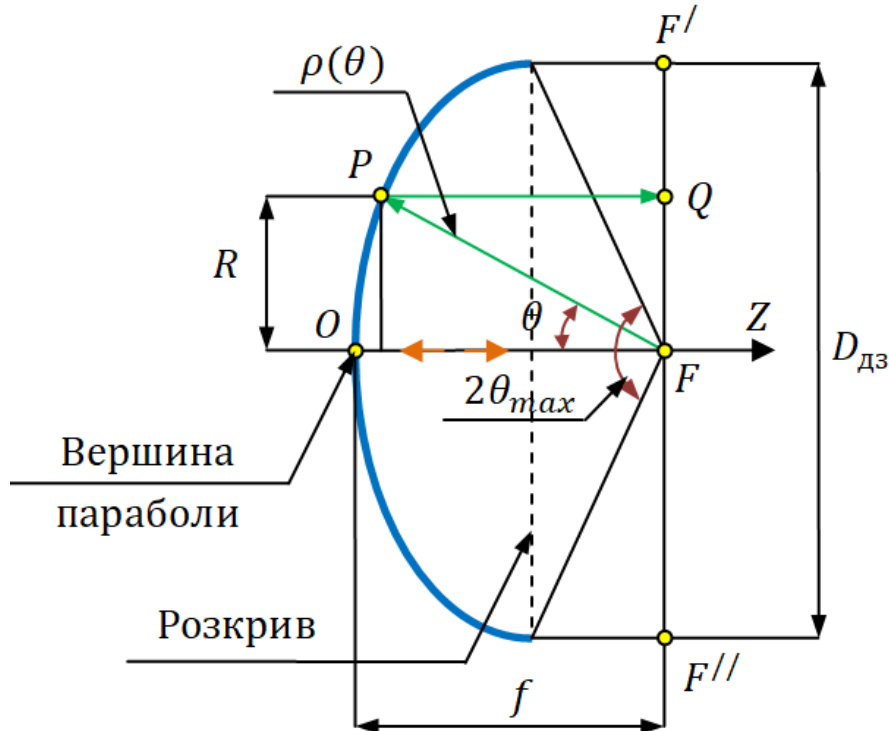


Рисунок 26.6. Профіль дзеркала осесиметричної параболічної антени.

Його параметрами є $D_{\text{дз}}$ – діаметр дзеркала, f – фокусна відстань, максимальний кут розкриву дзеркала – $2\theta_{\text{max}}$, точка O – вершина параболоїда. Якщо початок координат співпадає з фокусом параболоїда (т. F), то із рівності шляхів, що проходить електромагнітна хвиля із фокуса (т. F) в довільному напрямку до дзеркала FP і, відбиваючись від нього, до будь-якої т. Q (на площині FF' , що паралельна апертурі) та подвійної відстані FO (відстані від фокуса т. F вздовж осі дзеркала до вершини т. O і назад), можна знайти профіль дзеркала

$$\begin{aligned} FO + OF &= FP + PQ = 2f, \\ FP &= \rho(\theta), \quad PQ = \rho(\theta)\cos(\theta). \end{aligned} \quad (26.1)$$

У полярній системі координат це рівняння параболі:

$$\rho(\theta) = \frac{2f}{1 + \cos(\theta)}. \quad (26.2)$$

Рівняння параболі в прямокутній і циліндричній системі координат приведені в багатьох підручниках.

Розрізняють довгофокусні дзеркала ($2\theta_{\text{max}} < \pi$ або $f > D_{\text{дз}}/4$) та короткофокусні ($2\theta_{\text{max}} > \pi$ або $f < D_{\text{дз}}/4$).

В довгофокусних дзеркалах фокус параболоїда (т. F) знаходиться поза об'ємом, утвореним поверхнею дзеркала та його апертурою. У короткофокусних – всередині цього об'єму.

В однодзеркальних антенах майже завжди опромінювач (точніше його фазовий центр) знаходиться у фокусі дзеркала. Винятком є дзеркальні антени зі скануванням головною пелюсткою діаграми спрямованості (ДС). Для цього опромінювач повинен мати можливість змінювати своє положення шляхом його переміщення в фокальній площині. При опроміненні дзеркала опромінювачем, на дзеркалі збуджуються поверхневі струми провідності, які в свою чергу збуджують вторинні електромагнітні хвилі, що відбиті дзеркалом. Ці хвилі на апертурі дзеркала мають плоский фазовий фронт (так як дзеркало є параболоїд обертання). На апертурі також формується розподіл амплітуд поля відбитої хвилі, якому відповідає ДС опромінювача. В класичних дзеркальних антенах, рівень амплітуд поля падаючої хвилі на 10 дБ менший на його краях, ніж в центрі дзеркала, це зроблено для зменшення амплітуд бокових пелюсток.

26.3. Характеристики дзеркальних антен

Максимально-досяжні характеристики дзеркальних антен:

– коефіцієнт перекриття по частоті (смуга робочих частот), визначається КСХ, може досягати 10 і більше. Визначається, в першу чергу, смугою робочих частот опромінювача. При цьому, звичайно, змінюється КНД всієї антени.

– коефіцієнт направленої дії визначається:

$$\text{КНД} = 4\pi \frac{S_{\text{геом}} \upsilon}{\lambda^2 \eta}, \quad (26.3)$$

де η – ККД (коефіцієнт корисної дії), υ – коефіцієнт використання площі апертури, λ – довжина хвилі; $S_{\text{геом}}$ – геометрична площа апертури дзеркала.

КНД може досягати 10^8 (80 дБ). Обмежуються зверху точністю виготовлення дзеркал великих діаметрів, а знизу – практичною доцільністю дзеркальних антен з малим КНД (КНД > 17 дБ).

- рівень бокового та заднього випромінювання регламентується обвідними лініями, що задаються організаціями замовника.

Так згідно зі стандарту наземних станцій Intelsat (IESS) (документ IESS-601 Rev. 12 [?]), мета проектування повинна бути такою, щоб при коефіцієнті підсилення 90% рівень кополяризованих та кросполяризованих піків бічних пелюсток не перевищував значень обвідної, описаної як:

$$\begin{aligned} G &= 29 - 25 \log \theta \text{ dBi}, & 1^\circ \leq \theta \leq 20^\circ; \\ G &= -3,5 \text{ dBi}, & 20^\circ < \theta \leq 26,3^\circ; \\ G &= 32 - 25 \log \theta \text{ dBi}, & 26,3^\circ < \theta \leq 48^\circ; \\ G &= -10 \text{ dBi}, & \theta > 48^\circ, \end{aligned}$$

де G – коефіцієнт підсилення обвідної бічних пелюсток відносно ізотропної антени в напрямку геостаціонарної орбіти [дБі], θ – кут у градусах між віссю головного променя та розглянутим напрямком. Ця вимога повинна виконуватися в межах будь-якої частоти, визначеної в пункті 3.2.2, для будь-якого напрямку, який знаходиться в межах 3° від геостаціонарної дуги (Rec. ITU-R S.580-5).

(b) Обов'язкові вимоги до бічних пелюсток передаючої станції (існуючі антени):

Під кутами, що перевищують 1° від осі головного променя і коефіцієнті підсилення 90%, рівень кополяризованих та кросполяризованих піків бічних пелюсток не повинен перевищувати обвідну, що описується як:

$$G = 32 - 25 \log \theta \text{ dBi}, \quad 1^\circ \leq \theta \leq 48^\circ;$$

$$G = -10 \text{ dBi} \quad \theta > 48^\circ,$$

де G та θ визначені вище. Ця вимога повинна виконуватися в межах будь-якої частоти, визначеної у пункті 3.2.2, у будь-якому напрямку в межах 3° від геостаціонарної дуги (Rec. ITU-R S.580-5).

Розглянемо, як приклад, характеристики та параметри двох антен для радіотелескопів.

