

О. В. Тоцький, В. В. Науменко

АНТЕННІ ПРИСТРОЇ І КОМПЛЕКСИ

Частина 1

2021

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Національний аерокосмічний університет ім. М. Є. Жуковського
«Харківський авіаційний інститут»

О. В. Тоцький, В. В. Науменко

АНТЕННІ ПРИБРОЇ І КОМПЛЕКСИ

Частина 1

Конспект лекцій

Харків «ХАІ» 2021

УДК 621.396.67 (076.5)

T64

Рецензенти: д-р фіз.-мат. наук, проф. І. М. Миценко,
канд. фіз.-мат. наук А. М. Лінкова

Тоцький, О. В.

T64 Антенні пристрої і комплекси [Електронний ресурс] : консп. лекцій
Ч. 1. / О. В. Тоцький, В. В. Науменко. – Харків : Нац. аерокосм. ун-т
ім. М. Є. Жуковського «Харків. авіац. ін-т», 2021. – 93 с.

Розглянуто параметри антен у режимах передачі і прийому, наведено математичний і фізичний аналіз симетричного вібратора, а також синфазної і протифазної систем з двох випромінювачів. Досліджено дискретну антенну решітку з неспрямованим і спрямованим випромінювачами. Сформульовано теорему множення діаграм спрямованості й метод навідних ЕРС, на їх основі розглянуто директорну антену і вплив провідної поверхні на випромінювання антен. В окремому розділі досліджено розкриви з різними амплітудно-фазовими розподілами.

Для студентів вищих навчальних закладів, які вивчають курси «Антенні пристрої і комплекси» та «Анени та розповсюдження радіохвиль».

Іл. 29. Табл. 1. Бібліогр.: 9 назв

УДК 621.396.67 (076.5)

- © Тоцький О. В., Науменко В. В., 2021
- © Національний аерокосмічний університет ім. М. Є. Жуковського «Харківський авіаційний інститут», 2021

1. ПАРАМЕТРИ АНТЕН

1.1. Роль та призначення антен під час передачі та прийому

Зв'язок між **передавальною** (рис. 1.1, а) та **приймальною** (рис. 1.1, б) радіостанціями здійснюють за допомогою електромагнітних хвиль, що випромінюються на передавальній станції та надходять до приймача.

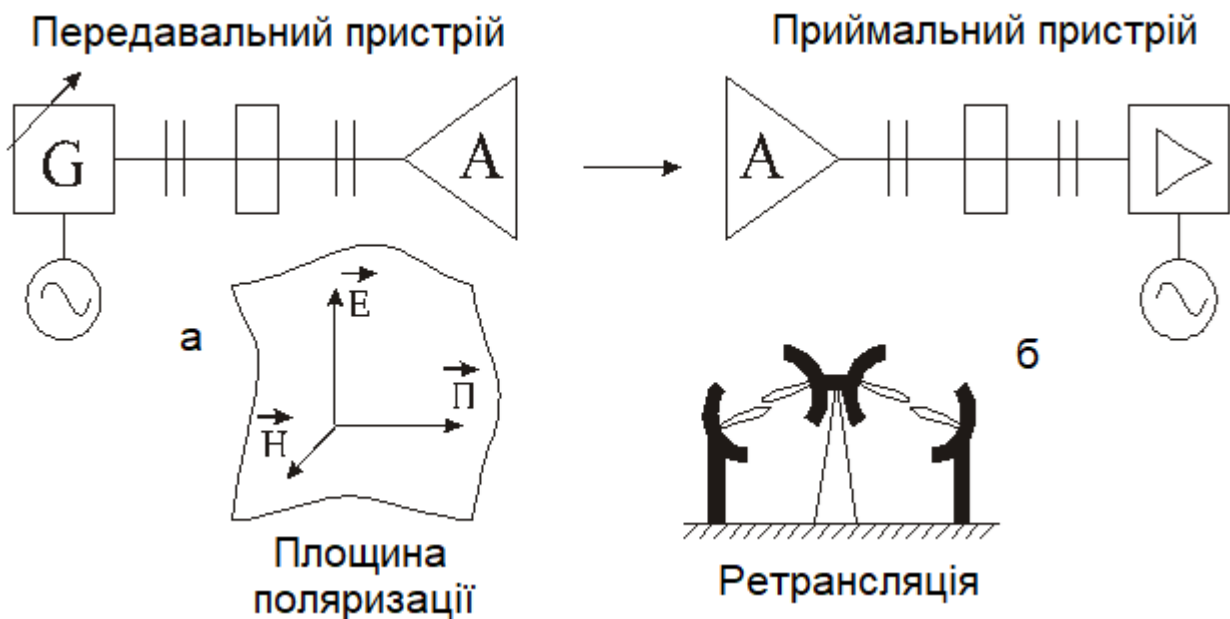


Рис. 1.1

Для перетворення на енергію випромінювальних радіохвиль первинну електричну енергію спочатку перетворюють на енергію струмів високої частоти (ВЧ). Ці струми піддають процедурі **модуляції**: їх амплітуду, фазу або частоту змінюють відповідно до закону змінення сигналу, що передають. Модульовані струми високої частоти надходять до передавальної антени, яка перетворює їх на енергію радіохвиль, що випромінюють таким чином, щоб обслуговувати заданий напрямок або задану площину – зону покриття. Перетворення енергії виконують з мінімальними втратами: найбільша частина **електричної енергії** струмів високої частоти має бути перетворена на **енергію** випромінювальних **електромагнітних хвиль**.

Передавальна антена – це пристрій передавальної радіостанції, який **перетворює** енергію струмів НВЧ на енергію радіохвиль із збереженням закону модуляції та **випромінює** радіохвилі у простір у заданому напрямку та з заданою поляризацією.

Приймальна радіостанція (див. рис. 1.1, б) має відтворити закон модуляції хвилі, яку випромінюють на передавальній радіостанції. У таблиці 1.1 наведені основні параметри антен та їх позначення.

Вплив завад: приймальна антена знаходиться під впливом не тільки одної корисної електромагнітної хвилі, що містить інформацію, але й радіохвиль, утворених іншими джерелами, такими як, наприклад, розряди атмосферної електрики та промислові апарати.

Таблиця 1.1

Основні параметри антен

Функція перетворення	Функція випромінювання	Обидві функції
R_{Σ} – опір випромінювання	$\Phi(\theta, \varphi), F(\theta, \varphi)$ – діаграма спрямованості	$A(\theta, \varphi), A_m$ – діюча площа антени
R_{Π} – опір втрат	h_d – діюча висота	$Z_A(f)$ – частотна характеристика
Z_A – вхідний опір	$D(\theta, \varphi)$ – коефіцієнт спрямованої дії (КСД), D_m – максимальний КСД	$G(\theta, \varphi), G_m$ – коефіцієнт підсилення (КП)
P – повна потужність		$\Psi(\theta, \varphi)$ – фазова характеристика
η_A – ККД		
ξ – коефіцієнт узгодження		\dot{p} – поляризаційна характеристика

Забезпечення завадостійкості: за допомогою **вибірності за частотою**, коли приймач виділяє тільки вузький спектр частот, необхідний для прийому радіохвиль потрібної станції; за допомогою **вибірності за напрямком**, коли приймальна антена найкращим чином виділяє лише електромагнітні хвилі, що надходять збоку передавальної радіостанції.

Приймальна антена – пристрій, який виконує зворотне **перетворення енергії радіохвиль на енергію струмів ВЧ**, зберігаючи закон

модуляції. Ця антена виділяє із завад сигнал, який надходить із заданого напрямку і має задану поляризацію.

Будь-яка антена виконує **дві функції: перетворення енергії струмів ВЧ на енергію радіохвиль у режимі передачі – випромінювання радіохвиль** у заданому напрямку та з заданою поляризацією у режимі передачі; **зворотне перетворення у режимі прийому** та виділення з завад радіохвиль, що надходять із заданого напрямку у режимі прийому.

1.2. Дальня зона антени (зона випромінювання, зона Фраунгофера)

Дальня зона (ДЗ) – це область простору, що оточує антену, де виконуються такі умови (рис. 1.2):

1. Амплітуди векторів полів \vec{E} і \vec{H} зменшуються обернено пропорційно відстані R .

2. Під час визначення **амплітуд** векторів \vec{E} і \vec{H} відстань від кожної точки антени до точки спостереження вважають **однаковою**.

3. Під час визначення **фаз** векторів полів промені від кожної точки антени до точки спостереження вважають паралельними. **Різницею ходу $d\cos\theta$** під час визначення **фази** ніколи, особливо на НВЧ, **нехтувати не можна**.

Електромагнітна хвиля у дальній зоні описується сферичною функцією Гріна

$$\Psi(R) = \frac{e^{-ikR}}{R},$$

де $k = 2\pi/\lambda$ – хвильове число, яке визначає фазове набігання хвилі під час поширення на відстань, яка дорівнює R .

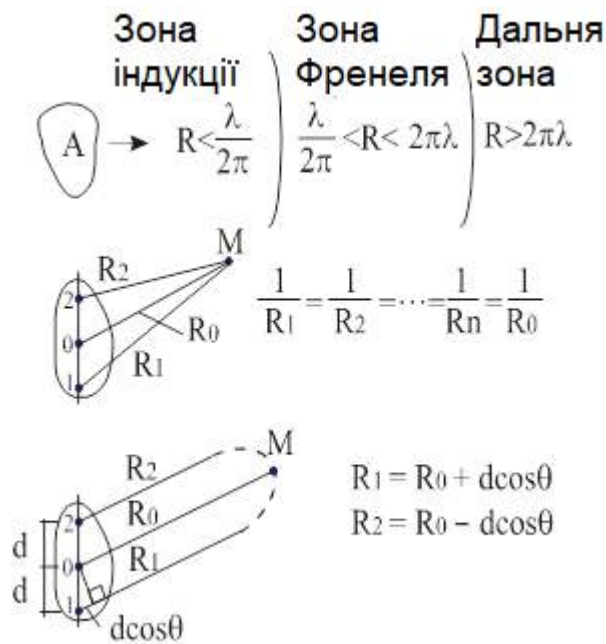


Рис. 1.2

Приклад. Розглянемо **суперпозицію хвиль** з використанням рис. 1.2. Припустимо, що відстань $R_0 = 10\lambda$, фазове набігання $kR_0 = 20\pi$. Якщо знехтувати **різницею ходу**, то $R_1 = R_0 = R_2$, $kR_2 = 20\pi$. У дальній зоні у точці М одержимо $E_M = 2E$. **Висновок:** очікується, що поля точок 2 і 0 будуть складатися **синфазно**.

За умови **врахування різниці ходу**

$$d = \frac{\lambda}{2}, \theta^o = 0^o, kR_2 = kR_0 + kd \cos \theta =$$

$$= \frac{2\pi}{\lambda} 10\lambda + \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\lambda}{2} = 21\pi = \pi.$$

Тоді у точці М поле $E_M = 0$, тобто поля точок 2 і 0 **віднімаються**.

Висновок: **різницею ходу знехтувати не можна**.

У дальній зоні від шести складових поля ($E_x, E_y, E_z, H_x, H_y, H_z$) залишаються тільки дві, які синфазні, перпендикулярні (рис. 1.3) та пов'язані між собою:

$$\frac{E}{H} = 120\pi \text{ Ом} \approx 377 \text{ Ом} = W_0,$$

де W_0 – **хвильовий опір вільного простору**.

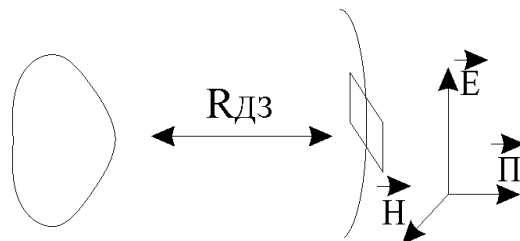


Рис. 1.3

У дальній зоні потужність $P_{\text{випр}}$, що випромінюється, – суто дійсна величина (немає уявної, тобто реактивної складової потужності) і потужність поширюється тільки у напрямку **від антени**:

$$P_{\text{ВИПР}} = \oint_S \vec{\Pi} d\vec{s} = P_{\Sigma};$$

$$\vec{\Pi} = [\vec{E}, \vec{H}] = EH = \frac{E^2}{120\pi} = \Pi_{\Sigma}.$$

Поблизу антени (зона індукції) через несинфазність \vec{E} і \vec{H} вектор Пойнтинга $\vec{\Pi}$ – уявна величина:

$$\vec{\Pi} = \vec{\Pi}_{\Sigma} + i\vec{\Pi}_r \Rightarrow P_{\text{ВИПР}} = P_{\Sigma} + iP_r.$$

У діапазоні НВЧ (на НВЧ розмір антени $L > \lambda$) умови **дальньої зони** виконуються, починаючи з мінімальної відстані $R_{\text{min}} \geq 2L^2/\lambda$.

1.3. Параметри антени, що характеризують функцію перетворення

Передавальна антена є навантаженням генератора струмів НВЧ (рис. 1.4):

$$Z_{\Gamma} = R_{\Gamma} + iX_{\Gamma}; Z_A = R_A + iX_A,$$

де Z_{Γ} , Z_A – вхідні **імпеданси (impedance – повний опір)** генератора і антени відповідно.

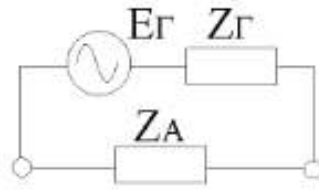


Рис. 1.4

Вхідний імпеданс антени

$$Z_A = \frac{P}{I_A^2},$$

де $P = P_{\text{ВИТР}} + P_{\text{ВИПР}}$; $P_{\text{ВИПР}} = \oint_s \vec{I} ds = P_{\Sigma} + iP_r$; $P_{\text{ВИТР}}$ – потужність витрат, тоді

$$Z_A = \frac{P_{\Sigma} + P_{\text{ВИТР}} + iP_r}{I_A^2} = R_{\Sigma} + R_{\text{ВИТР}} + iX_A = R_A + iX_A.$$

Активна потужність, що витрачується в антені,

$$P_A = I_A^2 R_A = \frac{E_{\Gamma}^2 R_A}{(R_A + R_{\Gamma})^2 + (X_A + X_{\Gamma})^2}.$$

Ця потужність буде максимальною, якщо **антена узгоджена з генератором**, тобто коли комплексні опори антени та генератора дорівнюють один одному.

Умова узгодження:

$$Z_A = Z_{\Gamma}^*; \quad R_A = R_{\Gamma}; \quad X_A = -X_{\Gamma}.$$

Висновок: потужність, яку генератор віддає в антену у режимі узго-

$$\text{дження, } P_{A_{\text{согл}}} = \frac{E_{\Gamma}^2}{4R_A}.$$

Коефіцієнт узгодження (antenna matching coefficient)

$$\xi = \frac{P_A}{P_{A_{\text{узгодж}}}} = \frac{4R_A R_{\Gamma}}{(R_A + R_{\Gamma})^2 + (X_A + X_{\Gamma})^2} < 1.$$

ККД антени (antenna efficiency) η_A показує, яка частина електричної енергії, що споживається антенною, йде на випромінювання радіохвилі:

$$\eta_A = \frac{P_{\Sigma}}{P_A} = \frac{P_{\Sigma}}{P_{\Sigma} + P_{\Pi}} = \frac{R_{\Sigma}}{R_{\Sigma} + R_{\Pi}} < 1.$$

Антени довгохвильового діапазону мають дуже низький ККД, а антени НВЧ – ККД, близький до одиниці.

1.4. Діаграма спрямованості (pattern)

Діаграми спрямованості (ДС) розрізняють “**за потужністю**” та “**за напруженістю поля**”.

Нормована ДС “за потужністю” $\Phi(\theta, \phi)$ – це залежність нормованої потужності випромінювання, яка віднесена до одиниці тілесного кута у дальній зоні від напрямку за умови постійної відстані від антени:

$$\Phi(\theta, \phi) = \frac{P_{\Sigma 1}(\theta, \phi)}{P_{\Sigma 1m}}, R \geq R_{\min} = \text{const}; P_{\Sigma 1} = \frac{dP_{\Sigma}}{d\Omega};$$

$$\left\{ \begin{array}{l} d\Omega - \text{одиничний тілесний кут;} \\ dP_{\Sigma} - \text{потужність у межах цього тілесного кута.} \end{array} \right.$$

Нормована ДС “за напруженістю поля” $F(\theta, \phi)$ – це залежність нормованої амплітуди вектора напруженості електричного поля у дальній зоні від напрямку за умови сталої відстані від антени:

$$\left. \begin{aligned} F(\theta, \varphi) &= \frac{E(\theta, \varphi)}{E_m}, R \geq R_{\min} = \text{const}; \\ P_{\Sigma 1}(\theta, \varphi) &= \frac{E^2(\theta, \varphi)}{120\pi} R^2; P_{\Sigma 1m} = \frac{E_m^2}{120\pi} R^2 \end{aligned} \right\} \Rightarrow$$

$$\Phi(\theta, \varphi) = F^2(\theta, \varphi).$$

За умови різних потужностей на виході генератора **ненормовані ДС** $P_{\Sigma 1}(\varphi)$ тієї самої антени будуть **відмінними** (рис. 1.5) та **незручними** для порівняння. Тому вводять поняття **нормованих ДС**, які не залежать від способу збудження антени.

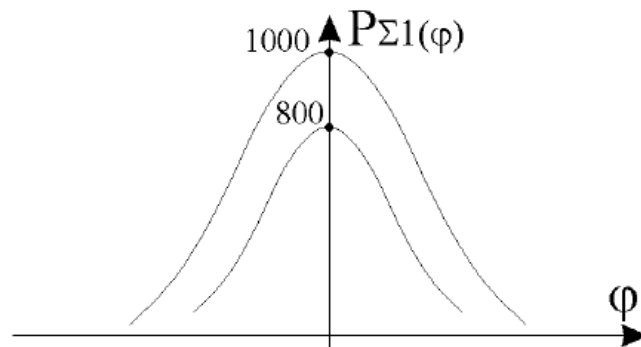


Рис. 1.5

ДС зазвичай будують у **декартовій** або **полярній** системі координат.

Приклад. Побудувати ДС "за **напруженістю поля**" і "за **потужністю**" елементарної антени: електричного випромінювача – **диполя Герца** (рис. 1.6).

На рис. 1.6 площина XOZ – **екваторіальна**, а площина XOY – **меридіональна**. Амплітуда напруженості електричного поля диполя Герца у дальній зоні

$$E(\theta) = \frac{30kLI}{R} \sin \theta,$$

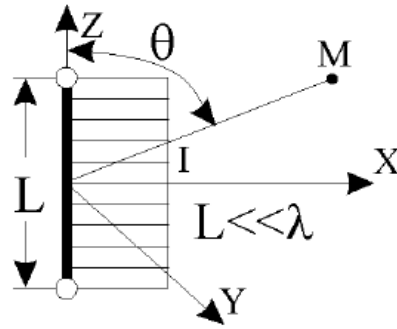


Рис. 1.6

$$E_m = \frac{30kLI}{R}, \quad F(\theta) = \sin(\theta), \quad \Phi(\theta) = \sin^2 \theta.$$

Графіки **перерізів ДС** у меридіональній і екваторіальній площинах зображено на рис. 1.7 і 1.8.