Приклад А. Так, антена радіотелескопу РТ-22 має наступні параметри:

Діаметр дзеркала $D_{\text{дз}} = 22\text{ м}$, антена дводзеркальна (антена Грегорі), $\lambda_{\text{max}} = 10\text{ см}$ ($f = 3\text{ ГГц}$); $\lambda_{\text{min}} = 8\text{ мм}$ ($f = 37,5\text{ ГГц}$); $S_{\text{эф}} = 170\text{ м}^2$; $\nu = 0,45$ на частоті $37,5\text{ ГГц}$, (КНД = 75 дБ).

Точність виготовлення профіля дзеркала $\delta / D_{\text{дз}} = 1\text{ мм}$ (δ – відхилення форми дзеркала від параболоїда).

Приклад Б. Радіотелескоп РТ-70 (Євпаторія) працює від ДМХ до 8-мм діапазону. Він має наступні параметри:

Діаметр дзеркала $D_{\text{дз}} = 70\text{ м}$; $\nu = 0,85$ в ДМХ діапазоні, антена квазіпараболічна, $\nu = 0,74$ в мм діапазоні; КНД = 87 дБ.

Аналіз формули для коефіцієнта направленої дії показує, що КНД при збільшенні діаметра антени може обмежуватися лише зменшенням коефіцієнта використання площі. Тому розглянемо найбільш важливі фактори, які впливають на коефіцієнт використання площі дзеркальної антени.

Перш за все, попередньо відмітимо, що

$$\nu_{\text{дз.а}} = \nu_{\text{дз}} \nu_{\text{опр}}, \quad (26.4)$$

де $\nu_{\text{дз}}$ та $\nu_{\text{опр}}$ – коефіцієнти використання площі, що залежить від дзеркала і опромінювача.

Для кожного з опромінювачів є оптимальне значення $f/D_{\text{дз}}$, при якому досягається максимальне значення $\nu_{\text{дз.а}}$. Для реальних опромінювачів $f/D_{\text{дз}} = 0,4$. На рис. 26.7 показані залежності $\nu_{\text{дз.а}}$, $\nu_{\text{опр}}$, $\nu_{\text{дз}}$ від відношення $f/D_{\text{дз}}$.

Розглянемо від чого ж залежить $\nu_{\text{дз.а}}$:

- 1) Амплітудного розподілу поля в розкриві (на апертурі дзеркала);
- 2) Затінення частини поверхні дзеркала опромінювачем та його кріпленням (опромінювач);
- 3) Затінення частини струмів на зворотню поверхню дзеркала (апертура – за рахунок дифракції (дзеркало і опромінювач);
- 4) Поява кросполяризаційного випромінювання (опромінювач і дзеркало);

- 5) Фазові помилки еквівалентних струмів на апертурі (апертура);
- 6) Омічні втрати в антені (в металі, у діелектрику), які приводять до зменшення η та збільшення шумової температури антени $T_{шA}$;
- 7) Вплив укриття (це збільшення фазових помилок + додаткові втрати);
- 8) Неточності виготовлення та встановлення елементів антени.

Як правило, це разом дає $v_{дз.а} = 0,5-0,65$.

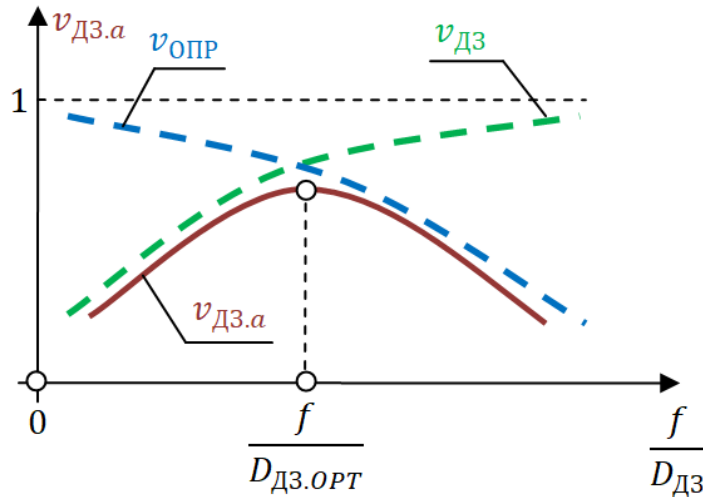


Рисунок 26.7. Залежності $v_{дз.а}$, $v_{опр}$, $v_{дз}$ від відношення $f/D_{дз}$.

Розглянемо, які діаметри дзеркальних антен доцільно використовувати в дзеркальних антенах.

Мінімальний діаметр дзеркальної антени обмежений максимальною довжиною хвилі робочої смуги частот, тому що з практичних міркувань не доцільно використовувати дзеркала для яких не виконується умова:

$$\lambda_{max} \geq \frac{D_{дз}}{3}.$$

Для цього випадку

$$КНД = 4\pi \frac{\pi D_{дз}^2}{4\lambda^2} v_{дз.а} = 44,4 (16,596 \text{ дБ}). \quad (26.5)$$

Максимальний діаметр дзеркальної антени обмежується точністю виготовлення профіля дзеркала. Особливо це питання актуальне на верхніх частотах робочої смуги частот великих дзеркал космічного радіозв'язку та радіоастрономії. Відомо, що мінімально можлива випадкова абсолютна помилка при виконанні поверхні дзеркала або помилка форми дзеркала δ (рис. 26.8а) при заданій технології виробництва зростає пропорційно $D_{дз}$. Тому відносна точність виготовлення дзеркала є константою

$$\frac{\delta}{D_{дз}} = \text{const}.$$

26.4. Фазові похибки дзеркальних антен

При відхиленні профіля параболоїда від ідеальної форми виникає фазова похибка (рис. 26.8а). Тут також показані втрати КНД від середньоквадратичної похибки форми дзеркала (рис. 26.8б)

$$(FPQ - 2f) \frac{2\pi}{\lambda} = \psi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta (1 + \cos \theta). \quad (26.6)$$

При якомусь значенні $D_{\text{дз}}$ фазова похибка ψ стає вищою за допустимий рівень і подальше збільшення діаметру антени буде недоцільним (це ж буде при зменшенні λ при заданому діаметрі), тому що зміни приводять до зменшення КНД.

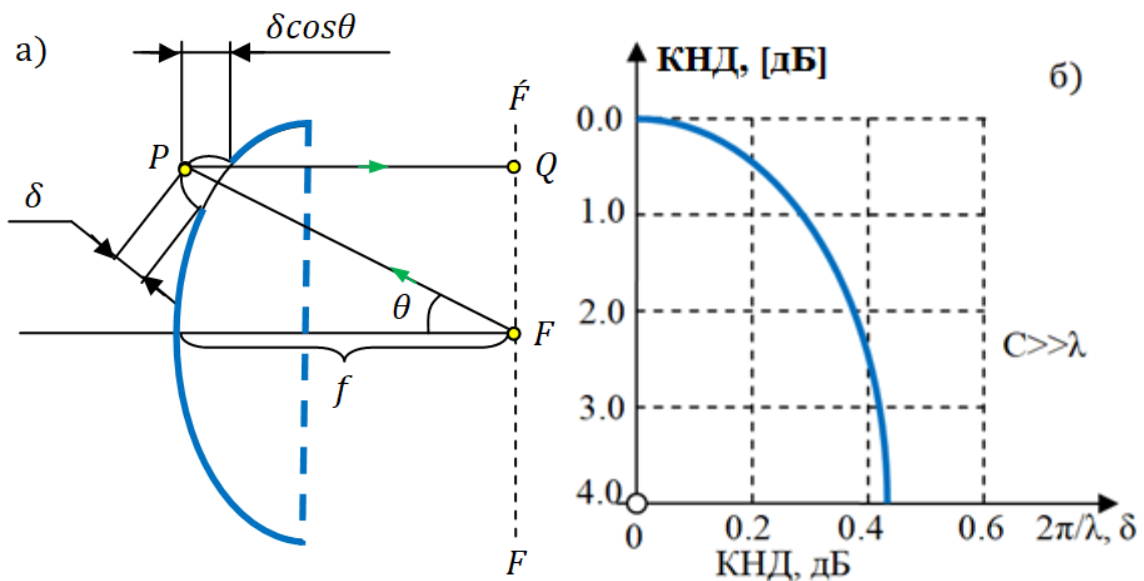


Рисунок 26.8. Причина фазової похибки та залежність зменшення КНД антени від середньоквадратичної похибки форми дзеркала.

На рис. 26.8б, через C позначено інтервал кореляції, що характеризує середню величину області деформації дзеркала. Він залежить від технології виготовлення дзеркала. Як правило вона складає декілька довжин хвиль і задовольняє нерівності

$$\frac{\lambda}{\pi} < C \ll 2R_{\text{дз}}.$$

При заданій відносній похибці $(\frac{\delta}{2R_{\text{дз}}})$ маємо максимальне КНД антени, яке

не можна збільшити ні збільшенням $D_{\text{дз}}$, ні зменшенням λ . Правильне врахування впливу випадкових помилок дозволяє вибрати максимальний розмір $D_{\text{дз}}$ при заданому λ , або ж вибрати λ_{min} при заданому $D_{\text{дз}}$.

Допуском на дзеркало $\delta_{\text{доп}}$ називають таке відхилення поверхні дзеркала від розрахованої (в той чи інший бік), яке не перевищує, заданого з вірогідністю, (0,9, 0,95, 0,99). Величина $\delta_{\text{доп}}$ визначається рівнем технології виробництва.

Якщо випадкове відхилення поверхні дзеркала від параболоїда відповідає нормальному закону з нульовим середнім (згідно з теорією вірогідності), то для забезпечення допуску з вірогідністю 0,99 середньоквадратичне значення відхилення визначається за формулою:

$$\bar{\delta} = \frac{\delta_{\text{доп}}}{2,6},$$

звідки $\delta_{\text{доп}} = 2,6\bar{\delta}$, це і є допуск по виробництву.

Відносний допуск можливо представити:

$$\frac{\bar{\delta}}{2R_{\text{дз}}} = k \times 10^{-m},$$

де m та k характеризуються виробництвом.

1. Для серійного виробництва $m = 3$, $k = 0,4$, тоді при $D_{\text{дз}} = 3$ м, дзеркало може мати допуск $\delta_{\text{доп}} = 3,1$ мм.
2. Якщо параболічна поверхня виготовлена обертанням рідкої пластмаси з доведенням її до твердого стану з подальшою металізацією, то при цьому:

$$\frac{\bar{\delta}}{2R_{\text{дз}}} = 2,4 \times 10^{-5}, \quad \delta_{\text{доп}} = 0,2 \text{ мм.}$$

3. При індивідуальному виробництві з підгонкою:

$$\frac{\bar{\delta}}{2R_{\text{дз}}} = 10^{-4}, \quad \delta_{\text{доп}} = 0,8 \text{ мм.}$$

На практиці, при визначенні допуску $\delta_{\text{доп}}$ виходять із допустимої фазової помилки у центрі дзеркала

$$\psi_{\text{доп}} = \pm \frac{\pi}{8} = \frac{4\pi}{\lambda} \delta_{\text{доп}}. \quad (24.7)$$

Звідси визначимо

$$\delta_{\text{доп}} \leq \frac{\lambda}{32}. \quad (24.8)$$

Середньоквадратична помилка форми дзеркала при заданому $R_{\text{дз}}$ фактично визначає можливий діапазон використання параболічної антени, який визначається наближеною формулою

$$\frac{\lambda_{\text{max}}}{\lambda_{\text{min}}} = \frac{2R_{\text{дз}}}{100 \div 300} \bar{\delta}. \quad (24.9)$$

Величина $\lambda_{\max}$ знаходиться із умови застосування геометричної оптики при розрахунках поля на апертурі

$$\lambda_{\max} \leq \frac{R_{\text{дз}}}{5 \div 10}.$$

Рахувати треба також, що

$$\bar{\delta} \leq \frac{\lambda_{\min}}{20 \div 30}.$$

Звідси визначаємо

$$\lambda_{\min} = (20 \div 30) \cdot \bar{\delta}. \quad (24.10)$$

На рис. 26.9 показані фотографії реальних однодзеркальних антен, що використовуються для приймання сигналів телебачення зі супутників.



Рисунок 26.9. Фотографії однодзеркальних супутникових антен.

Лекція 27. Опромінювачі дзеркальних антен

27.1. Основні поняття про опромінювачі

Опромінювач є елементом дзеркальної антени, який багато в чому визначає максимально-досяжні характеристики і параметри цієї антени.

Опромінювачі дзеркальних антен повинні відповідати наступним вимогам:

1. Амплітудна ДС опромінювача повинна забезпечувати вибраний амплітудний розподіл у розкритті дзеркала та мати мінімальне випромінювання поза дзеркалом.

2. Фазова характеристика направленості повинна мати фазовий центр, який повинний співпадати з фокусом дзеркала.

3. Поперечні розміри опромінювача не повинні бути занадто великими, щоб не відбувалося значне затінення розкриття дзеркала.

4. Електрична міцність опромінювача повинна забезпечувати пропускання максимальної потужності радіосистеми без пробою.

5. Робоча смуга частот опромінювача повинна відповідати смузі робочих частот радіосистеми.

6. Конструкція опромінювача повинна забезпечувати його стійкість до зміни метеоумов.

Розглянемо деякі конструкції опромінювачів параболічних антен та їх характеристики.

27.2. Вібраторні опромінювачі

В дециметровому діапазоні довжин хвиль застосовуються опромінювачі переважно з коаксіальною лінією живлення, а в сантиметровому – з хвилевідною лінією живлення.

Опромінювачі з коаксіальною лінією живлення складаються із активного вібратора і контррефлектора у вигляді пасивного вібратора чи диска. Конструкції класичних вібраторних опромінювачів з коаксіальною лінією живлення (жорсткий коаксіал) показані на рис. 27.1.

На рис. 27.1(а) приведена конструкція з симетруючим чвертьхвильовим КЗ стаканом, на рис. 27.1(б) – з щілинним симетруючим пристроєм.

Фазовий центр в усіх конструкціях знаходиться між вібратором і рефлектором. Перша конструкція більш вузькосмугова, але може пропустити більшу потужність. Оптимальний кут розкриття $140\text{--}160^\circ$.

На рис. 27.2 показаний вібраторний опромінювач з хвилевідною лінією живлення. Конструкція, що показана на рис. 27.2, має вібратор довжиною $0,72\lambda$, який кріпиться у хвилеводі за допомогою фторопластової втулки, яка вставлена в хвилевід в місці його звуження в E -площині. Основна хвиля в хвилеводі H_{10} [хвилевід $(0,15\text{--}0,17)\lambda$]. Контррефлектором є КЗ відрізок коаксіальної лінії передачі, внутрішнім провідником якої є хвилевід (в коаксіалі використовується

хвиля H_{11}). Така конструкція близька за ДС елементу Гюйгенса (ДС є кардіоїда). Діаграма осесиметрична, з шириною променя приблизно 130° (за рівнем -10 дБ). Смуга частот 12% при $K_{СХ} \leq 1.5$. Параметри конструкції наступні: переріз хвилевода $5,1 \times 22,9$ мм²; довжина вібратора 22,9 мм; діаметр резонатора 36,8 мм, глибина резонатора 8,9 мм, діапазон робочих частот 8,5–9,6 ГГц.