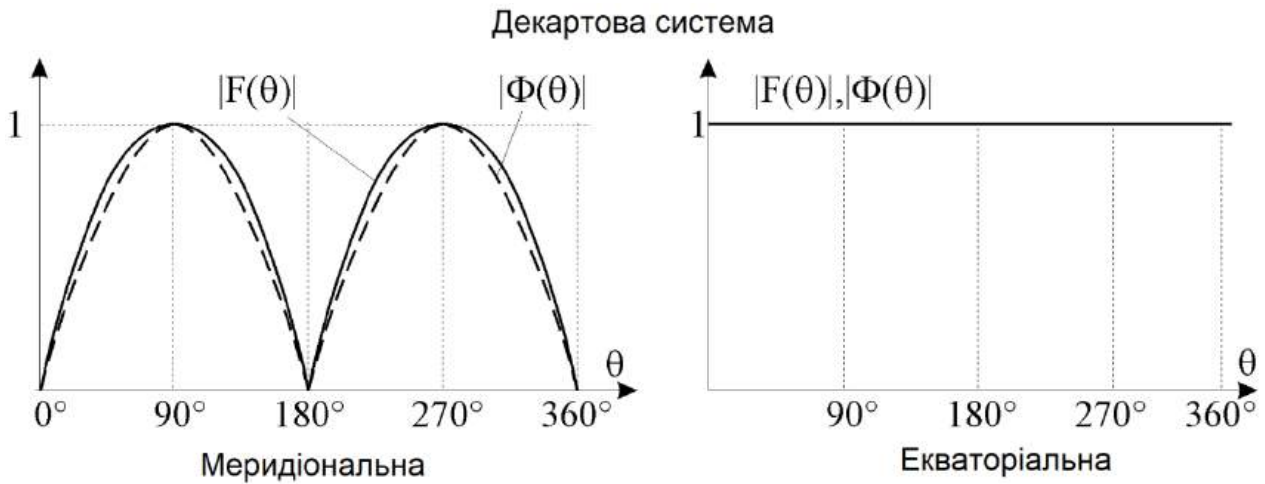


Рис. 1.7

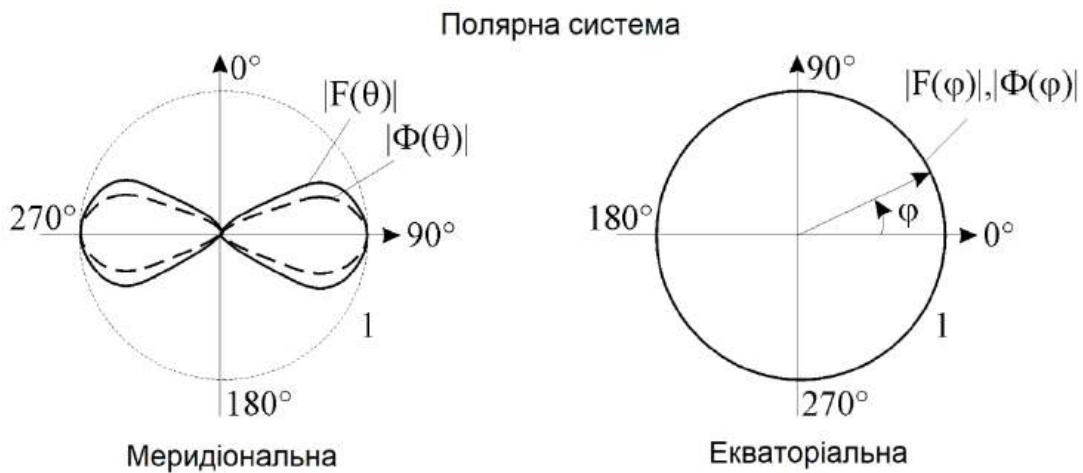


Рис. 1.8

Вторинні параметри ДС:

- ширина головної пелюстки "за нулями" $2\theta_0$ і "за половиною потужності" $2\theta_{0,5P}$;

- рівень бокових пелюсток $\delta_1, \delta_2, \dots$ (рис. 1.9).

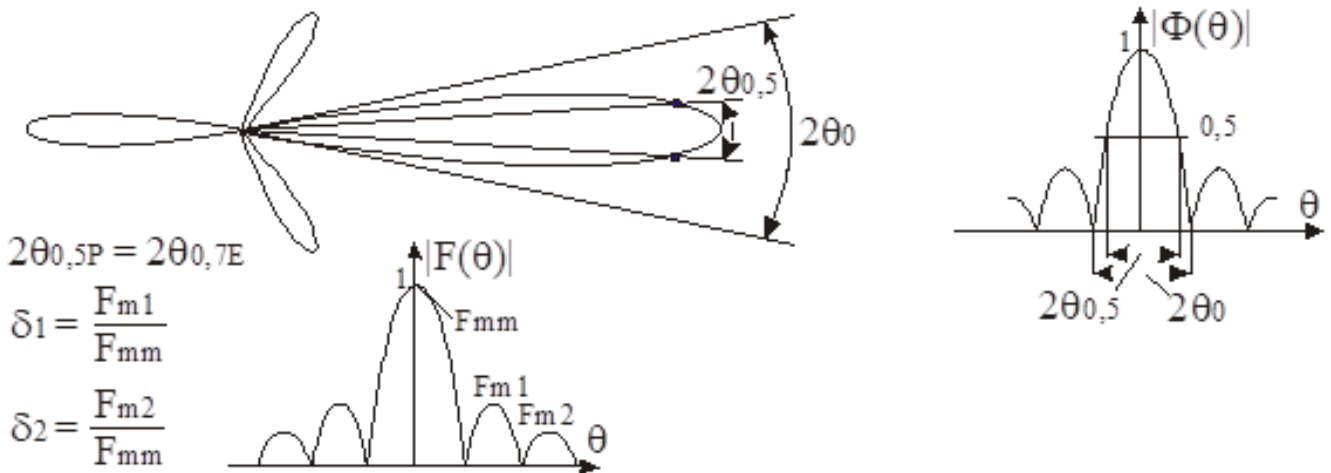


Рис. 1.9

1.5. Діяльна висота

Діяльна (ефективна) висота (ДВ) h_d – це довжина такого уявлюваного випромінювача з постійним **розподілом струму**, що дорівнює струму на клеммах певної антени та який у дальній зоні в екваторіальній площині на однаковій відстані створює таку саму напруженість поля, що і відповідна антена у максимумі випромінювання.

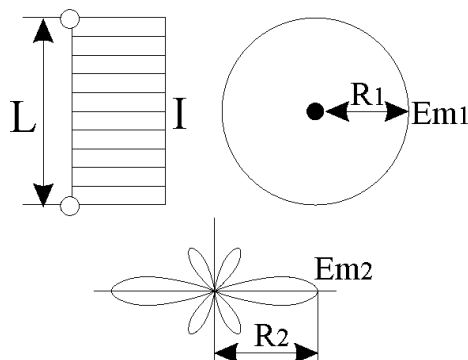


Рис. 1.10

Напруженість поля, яку створює диполь Герца з постійним за довжиною L розподілом струму $I_z = I = \text{const}$ (рис. 1.10) на відстані R_1 у екваторіальній площині, становить:

$$E_{m1} = \frac{30kLI}{R_1}.$$

Нехай лінійно поляризована антена з **нерівномірним** за довжиною розподілом струму I_z і струмом на клеммах I_A на відстані R_2 в напрямку максимуму головної пелюстки створює напруженість поля E_{m2} (див. рис. 1.10).

Тоді, якщо $I_A = I$, $R_2 = R_1$ і $E_{m2} = E_{m1}$, то $h_D = L$.

Висновок: для будь-якої лінійно поляризованої антени

$$E_m = \frac{30kh_D I_A}{R},$$

тоді $E(\theta) = E_m F(\theta)$.

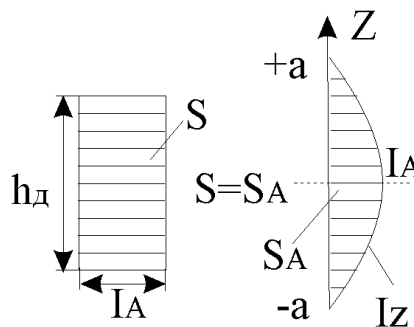


Рис. 1.11

Геометричний зміст ДВ: **ДВ** – це висота прямокутника з основою, що дорівнює струму на клеммах антени, площа якого S_A дорівнює площині струму в антені S (рис. 1.11):

$$h_D = \frac{1}{I_A} \int_{-a}^a I_Z dz. \quad (1.1)$$

Висновок: знання ДВ і ДС антени дає змогу розрахувати напруженість поля, яку створює ця антена, у будь-якій точці простору.

1.6. Коефіцієнт спрямованої дії

Коефіцієнт спрямованої дії (КСД) показує, у скільки разів можна зменшити потужність випромінювання, віднесена до одиниці тілесного кута у ДС, у спрямованій антені порівняно з потужністю випромінювання, яка віднесена до одиниці тілесного кута, **ізотропного** (точкового, тобто неспрямованого) випромінювача, щоб на однакових відстанях отримати однакову напруженість поля (рис. 1.12):

$$D(\theta, \varphi) = \frac{P_{\Sigma 1}(\theta, \varphi)}{P_{\Sigma 10}} \text{ при } P_{\Sigma} = P_{\Sigma 0},$$

де P_{Σ} і $P_{\Sigma 1}(\theta, \varphi)$ – сумарна потужність випромінювання і потужність випромінювання, віднесена до одиничного тілесного кута, для спрямованої антени; $P_{\Sigma 0}$ і $P_{\Sigma 10}$ – аналогічні потужності для ізотропного випромінювача.

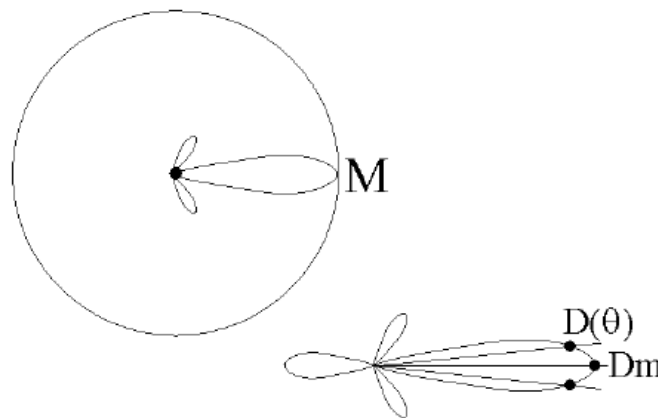


Рис. 1.12

КСД у цьому напрямку характеризує вигравш у потужності випромінювання завдяки спрямованим властивостям антени.

З урахуванням того, що ДС ізотропного випромінювача описується сферичною поверхнею,

$$P_{\Sigma 10} = \frac{P_{\Sigma 0}}{4\pi} = \frac{P_{\Sigma}}{4\pi},$$

отримаємо

$$D(\theta, \varphi) = 4\pi \frac{P_{\Sigma 1}(\theta, \varphi)}{P_{\Sigma}}. \quad (1.2)$$

КСД є максимальним у напрямку максимуму головної пелюстки ДС (див. рис. 1.12):

$$D_m = 4\pi \frac{P_{\Sigma 1m}}{P_{\Sigma}}. \quad (1.3)$$

Розділивши (1.2) на (1.3), отримаємо

$$D(\theta, \varphi) = D_m \Phi(\theta, \varphi).$$

1.6.1. КСД лінійно поляризованих антен

Розкривши вирази для P_{Σ} і $P_{\Sigma 1m}$ у (1.3), отримаємо

$$P_{\Sigma} = I_A^2 R_{\Sigma}; P_{\Sigma 1m} = \frac{E_m^2}{120\pi} R^2 = \frac{1}{120\pi} \left(\frac{30kh_D I_A}{R} \right)^2 R^2,$$

$$D_m = 4\pi \frac{30(kh_D)^2}{4\pi R_{\Sigma}} = \frac{30(kh_D)^2}{R_{\Sigma}}.$$

Висновок: для будь-якої лінійно поляризованої антени

$$D_m = \frac{30(kh_D)^2}{R_{\Sigma}}. \quad (1.4)$$

Приклад. Визначити КСД диполя Герца (рис. 1.13).

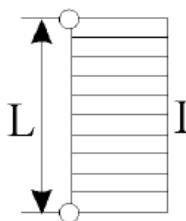


Рис. 1.13

Опір випромінювання R_{Σ} – це опір навколишнього середовища для потужності, яка випромінюється антеною та визначається напруженістю електричного поля, що створюється антеною у дальній зоні:

$$R_{\Sigma} = \frac{1}{I^2} P_{\Sigma} = \frac{1}{I^2} \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \frac{E^2(\theta)}{120\pi} \underbrace{R^2 \sin \theta d\theta d\phi}_{ds} = 20(kL)^2.$$

У диполя Герца закон розподіл струму по його довжині є постійним (див. рис. 1.13), тому для нього $h_d = L$.

Відповідно з (1.4) маємо

$$D_m = \frac{30(kL)^2}{20(kL)^2} = 1,5.$$

1.6.2. КСД антен з будь-якою поляризацією

З використанням формули (1.3) та виразу для $P_{\Sigma 1}$ отримаємо

$$\begin{aligned} D_m &= 4\pi \frac{P_{\Sigma 1m}}{P_{\Sigma}}; P_{\Sigma 1} = \frac{dP_{\Sigma}}{d\Omega} \left(d\Omega = \frac{ds}{R^2} \right) \Rightarrow P_{\Sigma} = \int_S P_{\Sigma 1} d\Omega = \int_S \frac{P_{\Sigma 1m}}{P_{\Sigma 1m}} P_{\Sigma 1} d\Omega = \\ &= P_{\Sigma 1m} \int_0^{4\pi} \Phi(\theta, \phi) d\Omega, \end{aligned}$$

тоді

$$D_m = \frac{4\pi}{\int_0^{4\pi} \Phi(\theta, \phi) d\Omega} = \frac{4\pi}{\int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \Phi(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi}, \quad (1.5)$$

або

$$D_m = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} F^2(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi}. \quad (1.6)$$

Приклад. Визначити КСД випромінювача Гюйгенса.

Випромінювач Гюйгенса – це площина, розташована перпендикулярно до вектора Пойнтинга $\vec{\Pi}$ (рис. 1.14). Оскільки у дальній зоні вектори \vec{E} і \vec{H} є синфазними і перпендикулярними, то випромінювач Гюйгенса можна подати як сукупність синфазних і перпендикулярних електричного E та магнітного H диполів.

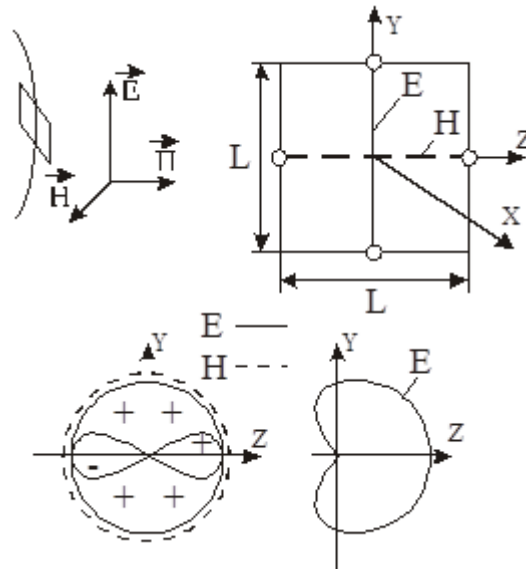


Рис. 1.14

Площина YOZ на рис. 1.14 буде меридіональною для диполя E і екваторіальною для диполя H . У меридіональній площині ДС диполя – "вісімка" (суцільна лінія на рис. 1.14), а в екваторіальній – коло (пунктирна лінія). Поля підлягають принципу суперпозиції, тому сумарною ДС у екваторіальній площині буде кардіоида.

Площина XOZ буде меридіональною для диполя H і екваторіальною для диполя E . Тоді у площині XOZ будемо мати пунктирну "вісімку" та суцільне коло. Сумарною ДС знову буде кардіоида.

Об'ємна, тобто 3-D, ДС випромінювача Гюйгенса являє собою поверхню обертання кардіоїди відносно перпендикуляра до неї:

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

З використанням формули (1.6) отримаємо КСД:

$$D_m = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \left[\frac{1 + \cos \theta}{2} \right]^2 \sin \theta d\theta d\phi} = 3.$$

На рис. 1.15 зображено ДС: ізотропного випромінювача ($D=1$), диполя Герца ($D_m=1,5$) і випромінювача Гюйгенса ($D_m=3$).

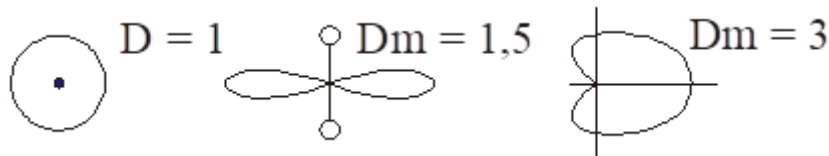


Рис. 1.15

Висновок: *КСД синфазної антени зростає зі збільшенням її розміру.*

1.7. Коефіцієнт підсилення антени

Через присутність **втрат** потужність випромінювання дорівнює лише частині електричної потужності генератора, що споживається в антені. Для того щоб оцінити виграш у потужності генератора, яка віддається у реальну антену та яка має втрати, вводять **коефіцієнт підсилення (КП) антени**.

Коефіцієнт підсилення (Gain) показує, у скільки разів можна зменшити потужність, що витрачається в антені, якщо замінити ізотропний випромінювач (ККД якого дорівнює одиниці) на реальну спрямовану антену за умови збереження однакової потужності випромінювання, що віднесено до одиничного тілесного кута:

$$G(\theta, \varphi) = \frac{P_{\Sigma 0}}{P_A} \text{ при } P_{\Sigma 1}(\theta, \varphi) = P_{\Sigma 10}$$

або

$$G(\theta, \varphi) = \frac{P_{\Sigma^0} P_{\Sigma}}{P_A P_{\Sigma}} = \eta_A D(\theta, \varphi), \quad (1.7)$$

а у напрямку головного максимуму ДС:

$$G_m = \eta_A D_m. \quad (1.8)$$

Висновок: КП є оцінкою показників антени як з точки зору втрат за умов перетворення електричної енергії генератора до енергії радіохвилі, так і з точки зору виграшу у потужності випромінювання за рахунок спрямованих властивостей.

1.8. Частотна характеристика антени

Частотна характеристика (ЧХ) – це залежність вхідного опору Z_A (або амплітуди вектора електричного поля E у дальній зоні у напрямку головного максимуму випромінювання) від частоти за умови незмінної амплітуди напруги на клеммах (*клеми – це точки, до яких підводять живлення*) антени:

$$Z_A = Z_A(f) \text{ при } U_A = \text{const} \text{ або } E = E(f) \text{ при } U_A = \text{const}.$$

Ідеальною ЧХ антени є пряма, паралельна до осі частот f . Однак у дійсності антена – це резонансний пристрій, тому її реальна ЧХ буде мати вигляд, який наведено на рис. 1.16. Уводять поняття **смуги пропускання (робочої смуги частот)**, яка має ширину $2\Delta f$ і визначається інтервалом частот близько центральної частоти f_0 , у межах якого вхідний опір антени Z_A дорівнює не менш ніж 0,707 від максимального значення Z_{Am} (див. рис. 1.16).