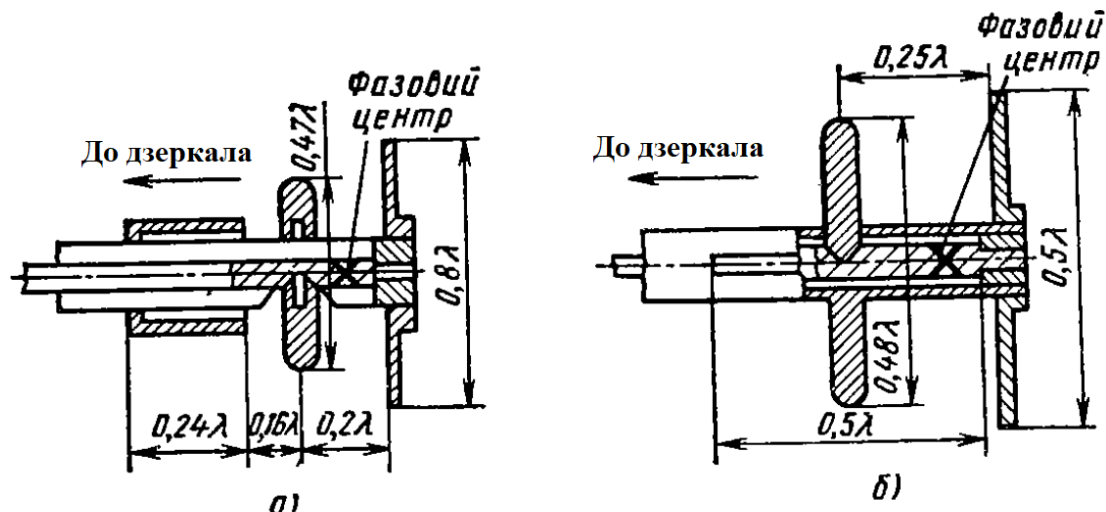


Рисунок 27.1. Вібраторні опромінювачі з коаксіальним живленням з параметрами $A = 0,47\lambda_0$, $B = 0,19\lambda_0$, $C = 0,8\lambda_0$, $D = 0,24\lambda_0$, $E = 0,16\lambda_0$ (а) і $A = 0,48\lambda_0$, $B = 0,259\lambda_0$, $C = 0,5\lambda_0$, $D = 0,5\lambda_0$ (б), де X – фазовий центр.

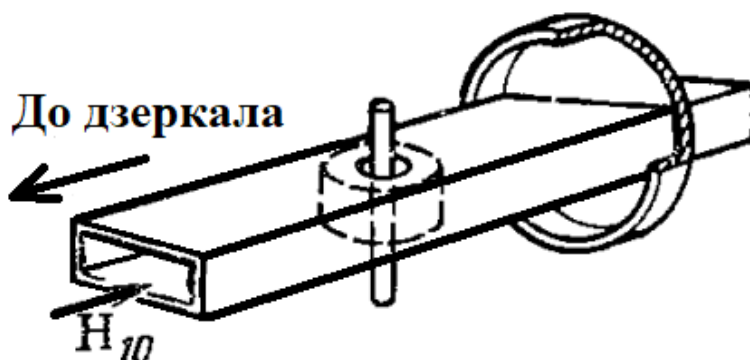


Рисунок 27.2. Вібраторний опромінювач із хвилеводним живленням.

На рис. 27.3 показані варіанти вібраторних опромінювачів з хвилевідним живленням з хвилею H_{10} . Відстань між вібраторами $\lambda/3$. Другий з них має осесиметричну ДС.

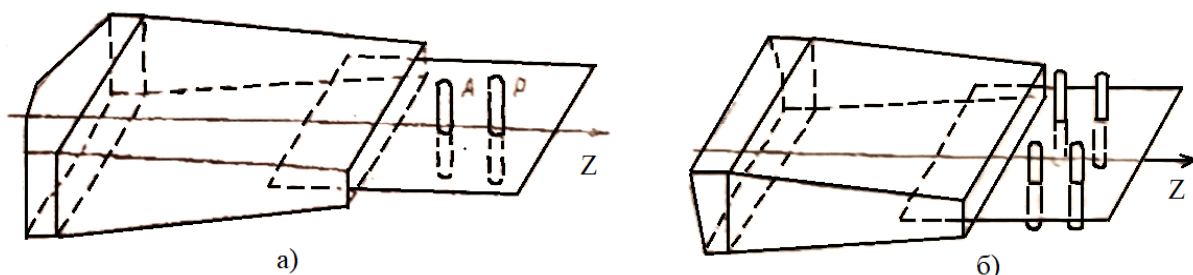


Рисунок 27.3. Вібраторні опромінювачі, що збуджені прямокутним хвилеводом.

На рис. 27.4 показаний двощілинний опромінювач з хвилевідною лінією живлення (опромінювач Катлера). Компактний, але вузькосмуговий (смуга частот 3%). $v_{\text{аперт}} = 0,57$, ширина головної пелюстки ДС в площинах E та H близько 130° за рівнем -10 дБ. Для узгодження використовують плавний перехід (звуження вузьких стінок) і стрижень, що ставиться в дальню від дзеркала торцеву стінку резонатора. Параметри опромінювача: переріз хвилевода $5,1 \times 22,5$ мм, довжина резонатора $22,2$ мм, глибина резонатора $4,9$ мм, діаметр фланця $44,5$ мм.

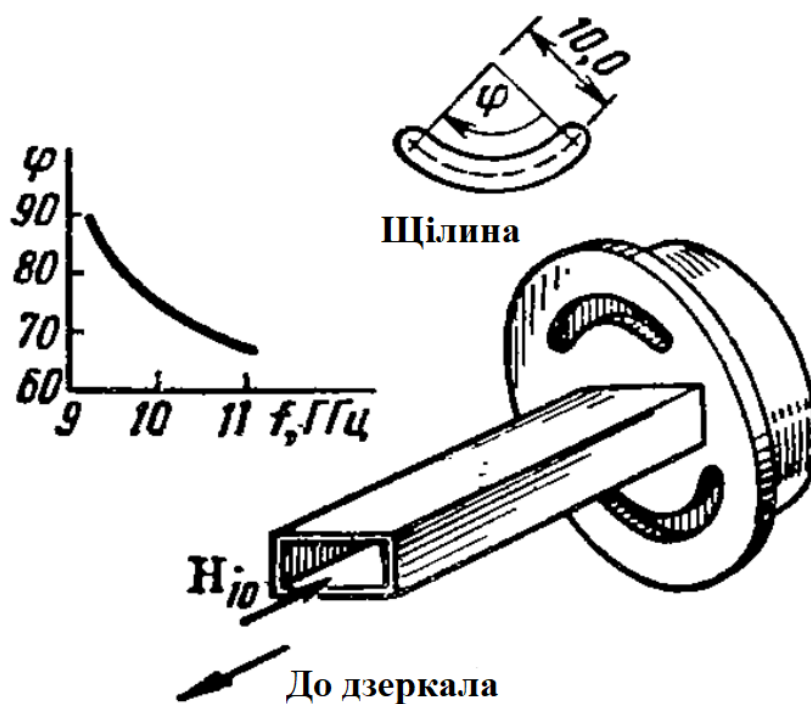


Рисунок 27.4. Двощілинний опромінювач Катлера.

27.3. Хвилевідні та рупорні опромінювачі

Характеристики їх ми вже розглянули раніше, а найбільш прості з них показані на рис. 27.5.

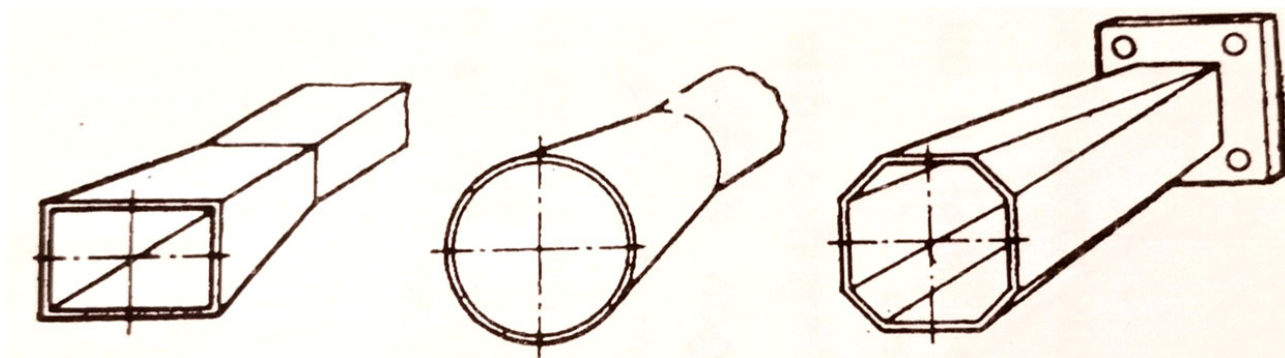


Рисунок 27.5. Прості рупорні опромінювачі.