Часто використовують поняття **“відносна робоча смуга” (“відносне розстроювання”)**:

$$N = \frac{2\Delta f}{f_0} 100 \% .$$

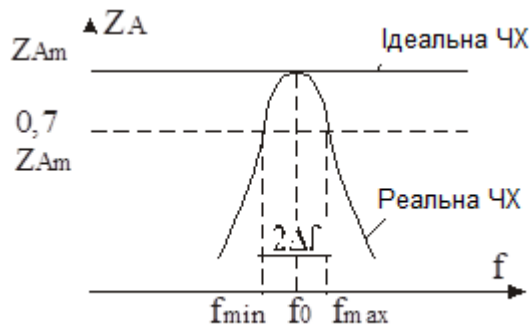


Рис. 1.16

Антени з робочою смугою частот менш ніж 10 % від номінальної частоти – **вузькосмугові**, зі смугою частот 10...50 % – **широкосмугові**, з більш широкою робочою смугою частот (до декількох октав) – **діапазонні**.

1.9. Поляризаційна характеристика

Поляризаційна характеристика (ПХ) – це крива, що описується кінцем вектора напруженості електричного поля \vec{E} за період високої частоти у певній точці простору.

У загальному випадку ПХ – це **еліпс**. За умови поширення у повітрі поле на великих відстанях від антени суто поперечне ($H_z = E_z = 0$) і **поляризаційний еліпс** (ПЕ) лежить у площині, перпендикулярній до напрямку поширення (вектора Пойнтинга \vec{P}) (рис. 1.17).

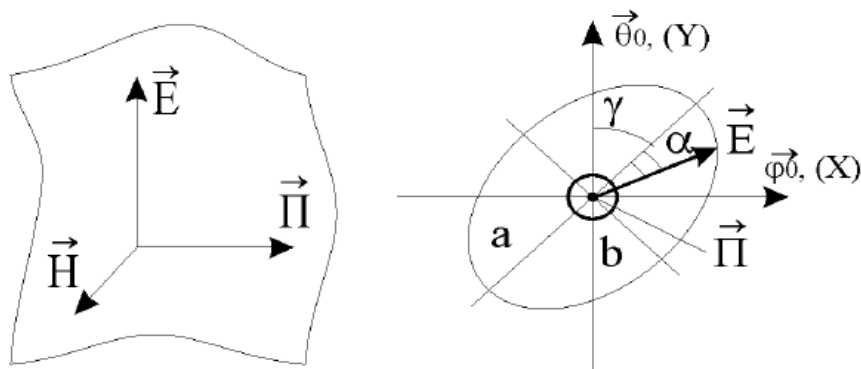


Рис. 1.17

ПЕ характеризується такими параметрами:

– коефіцієнтом рівномірності (еліптичності), який дорівнює відношенню малої півосі еліпса \mathbf{b} до більшої \mathbf{a} :

$$r = b/a;$$

– кутом γ , який велика піввісь еліпса утворює з напрямком одиничного орта $\vec{\theta}^0$ сферичної системи координат (або з віссю OY декартової системи координат); цей кут називають **кутом орієнтації** (або **кутом поляризації**);

– кутом α , який утворює вектор \vec{E} поля з великою піввіссю еліпса у момент початку відліку часу; цей кут називають **початковою фазою поляризації**;

– напрямком обертання вектора \vec{E} – **правим** чи **лівим**; якщо у хвилі, що відходить, вектор \vec{E} обертається за годинниковою стрілкою, то напрямком обертання буде правим, а якщо проти годинникової стрілки – лівим.

Еліптично поляризоване поле

$$\vec{E} = \vec{\varphi}^0 E_{\varphi} + \vec{\theta}^0 E_{\theta}, \text{ або } \vec{E} = i E_X + j E_Y,$$

де E_{φ} і E_{θ} – комплексні амплітуди ортогональних лінійно поляризованих компонент вектора \vec{E} у **сферичній** системі координат; E_X і E_Y – аналогічні величини у **декартовій** системі координат.

Поляризаційне відношення

$$\dot{p} = \frac{E_{\varphi}}{E_{\theta}} = \left| \frac{E_{\varphi}}{E_{\theta}} \right| e^{i(\psi_{\varphi} - \psi_{\theta})}, \quad (1.9)$$

або

$$\dot{p} = \frac{E_X}{E_Y} = \left| \frac{E_X}{E_Y} \right| e^{i(\psi_X - \psi_Y)}, \quad (1.10)$$

де $|E_\varphi|$, $|E_\theta|$ і Ψ_φ , Ψ_θ – амплітуди та початкові фази лінійно поляризованих компонент у сферичній системі координат; $|E_X|$, $|E_Y|$ і Ψ_X , Ψ_Y – аналогічні величини у декартовій системі координат.

Висновки:

1. За умови $\Delta\psi = \Psi_X - \Psi_Y = n\pi$, $n = 0, 1, 2, \dots$ хвиля буде **лінійно поляризованою** з вихідним вектором \vec{E} , який нахилено до осі ОУ, з кутом ухилу, який залежить від відношення $|E_X/E_Y|$. За умови $|E_X| > |E_Y|$ вектор \vec{E} буде ближче до осі ОХ, а за умови $|E_X| < |E_Y|$ – ближче до осі ОУ.

2. За умови $\Delta\psi = (2n + 1)\pi/2$, $|E_X| \neq |E_Y|$ хвиля буде **еліптично поляризованою** з орієнтацією осей еліпса уздовж ОХ та ОУ. За умови $|E_X| > |E_Y|$ більша вісь еліпса буде орієнтована уздовж осі ОХ, а за умови $|E_X| < |E_Y|$ – уздовж осі ОУ.

3. За умови $\Delta\psi = \pi/2$, $|E_X| = |E_Y|$ хвиля буде **круглополяризованою**.

4. За умови $\Delta\psi \neq n\pi$, $\Delta\psi \neq (2n + 1)\pi/2$ хвиля буде **еліптично поляризованою** з коефіцієнтом рівномірності r і кутом орієнтації γ , який залежить як від відношення амплітуд $|E_X|$ і $|E_Y|$, так і від відношення початкових фаз Ψ_X і Ψ_Y .

На практиці часто використовують антени, які створюють хвилі з **коловою поляризацією**.

Круглополяризовані хвилі отримують у результаті процедури суперпозиції двох хвиль за таких умов:

- а) дві хвилі мають однакову частоту;
- б) площини поляризації цих хвиль взаємно перпендикулярні;
- в) інтенсивність хвиль однакова;
- г) між хвилями існує сталий фазовий зсув, який дорівнює $\pi/2$.

На рис. 1.18 показано процес формування хвиль з коловою поляризацією.

Приклад: система взаємно перпендикулярних диполів, розташованих у площині XOY , які забезпечені живленням струмами однакової частоти і амплітуди, але зсунутих за фазою на $\pi/2$ ($|I_x| = |I_y|e^{-i\frac{\pi}{2}}$, $|E_x| = |E_y|e^{-i\frac{\pi}{2}}$). У процесі поширення сумарної хвилі на відстань, яка дорівнює λ ($kz = 2\pi$), кінець вектора \vec{E} описує коло з правим напрямком обертання. За умови $|I_x| = |I_y|e^{i\frac{\pi}{2}}$, $|E_x| = |E_y|e^{i\frac{\pi}{2}}$ напрямок обертання зміниться на протилежний. У сумарній хвилі вектори електричного і магнітного полів зберігають взаємну перпендикулярність і синфазність та кінець кожного з цих векторів у будь-якій точці простору описує коло.

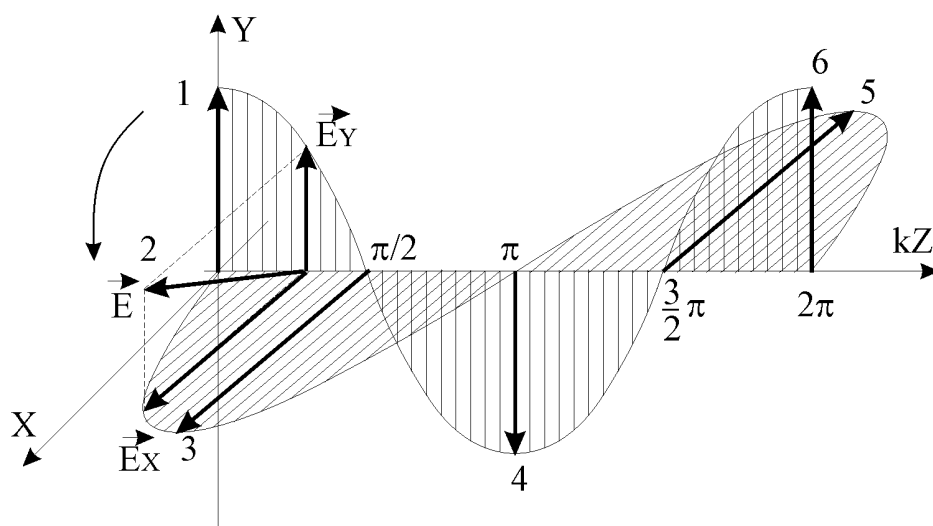


Рис. 1.18

1.10. Фазова характеристика

Фазова характеристика (ФХ) – це залежність фази поля, створеного антеною у дальній зоні, від напрямку за умови сталої відстані від антени.

ФХ являє собою **аргумент комплексної ДС**.

Для опису поведінки фази випромінюваного поля зручно розглядати еквіфазні поверхні (поверхні однакових фаз поля), які тісно пов'язані з ФХ. Еквіфазна поверхня (**фазовий фронт хвилі**) являє собою поверхню у **просторі**, у будь-яких точках якої фаза поля однакова у певний момент.

На відміну від амплітудної ДС ФХ залежить від положення початку координат на антені. Якщо можна знайти таке положення початку координат, відносно якого ФХ $\Psi(\theta, \varphi) = \text{const}$ або змінюється стрибком на π при переході від однієї пелюстки ДС до іншої, то такий початок координат називають **фазовим центром антени (point-fire)**. У цьому випадку антену можна вважати джерелом сферичної хвилі.

Якщо при **будь-якому** положенні початку координат $\Psi(\theta, \varphi) \neq \text{const}$, то антена не матиме фазового центра і еквіфазна поверхня відрізнятиметься від сфери.

2. ПРИЙМАЛЬНІ АНТЕНИ

2.1. Параметри приймальних антен

2.1.1. Діаграма спрямованості

Нормованою ДС приймальної антени “**за напругою**” (або “**за потужністю**”) називають залежність нормованої ЕДС на її клеммах (або потужності у навантаженні) від напрямку приходу **плоскої** радіохвилі, площина поляризації якої збігається з площиною поляризації антени, за умови постійної напруженості поля у точці прийому:

$$\left. \begin{aligned} F(\theta, \varphi) &= \frac{E_A(\theta, \varphi)}{E_{Am}} \\ \Phi(\theta, \varphi) &= \frac{P_A(\theta, \varphi)}{P_{Am}} \end{aligned} \right\} \text{при } E = \text{const}, \Phi(\theta, \varphi) = F^2(\theta, \varphi).$$

2.1.2. Діяльна висота

Діяльна висота (ДВ) h_d – це відношення максимальної **ЕДС** на клеммах антени E_{Am} , площина поляризації якої збігається з площиною поляризації поля, до напруженості поля E в точці прийому: $h_d = \frac{E_{Am}}{E}$,

$$E_A(\theta, \varphi) = E_{Am} F(\theta, \varphi) = E h_d F(\theta, \varphi).$$

2.1.3. Діяльна площа

Діяльна (ефективна) площа $A(\theta, \varphi)$ – це відношення потужності, яку антена віддає до узгодженого навантаження, до густини потоку потужності радіохвилі у точці прийому за умови збігу площин поляризації поля і антени:

$$A(\theta, \varphi) = \frac{P_{A_{узгодж}}(\theta, \varphi)}{\Pi}.$$

Коли антена орієнтована на максимум прийому, діяльна площа є максимальною і становить

$$A_m = \frac{P_{A_{узгодж}}}{\Pi},$$

$$A(\theta, \varphi) = A_m \Phi(\theta, \varphi).$$

2.2. Потужність, яку приймальна антена віддає до навантаження

Для ланцюга, який підключено до приймальної антени, антена є генератором з ЕДС, яка дорівнює E_A , та внутрішнім опором Z_A (рис. 2.1):

$$Z_A = R_A + iX_A.$$

Реактивна частина X_A описує реактивне поле стоячих хвиль, а активна частина R_A – потужність перевипромінювання та потужність втрат у антені: $R_A = R_\Sigma + R_\Pi$.

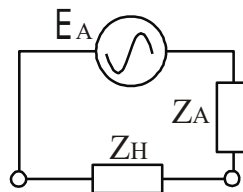


Рис. 2.1

Приймач (навантаження) на еквівалентній схемі подано комплексним опором:

$$Z_H = R_H + iX_H.$$

Комплексна амплітуда струму у ланцюзі антени:

$$I_A = E_A / (Z_A + Z_H).$$

Активна потужність антени, що затрачується в активній частині опору навантаження,

$$P_A = I_A^2 R_H = \frac{E_A^2 R_H}{(R_A + R_H)^2 + (X_A + X_H)^2}.$$

Антенa віддає **максимальну активну потужність** до навантаження, якщо опір навантаження **узгоджено** з опором антени, тобто ці опори **комплексно узгоджені** один з одним:

$$Z_H = Z_A^*; R_H = R_A; X_H = -X_A.$$

Потужність у узгодженому навантаженні

$$P_{A_{\text{узгодж}}} = \frac{E_A^2}{4R_A} = \frac{E_A^2}{4R_A} \cdot \frac{R_{\Sigma}}{R_{\Sigma}} = \frac{E_A^2}{4R_{\Sigma}} \eta_A.$$

Припустимо, що антена орієнтована на максимум прийому ($E_A = E_{Am}$), тоді

$$P_{Am_{\text{узгодж}}} = \frac{E_{Am}^2}{4R_{\Sigma}} \eta_A = \frac{E^2 h_D^2}{4R_{\Sigma}} \eta_A.$$

Із формули (1.4) для КСД лінійно поляризованих антен

$$D_m = \frac{30(kh_D)^2}{R_{\Sigma}} \text{ знайдемо}$$

$$\frac{h_D^2}{R_{\Sigma}} = D_m \frac{\lambda^2}{120\pi^2},$$

$$P_{Am_{\text{узгодж}}} = \frac{E^2 \lambda^2 \eta_A D_m}{480\pi^2} = \frac{E^2 \lambda^2 G_m}{480\pi^2}. \quad (2.1)$$

Висновок: потужність, яку приймальна антена віддає до узгодженого навантаження при фіксованій частоті й постійній напруженості поля у точці прийому, є пропорційною до коефіцієнта підсилення антени.

Із визначення діяльної площини антени $A_m = \frac{P_{Am_{\text{узгодж}}}}{\Pi}$ випливає, що

$$P_{Am_{\text{узгодж}}} = A_m \Pi = A_m \frac{E^2}{120\pi}.$$

Якщо дорівняти цей вираз до (2.1), отримаємо

$$A_m = \frac{\lambda^2}{4\pi} G_m, \quad (2.2)$$

$$G_m = \frac{4\pi}{\lambda^2} A_m. \quad (2.3)$$

Діяльна площа антени дорівнює її геометричній площині тільки для ідеальної антени, тобто для антени, амплітудний розподіл (АР) струму по якій (або розподіл поля у її розкриві) постійний (рівномірний) та ККД дорівнює одиниці.

На практиці АР уздовж антени **нерівномірний** і зазвичай спадає від центра антени до її країв.

Приклад: дзеркальна антена (ДзА) у вигляді параболоїда обертання з двома різними випромінювачами (рис. 2.2). Випромінювач 1 має ширшу ДС порівняно з випромінювачем 2. Очевидно, що АР на поверхні дзеркала для ДС випромінювача 1 буде більш рівномірним, ніж для ДС випромінювача 2. Виходить, що дієва площа ДзА для випромінювача 1 буде більшою порівняно з другим випромінювачем ($A_{m1} > A_{m2}$). Ширина головної пелюстки ДС ДзА для першого випромінювача буде меншою, ніж для другого ($(2\theta_{0,5})_1 < (2\theta_{0,5})_2$).

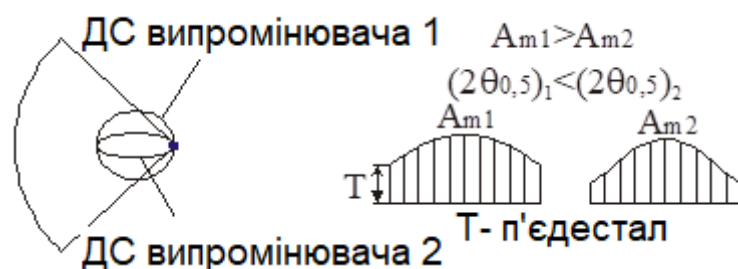


Рис. 2.2

Висновок: чим ширша ДС випромінювача, тим більшою буде амплітуда струму (поля) на краях дзеркала (**п'єдестал Т**), тоді більш рівномірно воно буде випромінюватись. Тим більшою буде його дієва площа і тим вужчою буде головна пелюстка ДС ДзА.

Ефективність антени з нерівномірним АР відносно рівномірного АР характеризується **апертурним коефіцієнтом використання поверхні (апертурним КВП)**

$$v_A = \frac{S_{\text{ДД}}}{S_P} \text{ при } D_{m\text{ДД}} = D_{mP}, \quad (2.4)$$

де $S_{\text{И}}$ і S_P – геометричні площини ідеальної та реальної антен, $D_{m\text{И}}$ і D_{mP} – їх максимальні КСД відповідно.

КСД ідеальної антени

$$D_{m\text{И}} = \frac{4\pi}{\lambda^2} A_{m\text{И}} = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_{\text{И}} = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_P v_A = D_{mP}.$$

КСД реальної антени

$$D_{mP} = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_P v_A, \text{ а її КП: } G_m = D_{mP} \eta_A = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_P v_A \eta_A = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_P v_{\text{РЕЗ}},$$

де $v_{\text{РЕЗ}} = v_A \eta_A$ – **результівний КВП** антени.

З рис. 2.3, а видно, що за умови $\psi_{02} > \psi_{01}$ апертурний КВП $v_{A2} < v_{A1}$, тобто зі збільшенням глибини дзеркала (зі збільшенням кута розкриття ДзА ψ) апертурний КВП зменшується (рис. 2.3, б).

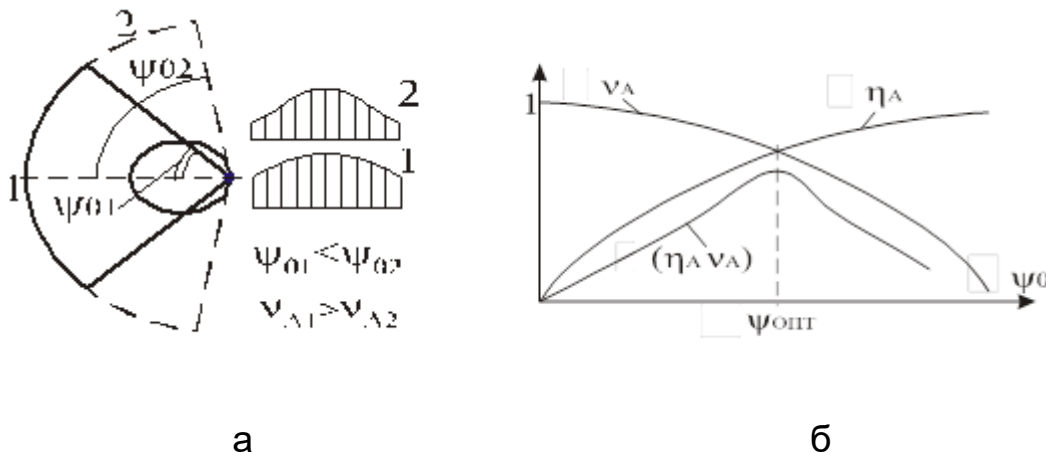


Рис. 2.3

Однак чим більше буде ψ_0 , тим більша частина потужності, що випромінюється, буде перехоплюватись дзеркалом (див. рис. 2.3, а), тим більшим буде ККД ДзА η_A (рис. 2.3, б). Добуток $v_A \eta_A$ дає змогу знайти оптимальну величину $\psi_{\text{опт}}$, тобто коли для випромінювача з певною ДС існують такі розміри ДзА, для яких її КП є максимальним.