З рупорних опромінювачів найкращі характеристики мають гофровані рупори (рис. 27.6). Кільцеві азимутальні канавки гофри мають глибину $\lambda/4$,

розташовані на відстані $0,1\lambda$ одна від іншої. Основна хвиля гібридна HE_{11} , частотна характеристика гофрованого опромінювача слабо залежить від розміру $2a$. При $a/\lambda \geq 1,2V_{фHE11}$ (фазова швидкість хвилі HE_{11}) майже не змінюється з частотою, наближаючись до швидкості світла c .

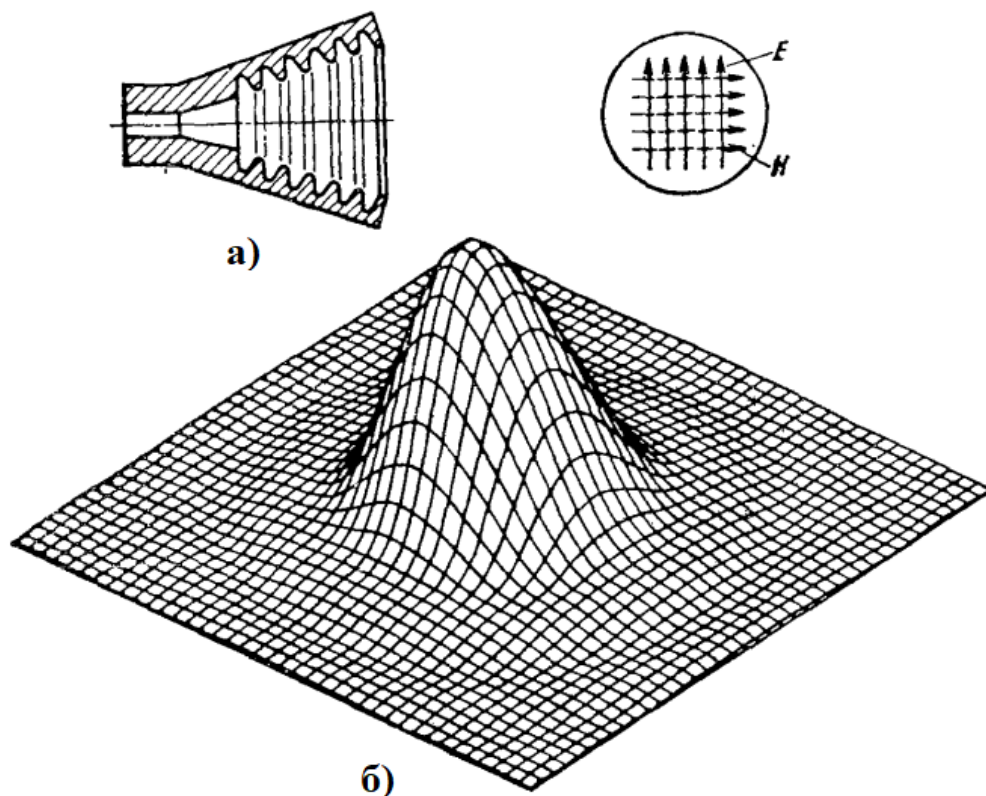


Рисунок 27.6. Гофрований рупорний опромінювач (а) та його ДС (б).

При 50% зміні частоти ширина головної пелюстки ДС гофрованого рупора змінюється на 6–7%. При встановленні додатково в гофрований рупор ще й лінзи, коефіцієнт використання площі дзеркальної антени може досягти 0,9.

В якості лінійних опромінювачів використовуються хвилевідні щільні решітки, мікросмушкові лінійні решітки. Як ширококутові, використовуються логоперіодичні вібраторні антени (ЛПВА).

27.4. Дводзеркальні антени

Дводзеркальні антени виконуються за схемами Касегрена (рис. 26.2), Грегорі (рис. 26.4) та квазіпараболічної антени (рис. 26.5) приведено в лекції 26.

Антенна Касегрена (рис. 26.2) складається із дзеркала 1 (параболоїд обертання), опромінювача 3, допоміжного дзеркала 2 (у вигляді гіперболоїда обертання). В цій антені перший фокус $F1$ допоміжного дзеркала суміщений з фокусом основного дзеркала. В другому фокусі $F2$ допоміжного дзеркала знаходиться фазовий центр опромінювання 3. Тому хід променів в ній відповідає рис. 26.2 (лекція 26).

Ця антена, як дводзеркальна, дає можливість зменшити втрати потужності НВЧ, розмістивши основну конструкцію опромінювача за дзеркалом. Коефіцієнт

використання площі в неї 0,6–0,65. Зменшення фокусної відстані головного дзеркала, а також невелике поле розсіювання опромінювача в задню півсферу головного дзеркала зменшує шумову температуру антени.

Недоліками антени є зворотня реакція допоміжного дзеркала на опромінювач, збільшення запізнення в порівнянні з однодзеркальною антеною.

Антенa Грегорі (рис. 26.4). В ній використовується два ввігнуті дзеркала. Велике (основне) дзеркало з параболічною формою, допоміжне з еліптичною формою поверхні. Один із фокусів F_1 допоміжного дзеркала суміщений з фокусом головного дзеркала. Другий F_2 – з фазовим центром опромінювача. В цій антені сумарний коефіцієнт використання площі антени вищий ніж в антені Касегрена, тому цей тип антен має переваги при будівництві антен великих діаметрів.

Квазіпараболічні дводзеркальні антени (рис. 26.5). Антенa Грегорі може бути додатково оптимізована за рахунок часткової зміни форми основного дзеркала і допоміжного. При цьому на апертурі основного дзеркала зберігається синфазність поля, але при цьому досягається більш рівномірне опромінення основного дзеркала. Це і є квазіпараболічна дводзеркальна антенa. Коефіцієнт використання площі цієї антени стає вищим.

Хід променів в ній відмінний від антени Касегрена і Грегорі (рис. 26.4). Ідея виконання таких антен належить Бахраху Л.Д. За цією схемою виконана антенна система радіотелескопа РТ-70 (Євпаторія, Крим). Її характеристики $D = 70$ м, $\nu = 0,8$ в дециметровому (ДМХ) та 0,74 в сантиметровому діапазонах довжин хвиль. Використовується також в діапазоні 8 мм (37,5 ГГц), при цьому КВП зменшується на 20%.



Рисунок 27.7. Дводзеркальна антенa.

На сьогодні побудовані антени з дзеркалами, що складаються з окремих сегментів, орієнтація яких управляється. Завдяки цьому досягнуто відхилення від заданої форми дзеркала $\Delta/R_{\text{дз}} \approx 10^{-6}$. На цьому принципі побудована антена радіотелескопа РАТАН-600. Вона складається із 900 панелей ($74 \times 2 \text{ м}^2$) які встановлені по кільцю діаметром 588 м. Ця антена має на 8 мм ширину головної пелюстки $4.3''$ (Карачаєво-Черкесія, рис. 27.8).