3. СИМЕТРИЧНИЙ ВІБРАТОР

Симетричний вібратор (СВ) – це прямолінійний провідник (рис. 3.1), у середині якого прикладено ЕДС (або підключено приймач) та у якого у симетричних відносно середини точках струми однакові за величиною і напрямком: $I_{Z1} = I_{Z2}$.

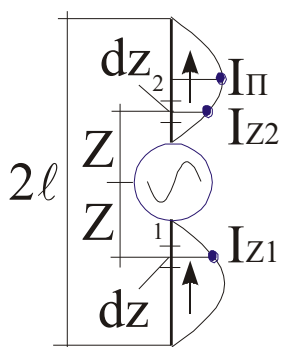


Рис. 3.1

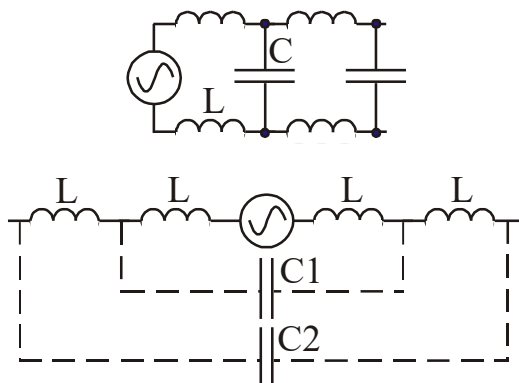


Рис. 3.2

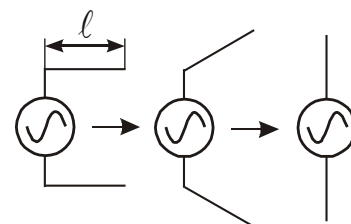


Рис. 3.3

СВ можна подати як розгорнуту на 180° **довгу лінію** (ДЛ) довжиною, яка дорівнює довжині l одного плеча СВ (рис. 3.3). Дослідження СВ проводять за допомогою теорії ДЛ, хоча між СВ і ДЛ є як схожості, так і відмінності.

Схожості: у обох випадках розподіл струму по довжині підлягає синусоїдальному закону, СВ і ДЛ мають **розподілені** по довжині параметри L і C (рис. 3.2).

Відмінності: поле ДЛ є **потенціальним**, а поле СВ – **вихровим**, тобто має характер поля випромінювання. Параметри СВ по його довжині розподілені нерівномірно – ємність C зменшується за наближенням до країв СВ ($C_2 < C_1$). Тому вводять поняття **еквівалентного хвильового опору** $\rho_{\text{э}} \neq \sqrt{L/C}$, величина якого залежить від товщини СВ.

3.1. Розподіл струму і заряду уздовж СВ

Для "тонкого" СВ розподіл струму I_Z уздовж його довжини

$$I_Z = I_A \frac{\sin k(\ell - |z|)}{\sin k\ell} \quad (3.1)$$

або

$$I_Z = I_{II} \sin k(\ell - |z|); \quad I_{II} = \frac{I_A}{\sin k\ell}, \quad (3.2)$$

де I_A і I_{II} – амплітуди струму на клеммах антени і у пучності відповідно;
 $k = 2\pi/\lambda$ – хвильове число.

Для "тонкого" СВ виконується умова $\ell > 100a$, де a – радіус СВ.

Розподіл заряду Q_Z уздовж СВ знаходимо з рівняння неперервності

$$\operatorname{div} \vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0,$$

яке для "тонких" СВ має вигляд

$$\frac{dI_Z}{dz} + \frac{dQ_Z}{dt} = 0.$$

Подамо Q_Z у вигляді $Q_Z = Q_m e^{i\omega t}$, тоді

$$\frac{dI_Z}{dz} = -i\omega Q_Z. \quad (3.3)$$

Відповідно до (3.2) для обох пліч СВ маємо

$$\begin{aligned} I_Z &= I_{II} \sin k(\ell - z), \quad z > 0, \\ I_Z &= I_{II} \sin k(\ell + z), \quad z < 0, \end{aligned} \quad (3.4)$$

тоді з (3.3) отримаємо

$$\begin{aligned} Q_Z &= (-ik I_{II} / \omega) \operatorname{cosk}(\ell - z) = -iQ_{II} \operatorname{cosk}(\ell - z), \quad z > 0, \\ Q_Z &= (+ik I_{II} / \omega) \operatorname{cosk}(\ell + z) = -iQ_{II} \operatorname{cosk}(\ell + z), \quad z < 0. \end{aligned} \quad (3.5)$$

На рис. 3.4 наведено розподіл I_Z і Q_Z для трьох характерних розмірів СВ: $2l = \lambda/2$, $2l = \lambda$ і $2l = 5\lambda/4$. Із формул (3.4), (3.5) і рис. 3.4 випливає:

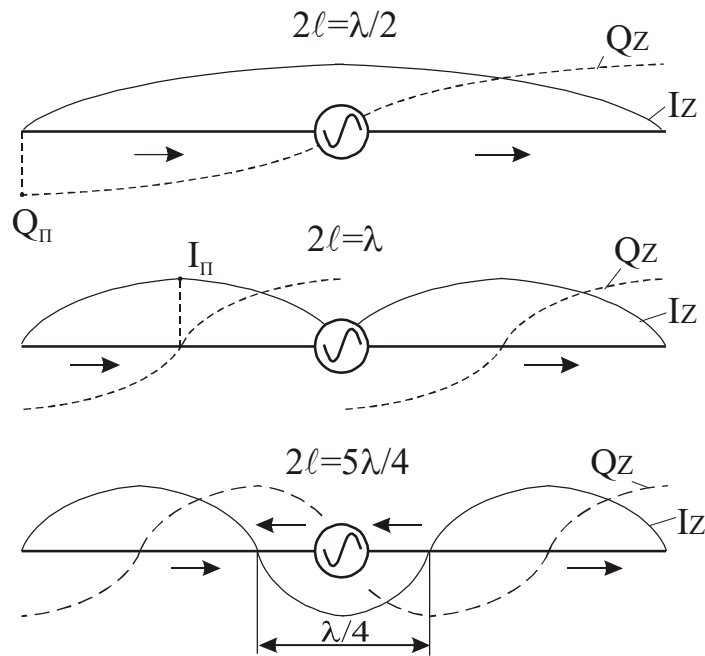


Рис. 3.4

а) на кінцях СВ завжди виникають **вузли** (нулі) струму і **пучності** (максимуми) заряду;

б) на відстані $\lambda/4$ від кінців СВ виникають пучності струму і вузли заряду, потім ще через $\lambda/4$ знову утворюються вузли струму і пучності заряду і т. д.;

в) струм і заряд у кожній точці СВ зсунуті між собою за фазою (за часом) на 90° ;

г) фаза струму і заряду змінюється уздовж СВ стрибками на 180° при переході через нуль;

д) у точках живлення СВ утворюється пучність, вузол або проміжне значення струму залежно від відношення довжини СВ до довжини хвилі. Струм у точках живлення лишається неперервним, а заряд зазнає розриву;

е) для СВ величини струмів і зарядів у пучностях на обох плечах однакові.

3.2. Поле СВ у дальній зоні

Поле СВ у дальній зоні визначають за допомогою **принципу суперпозиції**: СВ розбивають на елементарні ділянки (диполі Герца) $dz_1 = dz_2 = dz$ (рис. 3.5), для яких поля у дальній зоні відомі. Ці поля підсумовуються, а поле СВ знаходять шляхом інтегрування суми за довжиною верхнього плеча СВ:

$$dE = dE_1 + dE_2; \quad E = \int_0^{\ell} dE.$$

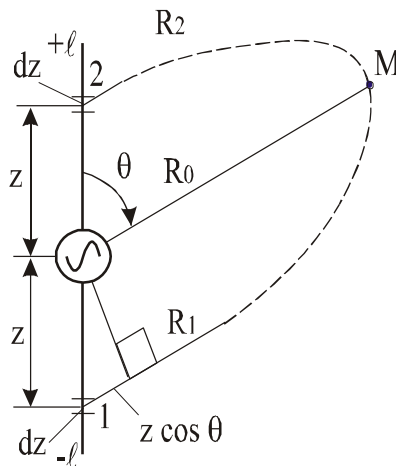


Рис. 3.5

Для ділянок 1 і 2 (див. рис. 3.5) маємо

$$dE_1 = \frac{30k dz I_Z}{R_1} e^{-ikR_1} \sin \theta,$$

$$dE_2 = \frac{30k dz I_Z}{R_2} e^{-ikR_2} \sin \theta.$$

З урахуванням умов дальньої зони

$$\frac{1}{R_0} = \frac{1}{R_1} = \frac{1}{R_2}, \quad R_1 = R_0 + z \cos \theta, \quad R_2 = R_0 - z \cos \theta \quad \text{отримаємо}$$

$$E(\theta) = \frac{30kI_{\Pi}}{R_0} e^{-ikR_0} \sin \theta \int_0^{\ell} (e^{ikz \cos \theta} + e^{-ikz \cos \theta}) \sin k(\ell - |z|) dz =$$

$$= \frac{60kI_{\Pi}}{R_0} e^{-ikR_0} \sin \theta \int_0^{\ell} \cos(kz \cos \theta) \sin k(\ell - |z|) dz,$$

де

$$\int_0^{\ell} \cos(kz \cos \theta) \sin k(\ell - |z|) dz = \frac{\cos(k\ell \cos \theta) - \cos k\ell}{k \sin^2 \theta}.$$

Тоді напруженість електричного поля СВ

$$E(\theta) = \frac{60I_{\Pi}}{R_0} e^{-ikR_0} f(\theta), \quad (3.6)$$

$$f(\theta) = \frac{\cos(k\ell \cos \theta) - \cos k\ell}{\sin \theta}, \quad (3.7)$$

де $f(\theta)$ – ненормована ДС СВ.

Оскільки фаза поля kR_0 не залежить від напрямку θ , то СВ буде мати фазовий центр у своїй середині. Тому множник e^{-ikR_0} опускаємо.

Нормована ДС СВ

$$F(\theta) = \frac{f(\theta)}{f_m(\theta_m)}, \quad (3.8)$$

де $f_m(\theta_m)$ – величина ненормованої ДС у напрямку головного максимуму.

Для СВ довжиною $2\ell \leq 5\lambda/4$ головний максимум ДС розташований у напрямку, перпендикулярному до осі СВ і його ДС:

$$F(\theta) = \frac{1}{1 - \cos k\ell} \cdot \frac{\cos(k\ell \cos \theta) - \cos k\ell}{\sin \theta}. \quad (3.9)$$

Для **півхвильового** СВ ($2\ell = \lambda/2$) нормована ДС

$$F(\theta) = \frac{\cos(\pi/2 \cos\theta)}{\sin\theta}, \quad (3.10)$$

а для **однохвильового СВ** ($2l = \lambda$)

$$F(\theta) = \frac{\cos^2(\pi/2 \cos\theta)}{\sin\theta}. \quad (3.11)$$

На рис. 3.6 наведено нормовані ДС, які побудовано за допомогою формул (3.10) і (3.11). Пунктиром зображено ДС диполя Герца. На рис. 3.7 показано ДС СВ довжиною $2l = 5\lambda/4$. З рис. 3.7 видно, що для СВ такої довжини в його ДС з'являються бокові пелюстки, але максимум ДС залишається перпендикулярним до осі СВ. На рис. 3.8 і 3.9 наведено ДС СВ довжиною $2l = 2\lambda$ і $2l = 4\lambda$.

Висновок: коли уздовж СВ лягає парна кількість півхвиль струму, випромінювання у напрямку перпендикуляра до осі СВ немає.

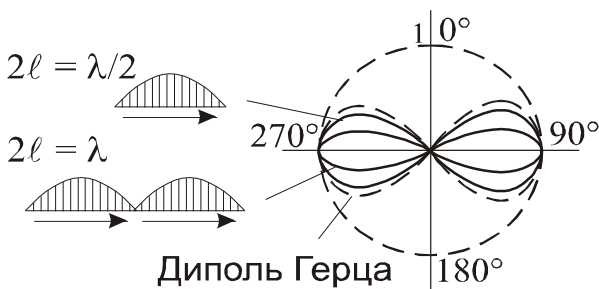


Рис. 3.6

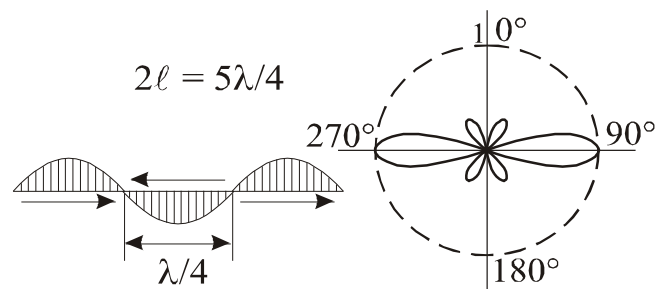


Рис. 3.7

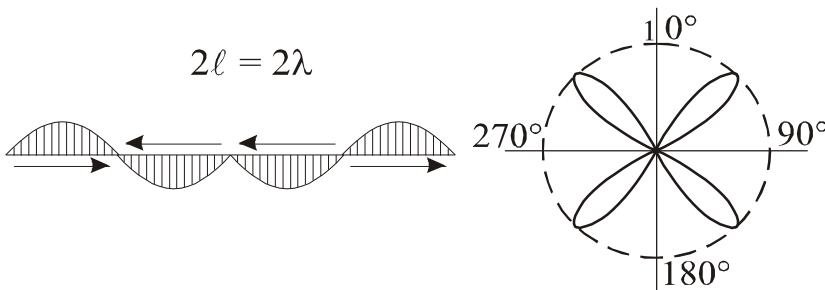


Рис. 3.8

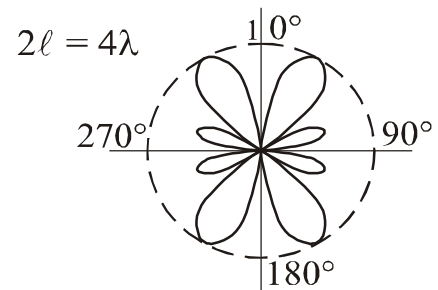


Рис. 3.9

Приклад. Побудувати у меридіональній площині приблизну ДС СВ довжиною $2l = 3\lambda/2$ (рис. 3.10).

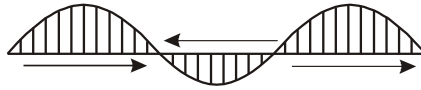


Рис. 3.10

Для $2\ell = 3\lambda/2$

$$k\ell = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{3\lambda}{4} = \frac{3\pi}{2}; \quad \cos k\ell = 0; \quad f(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{3\pi}{2} \cos\theta\right)}{\sin\theta}.$$

Методика побудови приблизної ДС СВ:

1. Знайдемо напрямки “нулів”, тобто ті кути, при яких випромінювання немає:

$$\cos\left(\frac{3\pi}{2} \cos\theta_0\right) = 0; \quad \theta_0 = \arccos\frac{2m+1}{3}; \quad m = 0, 1, 2, \dots;$$

при $m = 0$ $\theta_{01} = \arccos(1/3) \approx 70^\circ$; при $m = 1$ $\theta_{02} = \arccos 1 = 0^\circ$.

2. Визначимо напрямки “максимумів”, тобто ті кути, при яких бокові пелюстки досягають максимального рівня:

$$\cos\left(\frac{3\pi}{2} \cos\theta_m\right) = \pm 1; \quad \theta_m = \arccos\frac{2m}{3}; \quad m = 0, 1, 2, \dots;$$

при $m = 0$ $\theta_{m1} = \arccos 0 = 90^\circ$;

при $m = 1$ $\theta_{m2} = \arccos(2/3) = 48^\circ$.

3. Визначимо **рівень бокових пелюсток** (РБП):

$$|f(\theta_{m1})| = \left| \frac{1}{\sin\theta_{m1}} \right| = \frac{1}{\sin 90^\circ} = 1; \quad F(\theta_{m1}) = \frac{f(\theta_{m1})}{f_m(\theta_{m2})} = \frac{\sqrt{2}}{2};$$

$$|f(\theta_{m2})| = \left| \frac{1}{\sin\theta_{m2}} \right| = \frac{1}{\sin 48^\circ} \approx \frac{\sqrt{2}}{2}; \quad F(\theta_{m2}) = \frac{f(\theta_{m2})}{f_m(\theta_{m2})} = 1.$$

На рис. 3.11 показано ДС СВ. Видно, що в напрямку перпендикуляра до осі СВ рівень випромінювання є меншим, ніж при $\theta = 48^\circ$.

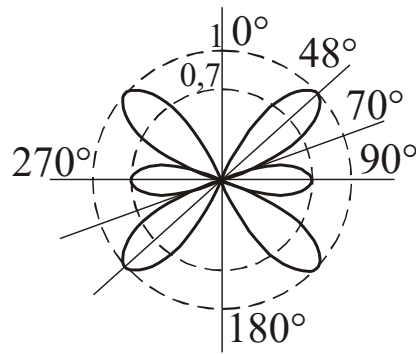


Рис. 3.11

Висновки:

1. За умови $2l \leq \lambda$ ДС СВ є однопелюстковою. Головний максимум спрямований перпендикулярно до осі СВ, причому пелюстка буде тим вужчою, чим більше довжина СВ (див. рис. 3.6). Однопелюстковість обумовлена незмінністю напрямку струму по СВ, а звуження ДС – збільшенням лінійного розміру СВ.

2. За умови $2l > \lambda$ у ДС з'являються бокові пелюстки, але до $2l \leq 5\lambda/4$ головний максимум є перпендикулярним до осі СВ (див. рис. 3.7). Поява бокових пелюсток обумовлена появою на СВ ділянки з напрямком струму, протилежним основному.

3. За умови $2l = 2\lambda$ випромінювання у напрямку перпендикуляра до осі СВ немає, і так буде завжди, коли $2l = 2n\lambda$, де $n = 1, 2, 3, \dots$. Відсутність випромінювання у напрямку перпендикуляра до осі пояснюється тим, що кількість ділянок з прямим і зворотним напрямками струмів є однаковою (див. рис. 3.8 і 3.9).

4. За умови $2l > 2\lambda$ кількість бокових пелюсток у ДС збільшується, а головна пелюстка притискається до осі СВ (див. рис. 3.9).

5. У напрямку перпендикуляра до СВ залежно від його довжини може бути максимум (див. рис. 3.6 і 3.7), нуль (див. рис. 3.8 і 3.9) або проміжне значення поля (див. рис. 3.11).

6. Об'ємна ДС СВ являє собою поверхню, утворену обертанням ДС у меридіональній площині відносно осі СВ.

Примітка: для "тонких" СВ випромінювання вздовж осі завжди немає, а для "товстих" – може з'являтися за рахунок НВЧ струмів, які течуть на його торцях.