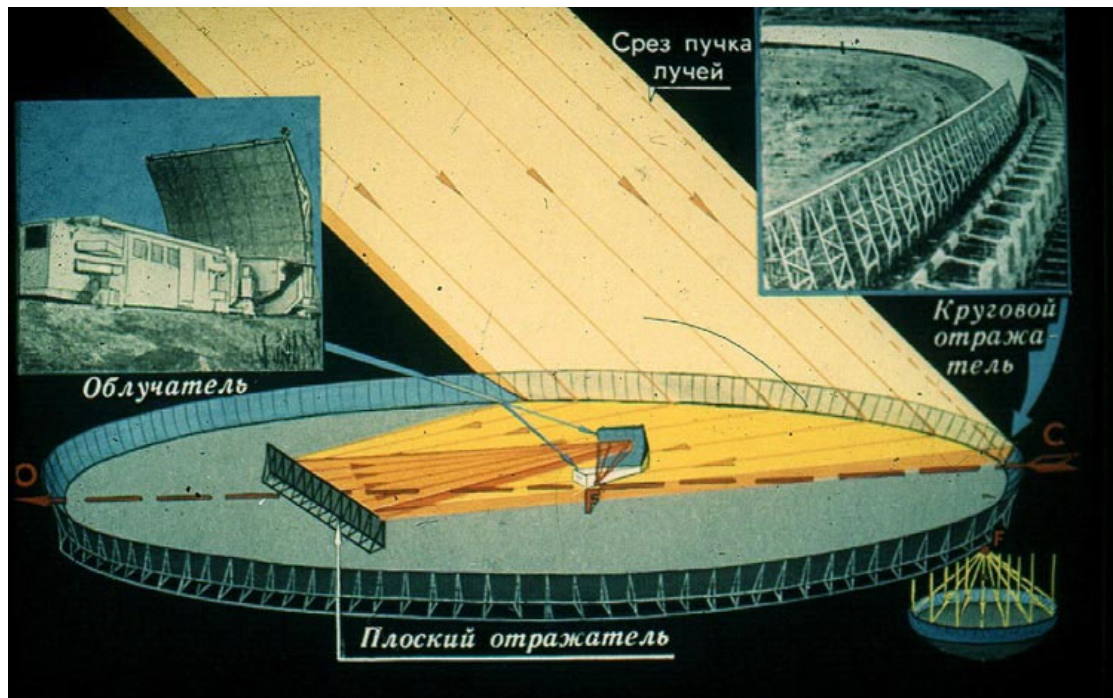


Рисунок 27.8. Дводзеркальна антена РАТАН-600.

Крім розглянутих антен є дзеркальні сферичні антени, антени з дзеркалом спеціальної форми та інші.

Список літературних джерел

1. М. Г. Бова «Антени надвисоких частот» — курс лекцій. 1958–1959 рр. Нанкінський університет. Нанкін. КНР. — 262 с.
2. М. Г. Бова, Г. В. Резніков. «Антени і пристрої НВЧ» Навч. посібник. — 1982, 1997 рр. — 280 с. — Київ: Вища школа.
3. А. Г. Дорохов. «Розрахунок і конструювання АФП.» Навч. посібник. — 1960 р. — 450 с. — Харків.
4. Spindler, Eberhard Antennen. Anleitung zum Selbstbau Published by Verl. Technik, 1990 (Є переклад з німецької).
5. «Зверхширокосмугові антени» / під ред. Бененсона Л. С. — 1964 р. — 416с. (Переклад з англійської).
6. Rothammels Antennenbuch Krischke, Alois. - Baunatal: DARC-Verl., 2013, 13., aktualisierte und erw. Aufl. (Є переклад з німецької).
7. В. М. Шокало, В. І. Правда, В. А. Усін, В. С. Вунтесмері, Д. В. Грецьких. «Електродинаміка та поширення радіохвиль.» — ч. 1 — 2009 р. — 287 с.; ч. 2 — 2010 р. — 435 с. — Харків.
8. Thomas A. Milligan. «Modern Antenna Design. » Second Edition. — 2005 р. — 663 с.
9. С. А. Balanis. «Antenna Theory, Analysis and Design. » 2-nd ed. — Wiley, New York, 1997.
10. V. H. Rumsey. «Frequency Independent Antennas» — Academic Press, New York, 1966.
11. Ф. Ф. Дубровка, В. М. Глушенко, О. М. Купрій. «Патент № 1 Україна.» — Опубл. 30.06.1995 р. — Бюл. винаходів № 2.
12. В. М. Глушенко, Ф. Ф. Дубровка, О. М. Купрій, О. Є. Шренк. «Логоперіодичні вібраторні антени». Вісті вищих учбових закладів. Радіoeлектроніка», 1998 р., № 12, с. 20–25.
13. Ільницький Л. Я., Савченко О. Я., Сібрук Л. В. «Антени та пристрої надвисоких частот» Підручник для ВНЗ. Під ред. Л. Я. Ільницького. — К.: Укртелеком, 2003. — 496 с.
14. Д. О. Василенко. «Вузькосмугове та широкосмугове узгодження комплексних навантажень.» — Київ: НТУУ «КПІ», 2015 р. — 60,25 с.
15. О. М. Купрій, С. Є. Мартинюк, С. М. Літвінцев. Навчальний посібник до виконання лабораторних робіт бакалаврів з дисципліни «Антени». — Київ: НТУУ «КПІ», 2023 р. — 42 с.

Дисертації кафедри ТОР

16. Ленівенко В. А. «Дискостержневі випромінювачі для радіотехнічних систем з керуванням поляризацією» дисертація к.т.н. Київ, 1988р. 141с. НТУУ «КПІ»;

- 17.Пантов В. С. «Випромінювачі та частотно-селективні поверхні на основі періодичних метало-діелектричних структур» дисертація к.т.н. Київ, 1996 р. НТУУ «КПІ»;
- 18.Кім О. С. «Аналіз та оптимізація всеспрямованих та гостронаправлених вісесиметричних дводзеркальних антен» дисертація к.т.н. Київ, 2000 р. НТУУ «КПІ»;
- 19.Мартинюк С. Є. «Широкопasmові смужкові антенні решітки» дисертація к.т.н. Київ, 2003 р. НТУУ «КПІ»;
- 20.Пільтяй С. І. «Широкопasmові когерентні ортомодові перетворювачі на основі коаксiальних ребристих структур» дисертація к.т.н. Київ, 2018 р. НТУУ «КПІ».

Дипломні проекти магістрів кафедри ТОР

Кім О.С. (1996), Вароді Ф.Ф. (1998), Заскальний В.В. (1998), Єфімов О.В. (1999), Козак О.В. (2000), Кравченко Р.В. (2001), Купрій М.О. (2002), Коновалюк П.П. (2005), Коліщук О.В. (2005), Закордонець В.С. (2007), Вербняк О.М. (2010), Бутирін Я.В. (2012).