3.3. Діяльна висота СВ

Діяльна висота (ДВ) дорівнює відношенню площини фігури, яка обмежена кривою струму, до струму на клеммах вібратора:

$$h_{\text{д}} = \frac{1}{I_{\text{А}} - \ell} \int_{-\ell}^{\ell} I_{\text{З}} dz.$$

З використанням розподілу (3.1) отримаємо

$$h_{\text{д}} = \frac{1}{I_{\text{А}} - \ell} \int_{-\ell}^{\ell} I_{\text{А}} \frac{\sin k(\ell - |z|)}{\sin k\ell} dz = \frac{\lambda}{\pi} \operatorname{tg} \frac{k\ell}{2}. \quad (3.12)$$

Для півхвильового СВ ($2\ell = \lambda/2$) одержимо $h_{\text{д}} = \lambda/\pi$.

Для СВ довжиною $2\ell = \lambda$ формула (3.12) дає фізично неправильний результат, а саме:

$$h_{\text{д}} = \frac{\lambda}{\pi} \operatorname{tg} \left(\frac{1}{2} \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\lambda}{2} \right) = \infty,$$

адже формулу (3.12) отримано відносно струму на клеммах антени $I_{\text{А}}$, що дорівнює нулю для однохвильового СВ.

У таких випадках ($2\ell = 2n\lambda$) ДВ визначають відносно **струму у пучності**:

$$h_{\text{дп}} = \frac{1}{I_{\text{П}} - \ell} \int_{-\ell}^{\ell} I_{\text{З}} dz,$$

де для I_Z використано розподіл (3.2). Тоді

$$\begin{aligned} h_{\text{дп}} &= \frac{1}{I_{\Pi}^{-\ell}} \int_{-\ell}^{\ell} I_{\Pi} \sin k(\ell - |z|) dz = 2 \int_0^{\ell} \sin k(\ell - z) dz = \\ &= \frac{2}{k} (1 - \cos k\ell) = \frac{2\lambda}{\pi} \sin^2 \frac{k\ell}{2}. \end{aligned} \quad (3.13)$$

Із формули (3.13) знаходимо, що для $2\ell = \lambda$ $h_{\text{дп}} = 2\lambda/\pi$.

Рекомендація: формулою (3.12) треба користуватися для визначення ДВ СВ, уздовж яких укладається непарна кількість півхвиль, а формулою (3.13) – в інших випадках. Так, наприклад, для СВ довжиною $2\ell \leq 5\lambda/4$ з (3.13) маємо $h_{\text{дп}} = 1,75\lambda/\pi$.

3.4. Опір випромінювання і КСД СВ

Активну потужність випромінювання СВ P_{Σ} можна знайти шляхом інтегрування вектора Пойнтинга по сфері більшого радіуса у дальній зоні антени. Розділивши цю потужність на квадрат діяльної величини струму у пучності I_{Π}^2 , отримаємо

$$R_{\Sigma\Pi} = \frac{P_{\Sigma}}{I_{\Pi}^2} = \frac{1}{I_{\Pi}^2} \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \frac{E^2(\theta)}{120\pi} R^2 \sin \theta d\theta d\phi.$$

Підставивши замість $E(\theta)$ його вираз для СВ

$$E(\theta) = \frac{60I_{\Pi}}{R} \frac{\cos(k\ell \cos \theta) - \cos k\ell}{\sin \theta},$$

отримаємо

$$\begin{aligned} R_{\Sigma\Pi} &= 60 \int_0^{\pi} \frac{[\cos(k\ell \cos \theta) - \cos k\ell]^2}{\sin \theta} d\theta = \\ &= 30[\sin(2k\ell)(Si4k\ell - 2Si2k\ell) + \cos k\ell(C + \ln k\ell) + \\ &+ Ci4k\ell - 2Ci2k\ell + 2(C + \ln k\ell - Ci2k\ell)], \end{aligned} \quad (3.14)$$

$$\text{де } Si(t) = \int_0^t \frac{\sin x}{x} dx, \quad Ci(t) = C + \ln t + \int_0^t \frac{\cos x - 1}{x} dx \text{ – інтегральні синус і}$$

косинус відповідно $C = 0,577$ – стала Ейлера.

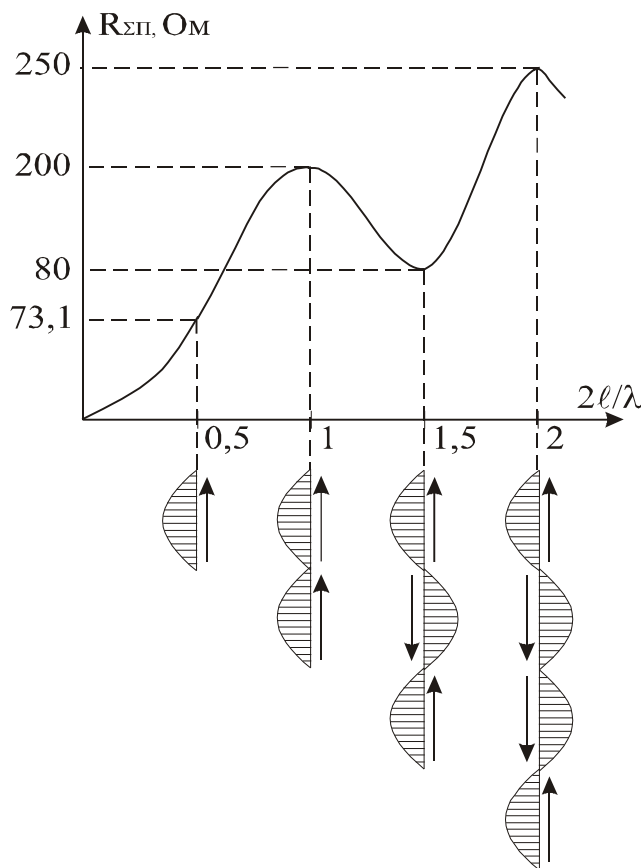


Рис. 3.12

Вираз (3.14) має назву формули Ван-дер-Поля для ненавантаженого СВ.

На рис. 3.12 наведено залежність $R_{\Sigma\Pi}(2l/\lambda)$, побудовану за формулою (3.14).

Аналіз залежності:

– опір випромінювання має максимуми, коли довжина СВ дорівнює приблизно парній, а мінімуми – непарній кількості півхвиль;

– величина максимуму зростає зі збільшенням $2l/\lambda$;

– причина виникнення мінімумів (наприклад, мінімуму за умови $2\ell/\lambda = 1,5$) – поява ділянки на СВ зі струмом протилежного напрямку, випромінювання якої частково компенсує випромінювання інших ділянок СВ;

– для півхвильового СВ ($2\ell = \lambda/2$) $R_{\Sigma\Pi} = 73,1$ Ом;

– для однохвильового СВ ($2\ell = \lambda$) $R_{\Sigma\Pi} \approx 200$ Ом, а для СВ довжиною $2\ell = 5\lambda/4$ $R_{\Sigma\Pi} \approx 115$ Ом.

За умови знання діяльної висоти СВ і його опору випромінювання, КСД СВ визначають за формулою

$$D_m = \frac{30(kh_D)^2}{R_{\Sigma\Pi}}.$$

Для СВ, у яких максимум головної пелюстки ДС перпендикулярний до осі, маємо:

– для півхвильового СВ ($h_{\text{дп}} = \lambda/\pi$, $R_{\Sigma\Pi} = 73,1$ Ом) $D_m \approx 1,64$;

– для однохвильового СВ ($h_{\text{дп}} = 2\lambda/\pi$, $R_{\Sigma\Pi} = 200$ Ом) $D_m \approx 2,4$;

– для СВ довжиною $2\ell = 1,25\lambda$ ($h_{\text{дп}} = 1,75\lambda/\pi$, $R_{\Sigma\Pi} = 115$ Ом) $D_m \approx 3,2$.

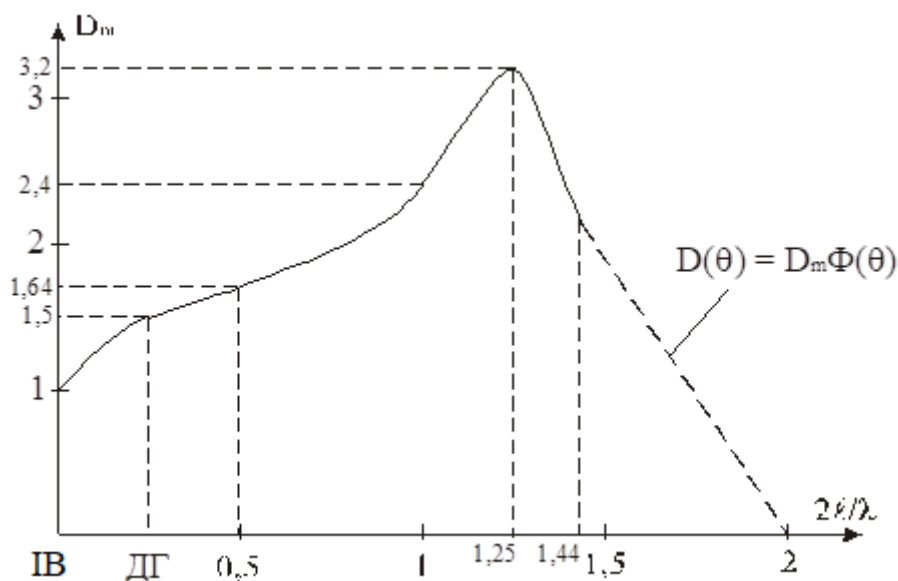


Рис. 3.13

Для ізотропного випромінювача (ІВ) ($2\ell/\lambda = 0$) $D_{m\hat{A}} = 1$, а для диполя Герца (ДГ) ($2\ell \ll \lambda$) $D_{m\text{ДГ}} = 1,5$.

Графік залежності $D_m(2\ell/\lambda)$ наведено на рис. 3.13. Найбільший КСД має СВ довжиною $2\ell = 1,25\lambda$. За умови $2\ell > 1,25\lambda$ зі зростанням довжини СВ рівень бокових пелюсток у його ДС зростає, що приводить до зниження КСД у екваторіальній площині. За умови $2\ell \leq 1,44\lambda$ максимум випромінювання СВ все ще знаходиться у екваторіальній площині. За умови $2\ell = 1,44\lambda$ рівень головної пелюстки ($\theta = 90^\circ$) дорівнює величині рівня бокової пелюстки ($\theta \approx 40^\circ$), а КСД СВ $D_m = 1,35$.

За умови $2\ell > 1,44\lambda$ і зростання довжини СВ бокові максимуми перевищують максимум у екваторіальній площині та КСД у цьому напрямку зменшується (пунктирна лінія на рис. 3.13). Тоді у напрямку перпендикуляра до осі СВ КСД відповідає величині $D_m F^2(90^\circ)$, яка визначає рівень випромінювання у напрямку $\theta = 90^\circ$.

3.5. Еквівалентний хвильовий та вхідний опори симетричного вібратора

Хвильовий опір СВ – це хвильовий опір ДЛ довжиною, яка дорівнює довжині одного плеча СВ, вхідний опір якого дорівнює вхідному опору СВ.

Еквівалентні значення хвильового опору ρ_E СВ:

$$\rho_E = 120 \left(\ln \frac{\ell}{a} - 0,69 \right); \quad (3.15)$$

$$\rho_E = 120 \left(\ln \frac{\lambda}{\pi a} - 0,577 \right); \quad (3.16)$$

$$\rho_E = 120 \left(\ln \frac{\ell}{a} - 1 \right), \quad (3.17)$$

де ℓ – довжина плеча СВ; a – його радіус.

Найбільш поширеною є формула **Кессеніха** (3.16), яку виведено за умови, що уздовж дротів СВ поширюється **біжна хвиля m -струму**. Як видно з (3.15) – (3.17), еквівалентний хвильовий опір зменшується зі зростанням товщини СВ, тобто зі зростанням його діаметра $2a$.

Розглянемо СВ з синусоїдальним розподілом струму і відповідною цьому СВ ДЛ **зі втратами** (рис. 3.14). Нехай хвильовий опір лінії дорівнює ρ_E і розподіл струму в обох випадках збігається. Тоді $Z_A = U_A / I_A$, де $U_A = U_{II} \operatorname{ch} \gamma \ell$, $I_A = I_{II} \operatorname{sh} \gamma \ell$ – напруга і струм на вході ДЛ; U_{II} , $I_{II} = \frac{U_{II}}{\rho_E}$ – напруга і струм у пучності; $\gamma = \alpha + ik$ – стала поширення.

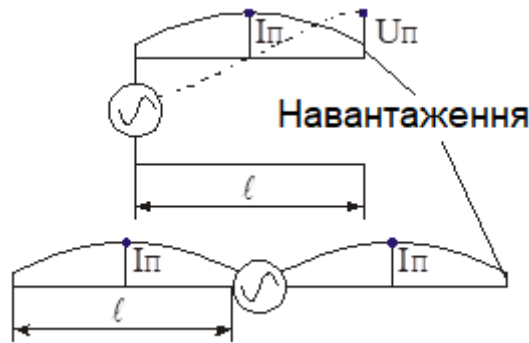


Рис. 3.14

Коефіцієнт згасання α характеризує зменшення амплітуди хвилі струму, яка біжить уздовж лінії у активному опорі лінії. Оскільки поширення струму у СВ (та у ДЛ) мало відрізняється від синусоїдального, то втрати малі, тобто $\alpha \ell \ll 1$. За такої умови коефіцієнт при уявній частині (стала зсуву фази) $k = 2\pi/\lambda$.

Вхідний опір СВ знаходять як вхідний опір довгої лінії з втратами:

$$Z_A = \rho_E \frac{\operatorname{ch} \gamma \ell}{\operatorname{sh} \gamma \ell} = \rho_E \frac{\operatorname{ch}(\alpha + ik)\ell}{\operatorname{sh}(\alpha + ik)\ell} = \rho_E \frac{\operatorname{ch}(\alpha \ell) \operatorname{ch}(ik \ell) + \operatorname{sh}(\alpha \ell) \operatorname{sh}(ik \ell)}{\operatorname{sh}(\alpha \ell) \operatorname{ch}(ik \ell) + \operatorname{ch}(\alpha \ell) \operatorname{sh}(ik \ell)}.$$

Оскільки $\alpha \ell \ll 1$, то $\operatorname{ch}(\alpha \ell) \approx 1$, $\operatorname{sh}(\alpha \ell) \approx \alpha \ell$.

Використавши $\text{ch}(ikl) = \cos(kl)$ і $\text{sh}(ikl) = i \sin(kl)$, отримаємо

$$\begin{aligned} Z_A &\approx \rho_E \frac{\cos(kl) + i\alpha l \sin(kl)}{\alpha l \cos(kl) + i \sin(kl)} = \rho_E \frac{\alpha l - i \cdot 0,5[1 - (\alpha l)^2] \sin(2kl)}{(\alpha l)^2 \cos^2(kl) + \sin^2(kl)} = \\ &= \rho_E \frac{\alpha l - i \cdot 0,5[1 - (\alpha l)^2] \sin(2kl)}{(\alpha l)^2 + [1 - (\alpha l)^2] \sin^2(kl)} \approx \rho_E \frac{\alpha l - i \cdot 0,5 \sin(2kl)}{(\alpha l)^2 + \sin^2(kl)}. \end{aligned} \quad (3.18)$$

Втрати αl знаходять за умови рівності потужності випромінювання СВ і активної потужності втрат у ДЛ.

Потужність випромінювання СВ

$$P_{\Sigma ПСВ} = I_{\Pi}^2 R_{\Sigma \Pi} = \left(\frac{U_{\Pi}}{\rho_E} \right)^2 R_{\Sigma \Pi},$$

а активна потужність втрат у ДЛ

$$\begin{aligned} P_{\Pi Л} &= \text{Re}\{I_A U_A^*\} = \\ &= \text{Re}\left\{ \frac{U_{\Pi}}{\rho_E} [\alpha l \cos(kl) + i \sin(kl)] U_{\Pi} [\cos(kl) - i\alpha l \sin(kl)] \right\} = \\ &= \frac{\alpha l}{\rho_E} U_{\Pi}^2. \end{aligned}$$

За умови рівності цих потужностей отримаємо

$$\alpha l = \frac{R_{\Sigma \Pi}}{\rho_E}.$$

Підставивши αl у (3.18), отримаємо

$$Z_A \approx \frac{R_{\Sigma \Pi} - i \cdot 0,5 \rho_E \sin(2kl)}{\left(\frac{R_{\Sigma \Pi}}{\rho_E} \right)^2 + \sin^2(kl)} \quad (3.19)$$

або

$$R_A \approx \frac{R_{\Sigma\Pi}}{\left(\frac{R_{\Sigma\Pi}}{\rho_E}\right)^2 + \sin^2(kl)}, \quad X_A \approx -\frac{0,5\rho_E \sin(2kl)}{\left(\frac{R_{\Sigma\Pi}}{\rho_E}\right)^2 + \sin^2(kl)}. \quad (3.20)$$

З рис. 3.15 видно, що залежності $R_A(2\ell/\lambda)$ і $X_A(2\ell/\lambda)$ мають характер коливань, причому:

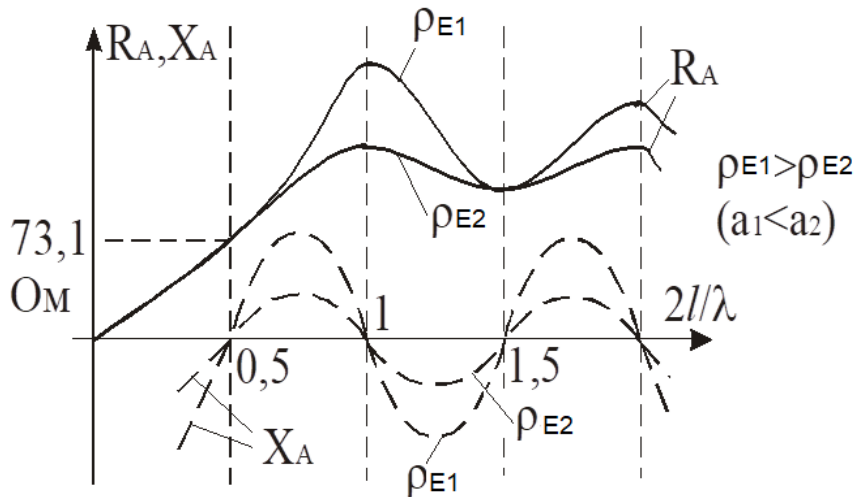


Рис. 3.15

1. Активна складова R_A досягає максимумів при довжинах СВ, які кратні парній, і мінімумів – кратних непарній кількості півхвиль. **Виняток** становить півхвильовий СВ, для якого мінімуму немає. Величина максимумів зменшується зі зростанням їх номерів.

2. Реактивна складова X_A дорівнює нулю при довжинах СВ, кратних цілій кількості півхвиль. За умови $2\ell < 0,5\lambda$, $X_A < 0$ реактивний опір має **ємнісний**, а за умови $2\ell > 0,5\lambda$, $X_A > 0$ – **індуктивний** характер. За умови $2\ell = 0,5\lambda$ $X_A = 0$ СВ поводитья як послідовний коливальний контур – настає **перший послідовний резонанс**. За умови $2\ell = \lambda$ СВ поводитья як паралельний коливальний контур – настає **перший паралельний резонанс**. При подальшому зростанні $2\ell/\lambda$ опір СВ знову набуває ємнісного характеру і хід залежності повторюється – настає **другий**

послідовний резонанс ($2\ell = 1,5\lambda$), **другий паралельний резонанс** ($2\ell = 2\lambda$) і т. д.

3. Чим більше товщина СВ (чим більше поперечний переріз у випадках плоских СВ), тим менше його еквівалентний хвильовий опір ρ_E , тим більш плавними будуть залежності R_A і X_A від $2\ell/\lambda$ та тим **ширше буде робоча смуга частот СВ**.

Висновок: для розширення смуги пропускання СВ треба збільшити його товщину.

Частотна смуга пропускання СВ

$$N = \frac{2\Delta f}{f} 100 \% \approx \frac{R_A}{\rho_E} 100 \% . \quad (3.21)$$

З використанням формул (3.16) і (3.21) для півхвильового СВ різної товщини маємо:

– для	$a = \frac{2\ell}{200} = \frac{\lambda}{400}$	$\rho_E = 512 \text{ Ом},$	$N = 14 \% ;$
– для	$a = \frac{2\ell}{100} = \frac{\lambda}{200}$	$\rho_E = 429 \text{ Ом},$	$N = 17 \% ;$
– для	$a = \frac{2\ell}{50} = \frac{\lambda}{100}$	$\rho_E = 346 \text{ Ом},$	$N = 21 \% ;$
– для	$a = \frac{2\ell}{10} = \frac{\lambda}{20}$	$\rho_E = 157 \text{ Ом},$	$N = 46,5 \% .$

З наведених прикладів видно, що СВ – **вузькосмуговий** пристрій, а намір отримати смугу $\approx 50 \%$ приводить до того, що поперечний розмір СВ стає неприпустимо великим. **Наприклад**, для першого телеканала ($\lambda_{CEP} = 5,72 \text{ м}$) діаметр такого СВ має дорівнювати 57,2 см, а для 12-го телеканала ($\lambda_{CEP} = 1,32 \text{ м}$) – 13,2 см.

Примітка: для реальних СВ, які мають кінцеву товщину, реактивна складова вхідного опору дорівнює нулю не при довжинах, кратних цій кількості півхвиль, а при довжинах на 5...10 % менших. Так, СВ довжиною $2\ell = 0,5\lambda$ має вхідний опір, який дорівнює

$$Z_A = (73,1 + i42,5) \text{ Ом}.$$

Висновок: реактивна складова опору півхвильового СВ має індуктивний характер.

Компенсувати індуктивність (налагодити СВ у резонанс) можна за допомогою скорочення СВ, яке можна розрахувати за формулою **Леонтовича–Левіна**

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{0,225}{\ln \frac{\lambda}{2\pi a}}, \quad (3.22)$$

де Δl – величина, на яку зменшено кожне плече СВ.

Зазвичай використовують півхвильовий СВ, який працює на **власній довжині хвилі**, тобто на найбільшій довжині хвилі генератора λ_0 , при якій реактивна складова вхідного опору дорівнює нулю. Для цього $2\ell = (0,9...0,95)\lambda_0/2$.

Рекомендація: практичну довжину налагодженого півхвильового СВ вибирають такою: $2\ell = (0,45...0,47)\lambda_0$.

З рис. 3.15 видно, що X_A набуває нульові значення також при роботі на **гармоніках**, тобто хвилях, у ціле число разів коротших, ніж власна. Однак на практиці це роблять зрідка.

Переваги півхвильового налагодженого СВ перед СВ, який налагоджено на гармоніку:

- найменша довжина;
- однопелюсткова ДС з максимумом у екваторіальній площині;

- вхідний опір добре узгоджений з хвильовим опором стандартного кабелю РК-75 (радіочастотний кабель з хвильовим опором 75 Ом);
- малі змінення X_A поблизу резонансу, що спрощує як налагодження СВ, так і узгодження з кабелем.

3.6. Антенний зазор

Антенний зазор – це відстань S між внутрішніми кінцями пліч СВ (рис. 3.16).

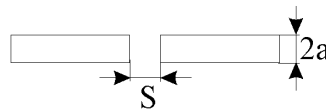


Рис. 3.16

Якщо антенний зазор дуже малий порівняно з радіусом плеча СВ ($S \ll a$), то вхід антени шунтовано зосередженою ємністю цього зазору та більша частина ВЧ струму замкнеться через ємність, проминаючи антену.

Якщо величина антенного зазору майже дорівнює радіусу провідника ($S \approx a$), то його зосереджена ємність настільки мала, що нею можна знехтувати. При цьому практично весь струм потрапляє на плечі СВ.

Для зменшення ємності бажано не застосовувати суцільні торцеві поверхні, а використати порожнисті трубчаті провідники (див. рис. 3.17). Якщо необхідно, зазор можна закрити яким-небудь діелектриком. Конструкція зазору з конічними кінцями вібраторів забезпечує відсутність впливу зосередженої ємності при будь-якій малій величині S .



Рис. 3.17

4. СПРЯМОВАНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ

Унаслідок збільшення довжини СВ можна отримати ДС з будь-якою вузькою головною пелюсткою у меридіональній площині, але при цьому об'ємна ДС (завдяки круговій симетрії) буде набором конічних поверхонь.

Висновок: для СВ не можна говорити про один або декілька напрямків максимального випромінювання.

Для концентрації енергії *тільки в одному потрібному напрямку* застосовують антени з декількох однакових випромінювачів, так звані **антенні решітки (antenna array)**.

4.1. Система з двох неспрямованих випромінювачів

Найпростіша **антенна решітка** – система з **двох** півхвильових СВ у екваторіальній площині (рис. 4.1). Відстань d між точками А і В, в яких розміщено СВ, називають **“базою”**.

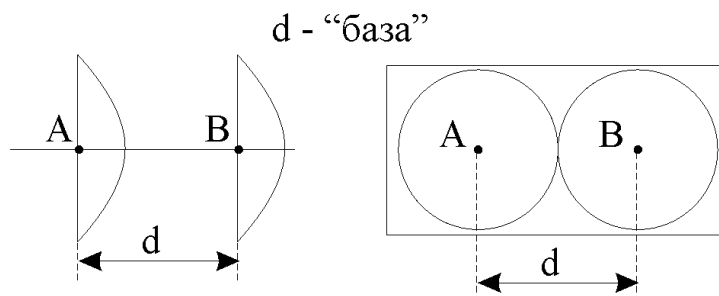


Рис. 4.1

4.1.1. Синфазна система

Розглянемо систему на рис. 4.2. Живлення системи **синфазними струмами** позначено знаками “+” біля СВ. Будемо вважати СВ ідентичними, тобто такими, що мають не тільки однакові розміри, але й однакові живильні струми НВЧ: $I_A = I_B = I$.

У напрямку на точку M_1 (рис. 4.2) в дальній зоні довжина променя від кожного СВ до M_1 є однаковою, тому напруженість поля E_A , створена симетричним вібратором А, і напруженість поля E_B , створена вібратором В, будуть

однаково спізнюватись за фазою порівняно з синфазними струмами СВ. Оскільки $I_A = I_B = I$, то і $E_A = E_B = E$, та результівна напруженість буде у два рази більше напруженості поля, яка створена одним СВ, тобто $E_{M1} = E_A + E_B = 2E$.

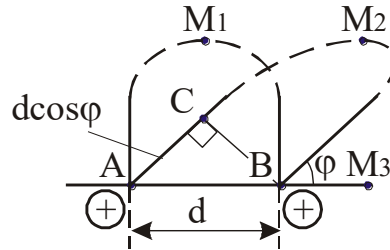


Рис. 4.2

У напрямку на точку M_2 відстань до M_2 від СВ А буде на відрізок (*різниця ходу*) $AC = d \cos \varphi$ більшою, ніж від СВ В. Тому напруженість поля E_A у точці M_2 запізнюється за фазою порівняно з E_B на кут

$$\psi = kd \cos \varphi. \quad (4.1)$$

Залежно від "базис" d і напрямку φ кут зсуву фаз ψ може набувати різних значень. Наприклад, він може бути $\psi_m = 0, 2\pi, 4\pi, \dots, 2m\pi$, де $m = 0, 1, 2, \dots$. У цьому прикладі будемо мати максимум поля $E_{M2} = 2E$, як і в точці M_1 . Напрямки φ_m , в яких поле є максимальним, знаходимо з рівняння

$$kd \cos \varphi_m = 2m\pi, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (4.2)$$

Можуть бути такі величини d і φ , для яких $\psi = \pi, 3\pi, \dots, (2m+1)\pi$. У цих випадках результівна напруженість поля $E_{M2} = 0$ і формула для виявлення **напрямків нульових випромінювань** має вигляд

$$kd \cos \varphi_0 = (2m + 1)\pi, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (4.3)$$

У напрямку на точку M_3 (уздовж осі, яка з'єднує СВ)

$$\psi = kd, \quad (4.4)$$

а результівна напруженість поля

$$E_{M3} = \sqrt{E_A^2 + E_B^2 + 2E_A E_B \cos(kd)} = E\sqrt{2[1 + \cos(kd)]}. \quad (4.5)$$

Приклад 1. Побудувати у полярній системі координат ДС системи з двох синфазних неспрямованих випромінювачів, відстань між якими $d = 5\lambda/4$.

1. За формулою (4.2) визначаємо напрямки максимальних випромінювань:

$$\frac{2\pi}{\lambda} \frac{5\lambda}{4} \cos\varphi_m = 2m\pi; \varphi_m = \arccos(4m/5);$$

при $m = 0$ $\varphi_{m1} = \arccos 0 = 90^\circ$; при $m = 1$ $\varphi_{m2} = \arccos(4/5) \approx 36^\circ$.

2. За формулою (4.3) знаходимо напрямки максимальних нульових випромінювань:

$$\frac{2\pi}{\lambda} \frac{5\lambda}{4} \cos\varphi_0 = (2m + 1)\pi; \varphi_0 = \arccos[2(2m + 1)/5];$$

при $m = 0$ $\varphi_{01} = \arccos(2/5) \approx 66^\circ$.

3. За формулою (4.4) визначаємо зсув за фазою між E_A і E_B уздовж осі АВ:

$$\psi_{AB} = kd = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{5\lambda}{4} = 2,5\pi = 2\pi + \frac{\pi}{2} = \frac{\pi}{2},$$

а за формулою (4.5) – напруженість поля вздовж АВ:

$$E_{AB} = E\sqrt{2[1 + \cos(\pi/2)]} = E\sqrt{2}.$$

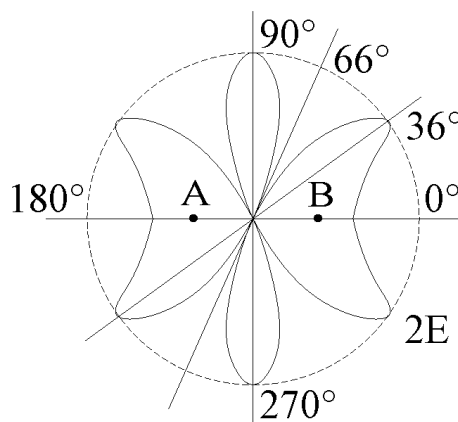


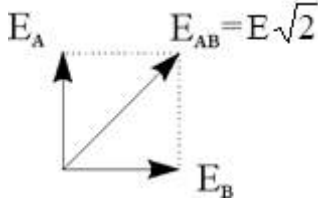
Рис. 4.3

4. Зображуємо коло радіусом $2E$, наносимо на нього напрямки максимальних та нульових випромінювань. Відмічаємо величину поля уздовж AB і плавною лінією будуємо графік ДС (рис. 4.3).

Приклад 2. Розглянемо синфазну систему з двох півхвильових СВ, розміщених один від одного на відстані $d = \lambda/2$ (рис. 4.4). ДС СВ у площині E визначається як

$$F_E(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \sin \theta\right)}{\cos \theta}, \quad (4.6)$$

а ДС системи у площині H (у площині неспрямованості кожного з СВ) – виразом



$$F_H(\varphi) = \cos\left(\frac{kd}{2} \cos \varphi\right). \quad (4.7)$$

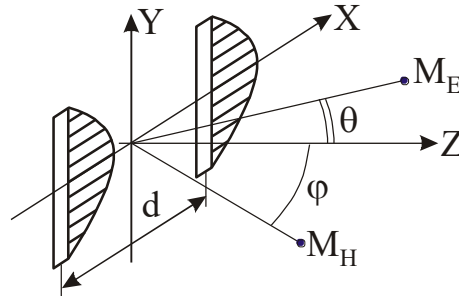


Рис. 4.4

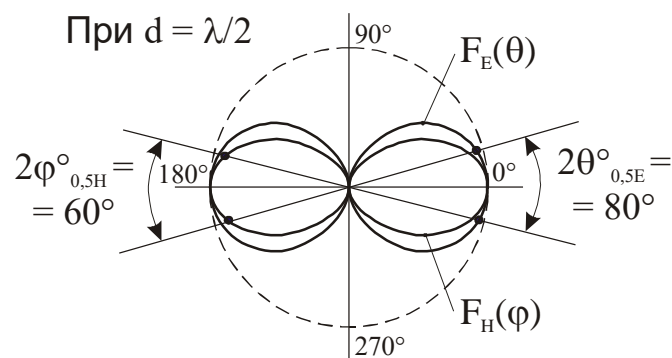


Рис. 4.5

На рис. 4.5 ці ДС побудовано на єдиній координатній сітці: кожна ДС має тільки одну пелюстку, але пелюстка у площині Н вужча порівно з площиною Е ($2\theta_{0,5E}^0 = 80^\circ$, $2\varphi_{0,5H}^0 = 60^\circ$). Унаслідок збільшення довжини СВ або зменшення відстані d між СВ можна отримати однакову ДС у обох площинах. Однак збільшувати довжину СВ не можна, бо при цьому зміняться його електричні параметри. Тому зменшують d . Для визначення необхідного d у формулах (4.6) і (4.7) припустимо $\theta = \varphi = 40^\circ$ і прирівняємо їх. З розв'язку трансцендентного рівняння

$$\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \sin 40^\circ\right)}{\cos 40^\circ} = \cos\left(\frac{kd}{2} \cos 40^\circ\right)$$

знаходимо відстань d між СВ, яка забезпечує однакову ширину ДС в обох площинах.

Висновки:

1. В напрямку перпендикуляра до осі системи незалежно від "бази" d завжди буде максимум поля, який дорівнює $2E$.
2. При $d = \lambda$ ДС системи буде однопелюстковою, причому пелюстка буде тим вужче, чим більше d/λ .
3. При $d \leq \lambda$ зі зростанням d кількість бокових пелюсток у ДС зростає.
4. Величина всіх бокових пелюсток є однаковою і дорівнює пелюстці у напрямку перпендикуляра до осі системи, тобто дорівнює $2E$.
5. Уздовж осі системи залежно від d може бути $2E$, 0 або проміжне значення поля.

4.1.2. Протифазна система

Розглянемо напрямок на точку M_1 . Оскільки струми в системі **протифазні**: $I_B = I_A e^{i\pi} = -I_A$, а поля E_A і E_B до точки M_1 проходять однаковий шлях і завдяки цьому запізнюються за фазою на той самий кут, то відношення між полями у цій точці буде $E_B = E_A e^{i\pi} = -E_A$. Тому $E_{M1} =$

$= E_A + E_B = 0$, тобто **у напрямку перпендикуляра до осі системи випромінювання немає.**

Під час визначення поля вздовж лінії АВ (точка M_3) до зсуву фази поля kd за рахунок **відстані** необхідно додати **зсув за фазою π за рахунок живлення**, тобто

$$\psi_{AB} = kd + \pi. \quad (4.8)$$

Тоді поле вздовж осі системи

$$E_{M3} = \sqrt{E_A^2 + E_B^2 + 2E_A E_B \cos(kd + \pi)} = E\sqrt{2[1 + \cos(kd + \pi)]}. \quad (4.9)$$

З урахуванням (4.8) треба знайти і напрямки максимальних та нульових випромінювань для будь-яких d і φ (точка M_2). Напрямки максимальних випромінювань

$$kd \cos \varphi_m = 2m\pi + \pi = (2m + 1)\pi, \quad m=0, 1, 2, \dots, \quad (4.10)$$

а напрямки нульових випромінювань

$$kd \cos \varphi_0 = (2m + 1)\pi + \pi = 2m\pi, \quad m=1, 2, 3, \dots \quad (4.11)$$

Приклад. Побудувати приблизну ДС протифазної системи з двох неспрямованих випромінювачів, відстань між якими $d = 5\lambda/4$.

1. За формулою (4.8) визначимо зсув за фазою між E_A і E_B уздовж осі системи:

$$\psi_{AB} = kd + \pi = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{5\lambda}{4} + \pi = 2\pi + \frac{3\pi}{2} = \frac{3\pi}{2},$$

а за формулою (4.9) – напруженість поля вздовж АВ:

$$E_{AB} = E\sqrt{2[1 + \cos(3\pi/2)]} = E\sqrt{2}.$$

2. За формулою (4.10) знаходимо напрямки максимальних випромінювань:

$$\frac{2\pi}{\lambda} \frac{5\lambda}{4} \cos \varphi_m = (2m + 1)\pi; \quad \varphi_m = \arccos(2(2m + 1)/5);$$

за умови $m = 0$ $\varphi_{m1} = \arccos(2/5) \approx 66^\circ$.

3. За формулою (4.11) визначимо напрямки нульових випромінювань:

$$\frac{2\pi}{\lambda} \frac{5\lambda}{4} \cos\varphi_0 = 2m\pi; \varphi_m = \arccos(4m/5);$$

при $m = 0$ $\varphi_{01} = \arccos 0 = 90^\circ$; при $m = 1$ $\varphi_{02} = \arccos(4/5) \approx 36^\circ$.

4. Будуємо коло радіусом $2E$, наносимо на нього напрямки максимальних та нульових випромінювань, відзначаємо значення поля уздовж осі AB і плавною лінією будуємо DC (рис. 4.6).

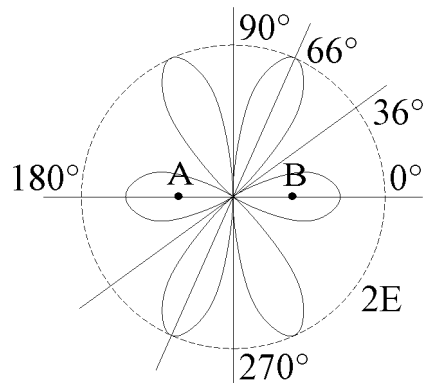


Рис. 4.6

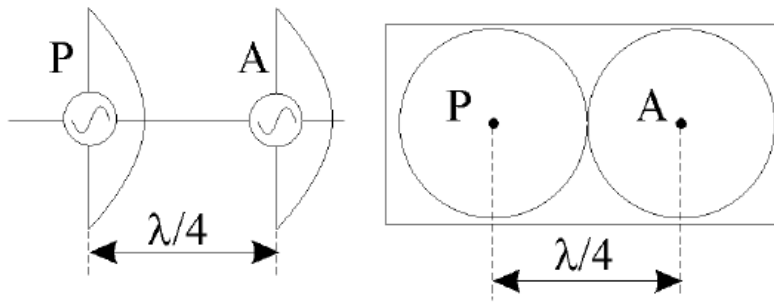
Висновки:

1. У напрямку перпендикуляра до осі системи при будь-якій "базі" d випромінювання немає.
2. При $d = \lambda$ ДС системи буде однопелюстковою з максимумом у напрямку $\varphi_m = 60^\circ$.
3. При $d > \lambda$ в ДС з'являються бокові пелюстки, кількість яких буде тим більшою, чим більше d/λ .
4. Усі пелюстки, окрім розташованих уздовж лінії AB , мають однакову амплітуду $2E$.
5. У напрямку осі системи залежно від d/λ може бути максимум, нуль або проміжне значення поля.