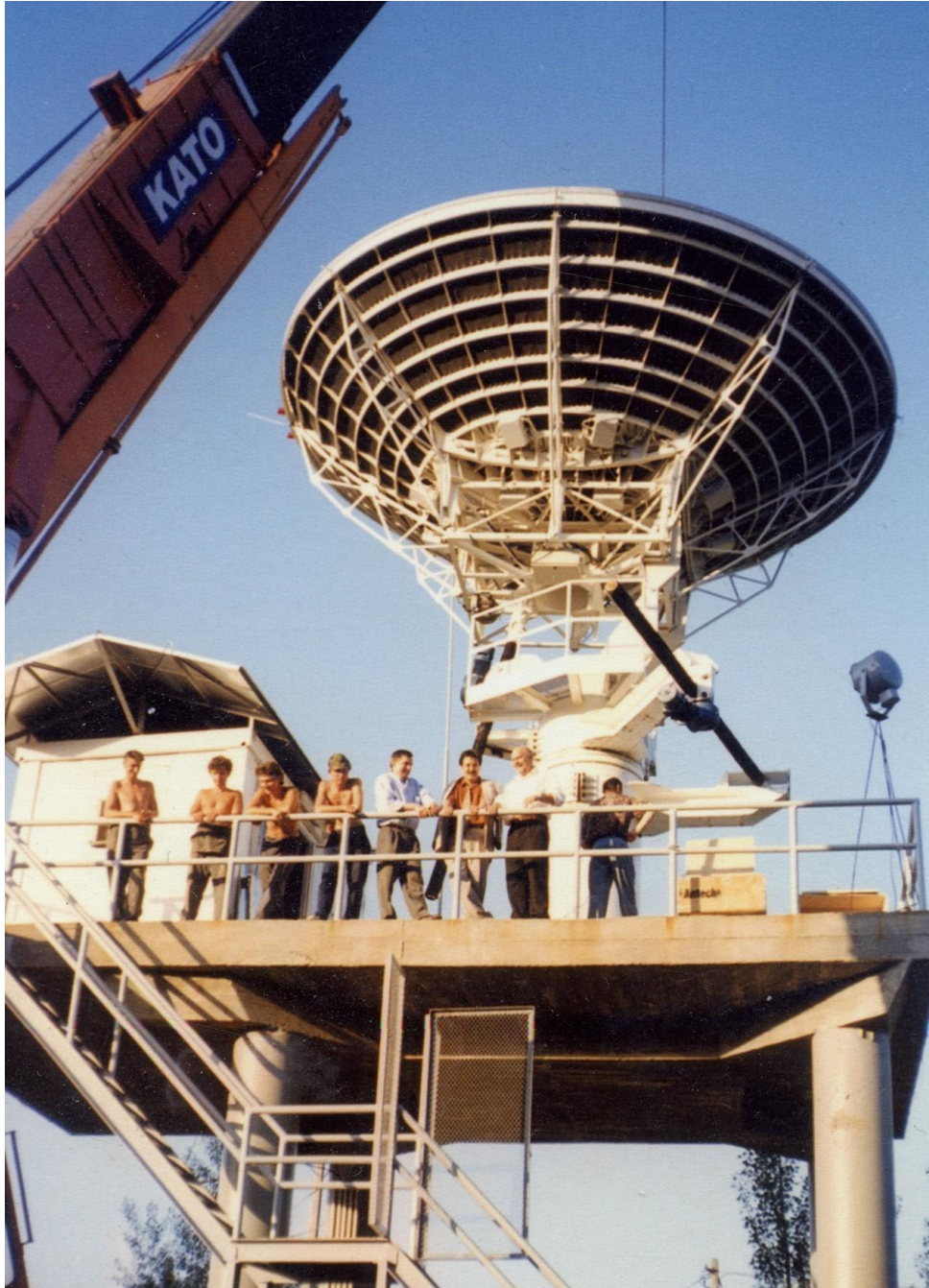
Додаткова література

- 21.Thomas A. Milligan. Modern antenna design. Second edition. 2005.
- 22.Бова Н.Т., Резніков Г.В. Антени та пристрої НВЧ. – К.: Вища школа, 1982. – 260.
- 23.Hansen Robert C., Collin Robert E. Small Antenna Handbook. John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2011, 346 p.
- 24.Fang D.G. Antenna Theory and Microstrip Antennas. CRC Press, 2009. — 312 p.

Додаток А

Дводзеркальна антена діаметром 7 м.

Виготовлена в Тернополі, опромінювач антени оптимізований на кафедрі ТОР. Побудована на території телецентру м. Київ, випускниками РТФ.



Київ 2000 р. Керівник будівництва від кафедри ТОР к.т.н. Петрушевський Ю.В.

Будівничі: наукові співробітники кафедри Литвин М. М., Литвин С.М. та колеги із Італії.

Додаток Б

Дводзеркальна антена, діаметром 9 м, наземного комплексу управління супутника «Либідь», створеного біля м. Євпаторії, в будівництві яких приймали участь випускники РТФ.

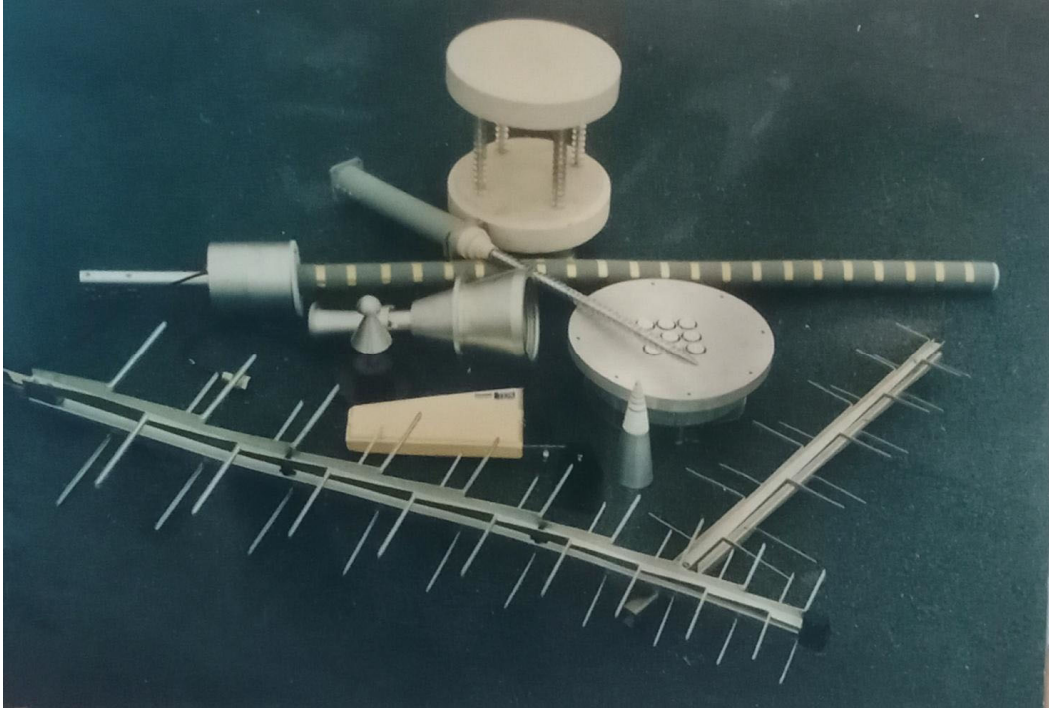


2014 рік. Купрій М.О. та колеги із Німеччини.

Додаток В

Антенна виставка кафедри ТОР

У лабораторії 328 кафедри радіоінженерії (до 2021 кафедра теоретичних основ радіотехніки) знаходиться виставка антен, які були розроблені співробітниками та студентами кафедри теоретичних основ радіотехніки.



Виставка антен, розроблених на кафедрі ТОР.

Додаток Г

Станція радіотехнічної розвідки «Кольчуга» з антенними системами різних модифікацій

За способом дії – пасивний радар. Завдяки відсутності активних випромінювань, «Кольчуга» не може бути виявлена засобами радіоелектронної розвідки. Станцію виробляв завод «Топаз» м Донецьк. З початком російсько-української війни у 2014 році виробництво переведене до НВК Іскра м. Запоріжжя.



Рисунок Г.1. Станція радіотехнічної розвідки «Кольчуга».

Радіус дії станції: 600 км у глибину території, 150 км по фронту. Для повітряних цілей на висоті до 10 км радіус дії в глибину території становить до 800 км. Чутливість радіотракту складає від 110 до 155 дБ/Вт у смузі панорамного огляду. Це забезпечують п'ять антенних систем, розрахованих на різну довжину хвилі. Кольчуга-М, відстежує імпульсне та безперервне випромінювання на частотах 135–170, 230–470 та 750–18000 МГц.

Антенні системи цієї станції були модернізовані на кафедрі теоретичних основ радіотехніки РТФ НТУУ «КПІ». Науковий керівник робіт проф. Дубровка Ф.Ф.



Рисунок Г2. Виконавці: Литвин М.М., Литвин С.М., Мартинюк С. Є., Степаненко П.Я., Терещенко В., Глушенко В.М. — співробітники каф. ТОР РТФ.

Додаток Д

Високоєфективна дводзеркальна двополяризаційна антена земної станції С/Ки діапазонів частот (Тернопіль).



Оптимізацію опромінювальної системи цієї антени виконав к.т.н. Кім О. С.

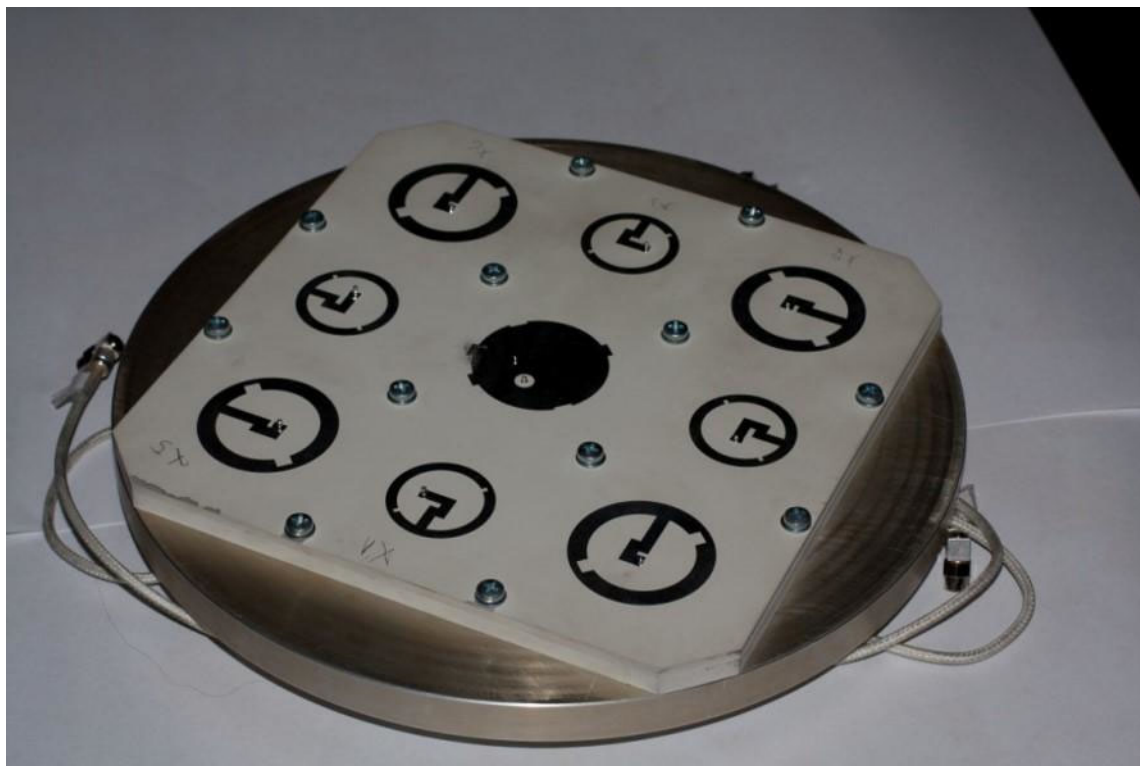
Додаток Е

Ультраширокопосмугова (10:1) приймально-передавальна антенна система радіолокаційного комплексу «Мінерал М».



Автори розробки – співробітники та викладачі кафедри ТОР РТФ НТУУ «КПІ».

Додаток Ж



Антенна решітка навігаційного комплексу GPS/GLONASS з можливістю адаптивного придушення активних завад.

Антенна забезпечує необхідні робочі характеристики в діапазонах частот супутникових навігаційних систем:

GPS L1: 1570–1585 МГц; GPS L2: 1226–1237 МГц; GLONASS L1: 1593–1608 МГц; GLONASS L2: 1237–1254 МГц.

Коефіцієнт відбиття випромінювачів менший –13 дБ.

Середнє значення коефіцієнта підсилення випромінювачів 5 дБ, поляризація права кругова. Коефіцієнт еліптичності в напрямку зеніту менший 3 дБ.

Дослідний зразок адаптовної антенної решітки забезпечує можливість одночасного придушення двох активних завад на 40 дБ.

Автори розробки – співробітники та викладачі кафедри ТОР РТФ НТУУ «КПІ».

Додаток 3

Опромінювально-перетворювальні модулі розроблені доцентом кафедри радіоінженерії Пільтяєм Степаном Івановичем.

Опромінювально-перетворювальний модуль Ка-діапазону частот використовується для прийому сигналів із ортогональними коловими поляризаціями.



Опромінювально-перетворювальний модуль Ku-діапазону частот для прийому сигналів із ортогональними лінійними поляризаціями.



Опромінювально-перетворювальний модуль С-діапазону частот для прийому сигналів із ортогональними коловими поляризаціями (зверху) і дводіапазонний опромінювально-перетворювальний модуль С/Ku діапазонів частот (знизу).

Додаток І

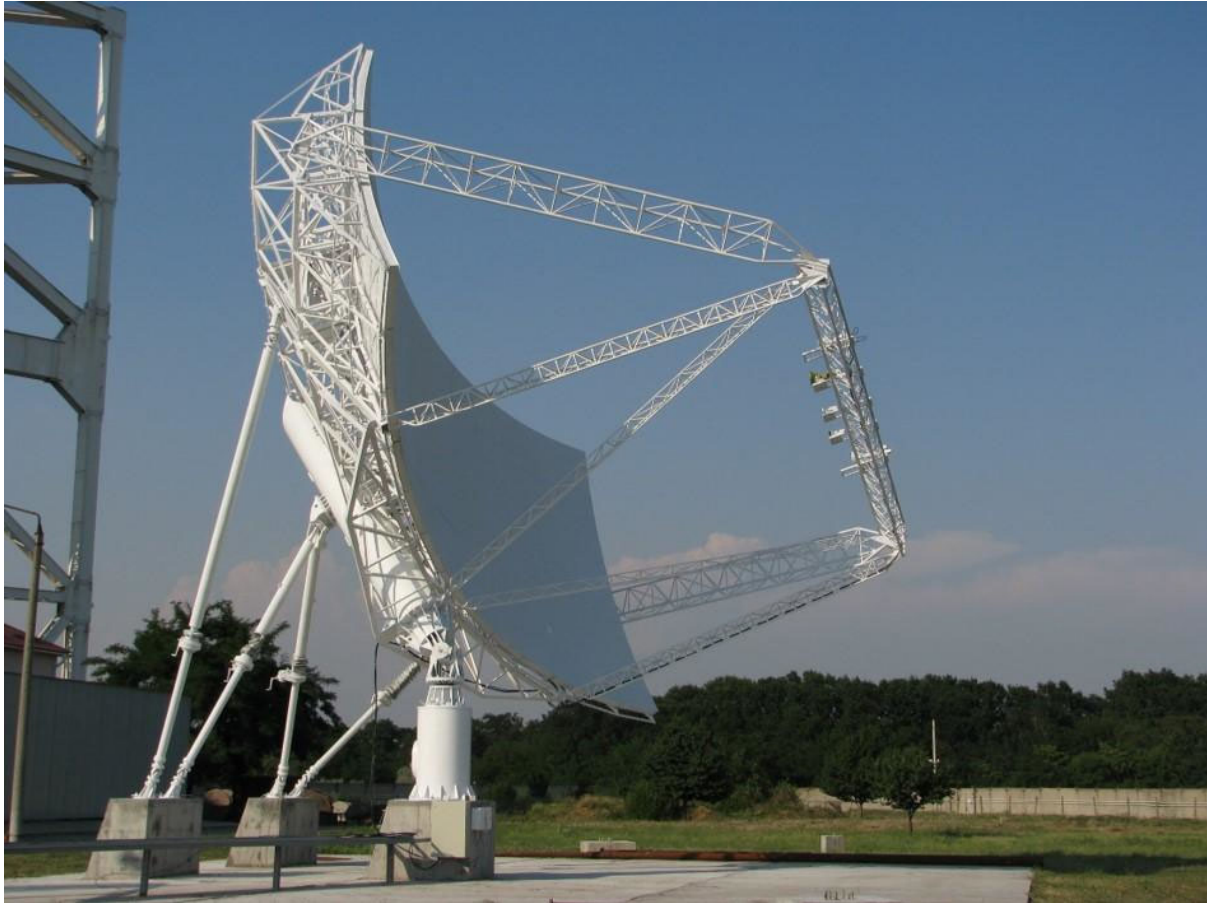
Антенний комплекс побудований в Малазії.



Автори розробки – Дубровка Ф. Ф., Литвин С. М., Литвин М. М.

Додаток К

Багатопротенева багатодіапазонна, двополяризаційна, рефлекторна антенна система земної станції (16×7 м).



Розробники отримали звання лауреатів державної премії України 2012 р.
(Дубровка Ф. Ф., Глушенко В. М., Литвин С. М., Литвин М. М.)

Додаток Л



Моноімпульсний рупорний опромінювач на хвилях H_{11} і H_{21} для антени земної станції з можливістю автоматичного слідкування за низьколітаючими супутниками.

Розробники: проф. Дубровка Ф. Ф., доцент Мартинюк С.Є., аспірант Дубровка Р. Ф.