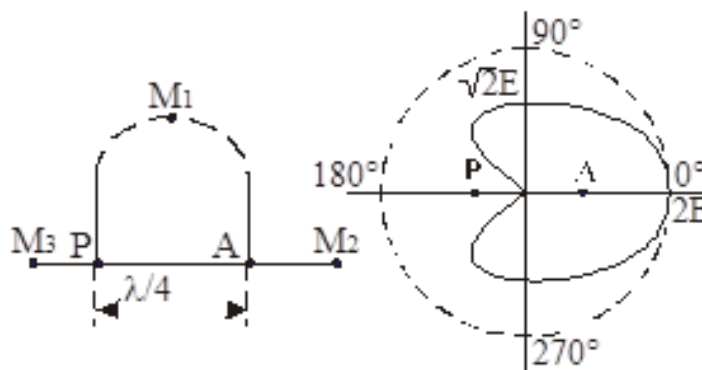
4.1.3. Система “антена – активний рефлектор”

Система "антена – активний рефлектор" – це два паралельних півхвильових СВ, розташованих на відстані $d = \lambda/4$ один від одного (рис. 4.7, а) і живлених так, що струм у рефлекторі **P** випереджає за фазою струм у антені **A** на $\pi/2$: $I_P = I_A e^{i\pi/2}$.

антені **A** на $\pi/2$: $I_P = I_A e^{i\pi/2}$.



а



б

в

Рис. 4.7

До точки M_1 (рис. 4.7, б) поля, що створює СВ, проходять однаковий шлях і відносно струмів запізнюються за фазою на той самий кут. Тому в

точці M_1 $E_P = E_A e^{i\pi/2}$ і:

$$E_{M1} = \sqrt{E_A^2 + E_B^2 + 2E_A E_B \cos(\pi/2)} = E\sqrt{2}.$$

У напрямку від рефлектора **P** до антени **A** (точка M_2 на рис. 4.7, б) поле рефлектора проходить шлях на $\lambda/4$ більший, ніж поле антени, і запізнюється

нюється за фазою відносно поля антени на кут $\psi = kd = \pi/2$, але це запізнення компенсується випередженням за фазою на $\pi/2$ за рахунок живлення так, що

$$\psi_{PA} = -\frac{2\pi}{\lambda} \frac{\lambda}{4} \Big|_{\text{ШЛЯХ}} + \frac{\pi}{2} \Big|_{\text{ЖИВЛЕННЯ}} = 0,$$

тому у точці M_2 $E_{M2} = 2E$.

У напрямку від антени до рефлектора (точка M_3 на рис. 4.8, б) поле антени проходить шлях на $\lambda/4$ більший, ніж поле рефлектора, і запізнюється відносно поля рефлектора на кут $\psi = kd = \pi/2$. Окрім цього, воно ще запізнюється на кут $\pi/2$ за рахунок живлення:

$$\psi_{AP} = -\frac{2\pi}{\lambda} \frac{\lambda}{4} \Big|_{\text{ШЛЯХ}} - \frac{\pi}{2} \Big|_{\text{ЖИВЛЕННЯ}} = -\pi,$$

тому у точці M_3 поля E_P і E_A сумуються у протифазі і $E_{M3} = 0$.

4.2. Система з n неспрямованих випромінювачів

Для отримання гостроспрямованих ДС у низці прикладів використовують антени, які містять велику кількість СВ або інших типів випромінювачів, – **багатоелементні антенні решітки (АР)**.

Отримання спрямованого випромінювання за допомогою таких систем пояснюється суперпозицією полів, які створені окремими випромінювачами. Унаслідок цього ДС усієї антенної системи залежить як від типу випромінювачів, так і від їх розташування, від відстаней між ними, від довжини хвилі і відношення між амплітудами та фазами струмів у випромінювачах. Відповідним розташуванням випромінювачів, збудженням у них струмів певних амплітуд і фаз можна синтезувати ДС різної форми.

Розглянемо випромінювання, яке створює у екваторіальній площині система з ідентичних паралельних півхвильових СВ (рис. 4.8).

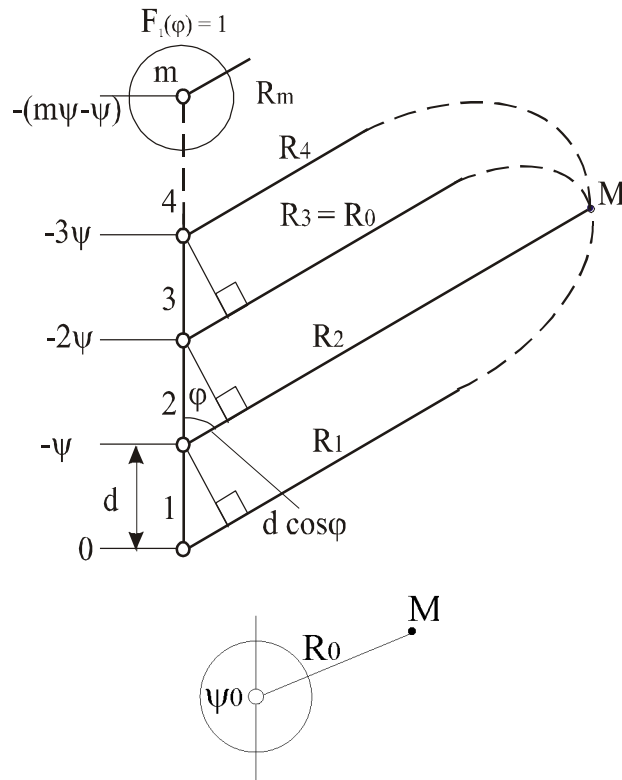


Рис. 4.8

Початкові дані:

а) $d_{1,2} = d_{2,3} = d_{3,4} = \dots = d_{(m-1),m} = d$;

б) $|I_1| = |I_2| = \dots = |I_m| = |I|$;

в) $\psi_2 = -\psi$; $\psi_3 = -2\psi$; $\psi_4 = -3\psi$, ..., $\psi_m = -(m-1)\psi$.

Для одиничного СВ напруженість поля

$$E = \frac{30kIh_D}{R} e^{-ikR} = \frac{C}{R} e^{-ikR}.$$

Кожний СВ створює таке поле:

$$E_1 = \frac{C}{R_1} e^{-ikR_1};$$

$$E_2 = \frac{C}{R_2} e^{-i(kR_2 - \psi)};$$

$$E_3 = \frac{C}{R_3} e^{-i(kR_3 - 2\psi)};$$

...

$$E_m = \frac{C}{R_m} e^{-i[kR_m - (m-1)\psi]}.$$

З урахуванням умов дальньої зони для амплітуд

$$\frac{1}{R_1} = \frac{1}{R_2} = \frac{1}{R_3} = \dots = \frac{1}{R_m} = \frac{1}{R_0},$$

де R_0 – відстань до точки спостереження M від середини системи, а також з урахуванням різниці ходу

$$R_2 = R_1 - d \cos \varphi;$$

$$R_3 = R_1 - 2d \cos \varphi;$$

...

$$R_m = R_1 - (m-1)d \cos \varphi,$$

де φ – кут, який відраховують від осі системи, маємо

$$E_m = \frac{C}{R_0} e^{-i[kR_1 - (m-1)(kd \cos \varphi - \psi)]}.$$

За принципом суперпозиції сумарне поле дорівнює суперпозиції полів декількох СВ:

$$E_n(\varphi) = \sum_{m=1}^n E_m = \frac{C}{R_0} \sum_{m=1}^n e^{-ikR_1} e^{i(m-1)(kd \cos \varphi - \psi)}. \quad (4.12)$$

Сума в (4.12) є сумою S членів **геометричної прогресії** з першим членом $a = e^{-ikR_1}$ і знаменником $q = e^{ib}$, де $b = kd \cos \varphi - \psi$:

$$S = a \frac{1 - q^n}{1 - q} = e^{-ikR_1} \frac{1 - e^{inb}}{1 - e^{ib}} = e^{-ikR_1} e^{i \frac{n-1}{2} b} \frac{\sin(nb/2)}{\sin(b/2)}.$$

Тоді (4.12) набуде вигляду

$$E_n(\varphi) = \frac{C}{R_0} e^{-i(kR_0 + \psi_0)} \frac{\sin\left[\frac{n}{2}(kd \cos\varphi - \psi)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}(kd \cos\varphi - \psi)\right]}, \quad (4.13)$$

де $R_0 = R_1 - \frac{n-1}{2}d \cos\varphi$ – відстань від середини системи до точки М;
 $\psi_0 = \psi(n-1)/2$ – зсув фази середньої точки системи відносно першого випромінювача.

Якщо замість системи СВ узяти один СВ, помістити його у точку, де знаходилась середина системи і придати його струму фази ψ_0 , яка відповідає цій точці (рис. 4.10), то у точці М отримаємо:

$$E = \frac{C}{R_0} e^{-i(kR_0 + \psi_0)}. \quad (4.14)$$

Порівнявши (4.13) і (4.14) можна побачити, що фаза поля системи і одиничного СВ у точці М одна й та сама, а амплітуда відрізняється на величину

$$f_n(\varphi) = \frac{\sin\left[\frac{n}{2}(kd \cos\varphi - \psi)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}(kd \cos\varphi - \psi)\right]}, \quad (4.15)$$

яка називається **ненормованою ДС системи (решітки)**.

Висновок: з (4.13) видно, що фаза поля $kR_0 + \psi_0$ системи не залежить від напрямку, тому система має **фазовий центр** і він знаходиться у її середині.

4.2.1. Синфазна антенна решітка

Для синфазної АР $\psi = 0$, а її ненормована ДС

$$f_n(\varphi) = \frac{\sin\left[\frac{nk d}{2} \cos\varphi\right]}{\sin\left[\frac{k d}{2} \cos\varphi\right]}. \quad (4.16)$$

Аналіз виразу (4.16):

1. Розглянемо напрямок перпендикуляра до осі АР. Безпосередня підстановка у (4.16) $\varphi = 90^\circ$ приводить до невизначеності $f_n(90^\circ) = (0/0)$, розкривши яку за **правилом Лопіталя**, знаходимо

$$f'_n(\varphi)\Big|_{\varphi=90^\circ} = \frac{\frac{nk d}{2} \cos\left[\frac{nk d}{2} \cos\varphi\right] \sin\varphi}{\frac{k d}{2} \cos\left[\frac{k d}{2} \cos\varphi\right] \sin\varphi} = n.$$

Висновок: у напрямку перпендикуляра до осі АР напруженість поля у n разів більше напруженості поля одиничного випромінювача.

Нормована ДС АР

$$F_n(\varphi) = \frac{1}{n} \frac{\sin\left[\frac{nk d}{2} \cos\varphi\right]}{\sin\left[\frac{k d}{2} \cos\varphi\right]}. \quad (4.17)$$

2. Визначимо напрямки нулів у ДС. Функція (4.17) дорівнює нулю, якщо

$$\sin\left(\frac{nk d}{2} \cos\varphi_0\right) = 0,$$

звідки

$$\frac{nk d}{2} \cos\varphi_0 = m\pi; \quad m = \pm 1, \pm 2, \dots; \quad \cos\varphi_0 = \frac{m\lambda}{nd},$$

отримаємо напрямки нулів φ_0 у ДС:

$$\varphi_0 = \arccos\left(\frac{m\lambda}{nd}\right). \quad (4.18)$$

Кількість нулів у ДС знайдемо з умови $\cos\varphi_0 = \frac{m\lambda}{nd} \leq 1$, звідки $m \leq \frac{nd}{\lambda}$. Лінійний розмір АР становить $L = (n-1)d|_{n \rightarrow \infty} \approx nd$. Тоді кількість нулів

$$m \leq \frac{L}{\lambda}. \quad (4.19)$$

Висновок: кількість нулів у ДС буде тим більше, чим більше розмір АР порівняно з довжиною хвилі. З (4.19) також видно, що при $L < \lambda$ ДС АР буде однопелюстковою і перший нуль у ДС з'явиться у напрямку осі АР за умови $L = \lambda$.

3. Визначимо напрямки максимумів бокових пелюсток у ДС, розв'язавши тригонометричне рівняння

$$\sin\left(\frac{nk d}{2} \cos\varphi_m\right) = \pm 1.$$

Розв'язання цього рівняння:

$$\frac{nk d}{2} \cos\varphi_m = \pm(2m+1)\frac{\pi}{2}; \quad \cos\varphi_m = \pm(2m+1)\frac{\lambda}{2nd}; \quad m = \pm 1, \pm 2, \dots;$$

$$\varphi_m = \arccos\left[\pm(2m+1)\frac{\lambda}{2nd}\right]. \quad (4.20)$$

Кількість бокових пелюсток знаходимо з умови

$$\cos\varphi_m = \pm(2m+1)\frac{\lambda}{2nd} \leq 1; \quad m \leq \left(\frac{nd}{\lambda} - \frac{1}{2}\right).$$

Висновок: кількість бокових пелюсток у ДС тим більше, чим більше розмір решітки порівняно з довжиною хвилі, причому максимуми бокових пелюсток знаходяться посередині між нулями ДС.

4. Рівень бокових пелюсток знайдемо за формулою

$$|F_n(\varphi_m)| = \frac{1}{\left| n \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\varphi_m\right) \right|} = \frac{1}{\left| n \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \frac{\lambda}{nd} \frac{2m+1}{2}\right) \right|} = \frac{1}{\left| n \sin\left(\frac{2m+1}{2} \frac{\pi}{n}\right) \right|}. \quad (4.21)$$

За умови великої кількості випромінювачів ($n \gg 1$) аргумент синуса у (4.21) малий, тому

$$|F_n(\varphi_m)| = \frac{2}{(2m+1)\pi}. \quad (4.22)$$

Отже, маємо:

$$\text{при } m=1 \quad |F_n(\phi_{m1})| = 0,212 \text{ (21,2 \%)};$$

$$\text{при } m=2 \quad |F_n(\phi_{m2})| = 0,127 \text{ (12,7 \%)};$$

$$\text{при } m=3 \quad |F_n(\phi_{m3})| = 0,091 \text{ (9,1 \%)}.$$

Висновок: рівень бокових пелюсток буде зменшуватись зі збільшенням їх номерів (рис. 4.9).

Цей висновок правдивий, якщо відстань між випромінювачами відповідає умові

$$d \leq \frac{n-1}{n} \lambda < \lambda.$$

Якщо остання умова не виконується, то у ДС АР з'являться **побічні головні максимуми**, рівень яких дорівнює рівню головної пелюстки у напрямку перпендикуляра до осі АР.

Зокрема, за умови $d = \lambda$ перший побічний головний максимум існує і він спрямований до осі АР.

За умови невеликої кількості випромінювачів бокові пелюстки з рівнем, більшим рівня першої бокової пелюстки, з'являються лише за умови $\lambda/2 < d < \lambda$ (рис. 4.10).

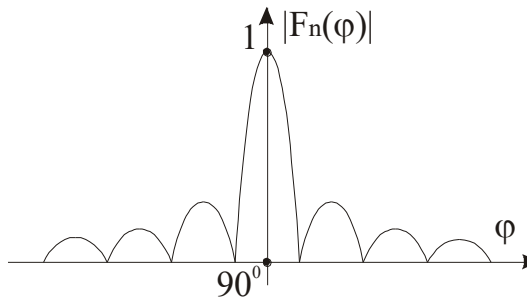


Рис. 4.9

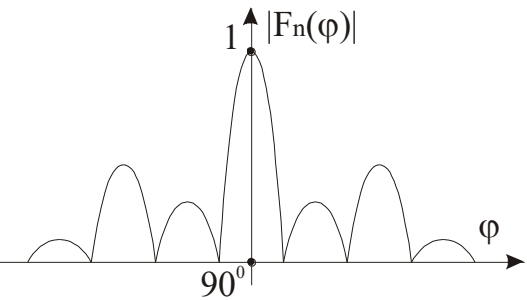


Рис. 4.10

Рекомендація: на практиці, якщо це можливо, намагаються вибирати відстань $d \leq \lambda/2$, задовольняючи таким чином найбільш жорстку умову стосовно побічного випромінювання.

5. Визначаємо ширину головної пелюстки ДС "за нулями". Кут розкриття $2\theta_0$ цієї пелюстки, як видно з рис. 4.11, дорівнює подвійному значенню кута першого нульового напрямку. При цьому

$$\sin \theta_0 = \cos \varphi_{01} = \frac{\lambda}{nd}.$$

Для великих розмірів АР, коли $nd \gg \lambda$, $\sin \theta_0 \approx \theta_0$:

$$2\theta_0 \approx \frac{2\lambda}{nd} \approx \frac{2\lambda}{L}; \quad 2\theta_0^\circ \approx 115^\circ \frac{\lambda}{nd} \approx 115^\circ \frac{\lambda}{L}, \quad (4.23)$$

тобто головна пелюстка ДС буде тим вузкою, чим більше розмір АР порівняно з довжиною хвилі.

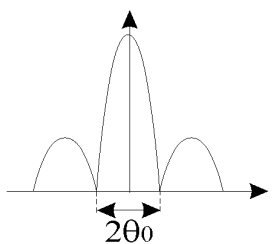


Рис. 4.11

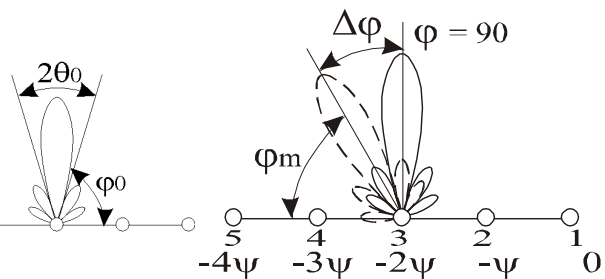


Рис. 4.12

4.2.2. Лінійно-фазна антенна решітка

Нормована ДС лінійно-фазної АР

$$F_n(\varphi) = \frac{1}{n} \frac{\sin\left[\frac{n}{2}(kd \cos \varphi - \psi)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}(kd \cos \varphi - \psi)\right]}. \quad (4.24)$$

Як і для синфазної АР, головний максимум ДС існує при кутах φ , для яких вираз (4.24) буде мати невизначеність типу $0/0$, тобто якщо

$$kd \cos \varphi_m - \psi = 0.$$

Висновок: для лінійно-фазної АР головний максимум ДС буде існувати не в напрямку перпендикуляра до осі АР ($\varphi = 90^\circ$), а в напрямку кута φ_m (рис. 4.12):

$$\cos \varphi_m = \frac{\psi \lambda}{2\pi d}. \quad (4.25)$$

Якщо позначити відхил напрямку головного максимуму ДС від напрямку перпендикуляра до осі АР через $\Delta\varphi = 90^\circ - \varphi_m$ (див. рис. 4.12), а відповідний до цього відхилю зсув за фазою між елементами АР через $\Delta\psi$, то з (4.25) будемо мати

$$\sin \Delta\varphi = \frac{\Delta\psi \lambda}{2\pi d},$$

звідки за умови малих кутів відхилення ($\Delta\varphi^\circ \leq 30^\circ$)

$$\Delta\varphi^\circ \approx 57,3^\circ \frac{\Delta\psi \lambda}{2\pi d}. \quad (4.26)$$

Висновок: аналіз (4.26) показує, що під час лінійного змінення фази уздовж АР її ДС відхиляється відносно перпендикуляра до осі АР у бік відставання за фазою зі збереженням форми і рівня бокових пелюсток на кут, прямо пропорційний цьому зміненню фази. Такий поворот головної пелюстки ДС відомий як "метод електричного коливання променя" – **метод сканування** – і широко застосовується в антенах РЛС.

Схему найпростішого способу сканування – **комутаційного** – показано на рис. 4.14. При живленні елементів АР відрізками кабелю довжи-

ною λ (лінія живлення 1) набіг за фазою від випромінювача до випромінювача буде становити $\Delta\psi = k\lambda = 2\pi$, а АР – синфазною з головною пелюсткою у напрямку перпендикуляра до осі АР (ДС 1 на рис. 4.14). При живленні елементів АР відрізками кабелю $\lambda + \Delta\lambda$ (лінія живлення 2) від випромінювача до випромінювача буде відбуватись запізнення за фазою на кут $\Delta\psi = k\Delta\lambda, 2k\Delta\lambda, 3k\Delta\lambda, \dots$, і ДС АР стрибком повернеться в бік запізнення (ДС 2 на рис. 4.14). Під час перемикавання на лінію живлення 3 від елемента до елемента буде відбуватись запізнення за фазою на кут $\Delta\psi = 2k\Delta\lambda, 4k\Delta\lambda, 6k\Delta\lambda, \dots$, і ДС АР стрибком повернеться до напрямку 3 (ДС 3 на рис. 4.15).

Приклад: хвилеводно-щілинна АР з плавним частотним скануванням (рис. 4.13 і 4.14).

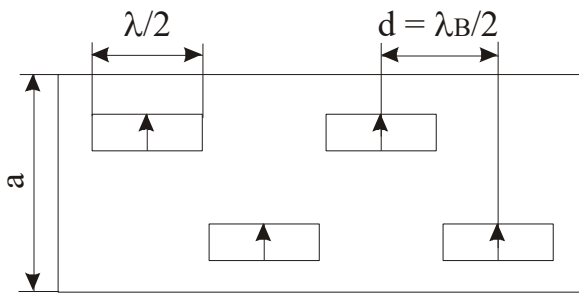


Рис. 4.13

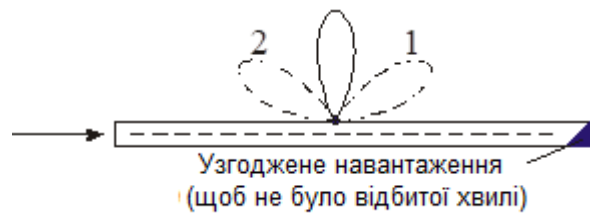


Рис. 4.14

Хвилеводно-щілинна антена, складена з подовжніх півхвильових щілин, які прорізані еквідистантно у широкій стінці хвилеводу a на відстані $d = \lambda_{в}/2$ у шаховому порядку (див. рис. 4.13), буде синфазною, а головна пелюстка ДС – перпендикулярною до площини широкої стінки хвилеводу (див. рис. 4.14, ДС позначено суцільною лінією). При збільшенні частоти генератора (зменшенні довжини хвилі) відносна відстань між щілинами d/λ збільшується, тому хвиля, яка поширюється від щілини до щілини, буде мати запізнення за фазою

$$f \uparrow \rightarrow \lambda \downarrow \rightarrow \frac{d}{\lambda} \uparrow \rightarrow -\psi,$$

і ДС плавно повернеться у положення 1 (див. рис. 4.14). При зменшенні частоти генератора (збільшенні довжині хвилі) відносна відстань між щілинами d/λ зменшується, що відповідає випередженню за фазою

$$f \downarrow \rightarrow \lambda \uparrow \rightarrow \frac{d}{\lambda} \downarrow \rightarrow +\psi,$$

і ДС плавно повернеться у положення 2 (див. рис. 4.14).

Для того щоб відбита від кінця хвилеводу хвиля при збільшенні частоти не витворювала випромінювання у напрямку 2, а при зменшенні частоти – в напрямку 1, у кінці хвилеводу розміщують **поглинаюче (узгоджене) навантаження** (див. рис. 4.14).

З (4.24) для ДС АР легко отримати вираз для ДС системи з двох неспрямованих випромінювачів. Наприклад, для синфазної системи ($n = 2; \psi = 0$)

$$F_n(\varphi) = \cos\left(\frac{kd}{2} \cos\varphi\right), \quad (4.27)$$

для протифазної системи ($n = 2; \psi = \pi$)

$$F_n(\varphi) = \sin\left(\frac{kd}{2} \cos\varphi\right), \quad (4.28)$$

для системи "антена – активний рефлектор" ($n = 2; \psi = \pi/2$)

$$F_n(\varphi) = \cos\left[\frac{\pi}{4}(\cos\varphi - 1)\right]. \quad (4.29)$$

У випадку відліку кутів φ і θ від напрямку перпендикуляра до площини АР замість (4.24) маємо

$$F_n(\varphi) = \frac{1}{n} \frac{\sin\left[\frac{n}{2}(kd \sin\varphi - \psi)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}(kd \sin\varphi - \psi)\right]}, \quad (4.30)$$

а формули для систем з двох неспрямованих випромінювачів ($n = 2$):

– для синфазної системи ($\psi = 0$)

$$F_n(\varphi) = \cos\left(\frac{kd}{2} \sin \varphi\right); \quad (4.31)$$

– для протифазної системи ($\psi = \pi$)

$$F_n(\varphi) = \sin\left(\frac{kd}{2} \sin \varphi\right); \quad (4.32)$$

– для системи "антена – активний рефлектор" ($\psi = \pi/2$) залишиться справедливою формула (4.29), тому що для цієї системи її вісь i є перпендикуляром до системи.

4.3. Система з n спрямованих випромінювачів

Розглянемо випромінювання, створене у меридіональній площині системою з ідентичних паралельних півхвильових СВ (рис. 4.15).

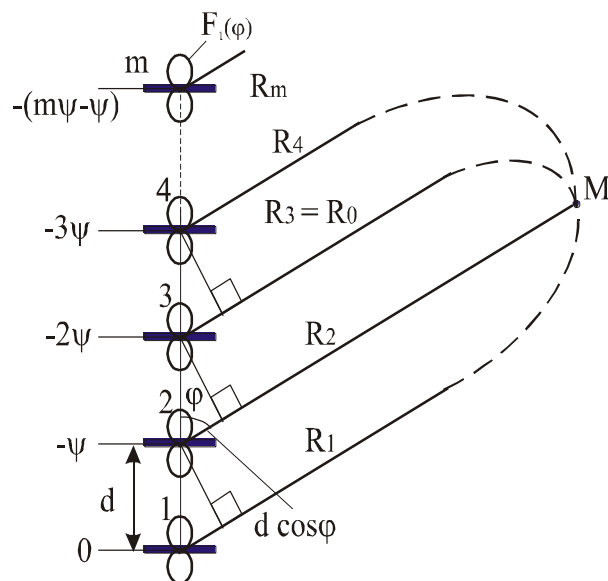


Рис. 4.15

Будемо вважати, що ця система є еквідистантною, рівноамплітудною та лінійно-фазною. Відлік від розглянутої раніше системи: тепер у вираз для напруженості поля кожного з випромінювачів буде входити однаковий множник $F_1(\varphi)$ – ДС півхвильового СВ у меридіональній площині. Тоді

$$\begin{aligned}
E_1 &= \frac{C}{R_1} F_1(\varphi) e^{-ikR_1}; \\
E_2 &= \frac{C}{R_2} F_1(\varphi) e^{-i(kR_2 + \psi)}; \\
E_3 &= \frac{C}{R_3} F_1(\varphi) e^{-i(kR_3 + 2\psi)}; \\
&\dots \\
E_m &= \frac{C}{R_m} F_1(\varphi) e^{-i[kR_m + (m-1)\psi]}.
\end{aligned}$$

З урахуванням умови ДС поле m -го випромінювача становитиме

$$E_m = \frac{C}{R_0} F_1(\phi) e^{-ikR_1} e^{i(m-1)(kd \cos \phi - \psi)}.$$

Згідно з принципом суперпозиції в точці спостереження M

$$E(\phi) = \sum_{m=1}^n E_m = \frac{C}{R_0} F_1(\phi) \sum_{m=1}^n e^{-ikR_1} e^{i(m-1)(kd \cos \phi - \psi)} = \frac{C}{R_0} e^{-i(kR_0 + \psi_0)} F_1(\phi) f_n(\phi).$$

Ненормована ДС цієї АР

$$f(\varphi) = F_1(\varphi) f_n(\varphi), \quad (4.33)$$

а нормована ДС

$$F(\varphi) = F_1(\varphi) F_n(\varphi), \quad (4.34)$$

де $F_1(\varphi)$ – ДС півхвильового СВ у меридіональній площині; $F_n(\varphi)$ – ДС системи з n неспрямованих випромінювачів.

Формула (4.34) має назву **теорему перемноження ДС**, або **правила Бонч-Бруєвича: ДС системи з n спрямованих випромінювачів дорівнює добутку ДС одиничного випромінювача, який входить до системи, на ДС системи з n неспрямованих випромінювачів (на множник решітки $F_n(\varphi)$).**

Використаємо теорему перемноження ДС для системи "антена – активний рефлектор", яку показано на рис. 4.16.

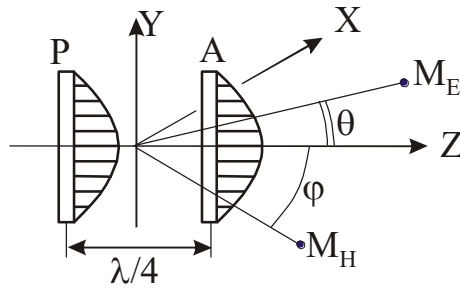


Рис. 4.16

Оскільки площина XOZ є площиною змінення вектора \vec{H} (екваторіальною площиною для СВ), а площина YOZ – площиною змінення вектора \vec{E} (меридіональною площиною для СВ), маємо:

– для площини XOZ $F_H(\varphi) = F_{1H}(\varphi)F_{nH}(\varphi)$;

– для площини YOZ $F_E(\theta) = F_{1E}(\theta)F_{nE}(\theta)$.

В екваторіальній площині (XOZ) ДС півхвильового СВ описується колом, тобто $F_{1H}(\varphi) = 1$, а у меридіональній площині (YOZ) – вісімкою:

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

Множник решітки (4.29) буде однаковим у обох площинах H і E (кардіоида), оскільки він визначається однаковою кількістю випромінювачів ($n = 2$) і однаковим фазовим зсувом між ними ($\psi = \pi/2$):

$$F_{nH}(\varphi) = \cos\left[\frac{\pi}{4}(\cos \varphi - 1)\right]; \quad F_{nE}(\theta) = \cos\left[\frac{\pi}{4}(\cos \theta - 1)\right].$$

Остаточно маємо:

– у площині XOZ $F_H(\varphi) = 1 \cos\left[\frac{\pi}{4}(\cos \varphi - 1)\right]$;

– у площині YOZ $F_E(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \sin \theta\right)}{\cos \theta} \cos\left[\frac{\pi}{4}(\cos \theta - 1)\right]$.

ДС цієї системи наведено на рис. 4.17.

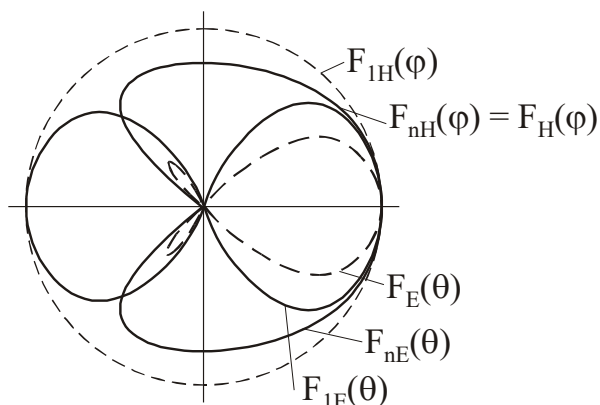


Рис. 4.17

Для звуження ДС у горизонтальній площині застосовують **багато-рядні решітки** з півхвильових СВ з відстанню між ними $d_{\Gamma} = \lambda/2$ (рис. 4.18).

ДС такої АР у горизонтальній площині (площині Е) за умови відліку кута θ від напрямку перпендикуляра до АР:

$$F_E(\theta) = F_{IE}(\theta)F_{nE}(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\right)\sin\left(\frac{nk d_{\Gamma}}{2}\sin\theta\right)}{\cos\theta n \sin\left(\frac{k d_{\Gamma}}{2}\sin\theta\right)}. \quad (4.35)$$

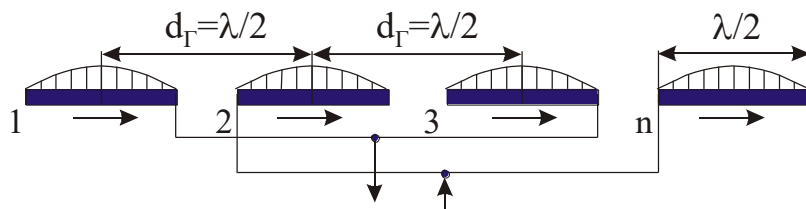


Рис. 4.18

У вертикальній площині (площині Н) ДС АР

$$F_H(\varphi) = F_{IH}(\varphi) = 1. \quad (4.36)$$

Для звуження ДС у вертикальній площині застосовують **багатоповерхові решітки** (рис. 4.19).

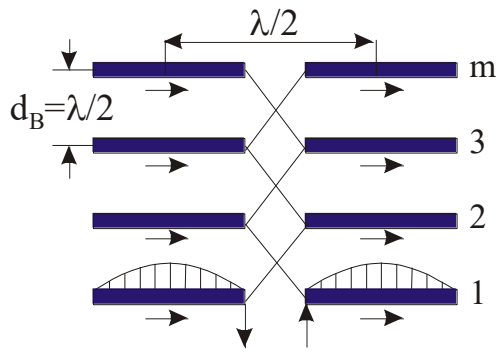


Рис. 4.19

ДС такої АР у вертикальній площині (площині Н) за умови відліку кута φ від напрямку перпендикуляра до АР визначають за формулою

$$F_H(\varphi) = F_{1H}(\varphi)F_{mH}(\varphi) = 1 \cdot \frac{\sin\left(\frac{mkd_B \sin \varphi}{2}\right)}{m \sin\left(\frac{kd_B \sin \varphi}{2}\right)}. \quad (4.37)$$

ДС цієї АР у горизонтальній площині (площині Е)

$$F_E(\theta) = F_{1E}(\theta)F_{nE}(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \sin \theta\right)}{\cos \theta} \cos\left[\frac{\pi}{2} \sin \theta\right], \quad (4.38)$$

тому що у множинку решітки $F_{nE}(\theta)$ у цьому випадку було прийнято $n = 2$, $d_\Gamma = \lambda/2$.

Для звуження ДС одночасно у двох площинах застосовують **багаторядні багатоповерхові антени – площинні вібраторні АР** (рис. 4.20). ДС такої АР у горизонтальній площині визначають за формулою (4.35), а у вертикальній площині – за допомогою (4.37).

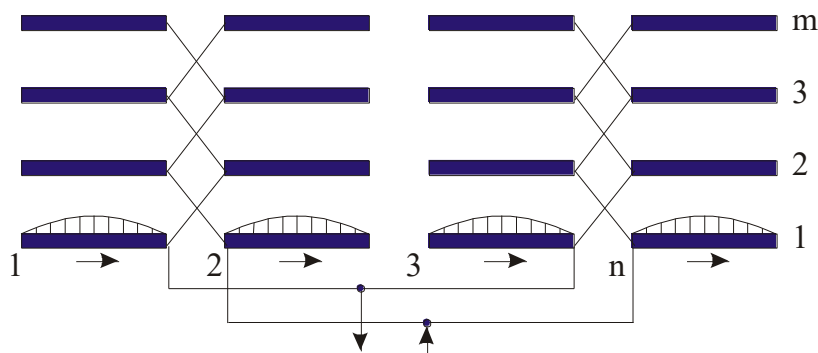


Рис. 4.20

Такі АР мають назву $СГ_{\frac{m}{n}}$: "**синфазна горизонтальна з кількістю поверхів m і кількістю СВ на поверхсі n** ".

Антенa $СГ_{\frac{m}{n}}$ має гостроспрямоване випромінювання одночасно у двох напрямках – від площини креслення вгору і вниз. Для отримання **односпрямованого** випромінювання (наприклад, тільки вгору) зі зворотного боку антени $СГ_{\frac{m}{n}}$ на відстані $d = \lambda/4$ від неї треба поставити такий самий рефлектор $СГ_{\frac{m}{n}}$, але додати живлення так, щоб усі струми у рефлекторі випереджали за фазою усі струми в антені на $\pi/2$: $I_P = I_{Ae}^{i\pi/2}$. Така (**об'ємна**) АР має назву $СГ_{\frac{m}{n}}P$ (тобто з рефлектором), а її ДС:

– у площині E

$$F_E(\theta) = F_{1E}(\theta)F_{nE}(\theta)F_P(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\right)\sin\left(\frac{nk d_{\Gamma}}{2}\sin\theta\right)}{\cos\theta n \sin\left(\frac{k d_{\Gamma}}{2}\sin\theta\right)} \cos\left[\frac{\pi}{4}(\cos\theta - 1)\right]; \quad (4.39)$$

– у площині H

$$F_H(\phi) = F_{1H}(\phi)F_{mH}(\phi)F_P(\phi) = 1 \cdot \frac{\sin\left(\frac{m k d_B}{2}\sin\phi\right)}{m \sin\left(\frac{k d_B}{2}\sin\phi\right)} \cos\left[\frac{\pi}{4}(\cos\phi - 1)\right], \quad (4.40)$$

де $F_P(\theta) = F_P(\phi)$ – ДС системи "антена – активний рефлектор".

Як рефлектор може бути використана і **пасивна** система (металевий лист або сітка), розміри якої на 3...5 % більше розмірів активної решітки. Вираз для ДС: формули (4.39) і (4.40).

У тих випадках, коли АР $СГ_{\frac{m}{n}}P$ розташована близько до провідної поверхні, до виразу для ДС необхідно додати ще один множник:

$$F_E(\theta) = F_{1E}(\theta)F_{nE}(\theta)F_P(\theta)F_M(\theta); \quad (4.41)$$

$$F_H(\varphi) = F_{1H}(\varphi)F_{mH}(\varphi)F_P(\varphi)F_M(\varphi), \quad (4.42)$$

де $F_M(\theta) = F_M(\varphi)$ – множник, який ураховує вплив на ДС АР провідної поверхні – метала.

4.4. Взаємний вплив вібраторів на випромінювання АР

Для створення гостроспрямованого і односпрямованого випромінювання АР містить велику кількість елементів, розташованих один від одного на порівняно невеликих відстанях так, що між ними існує певний електромагнітний зв'язок (рис. 4.21).

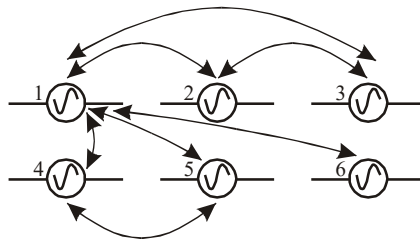


Рис. 4.21

Вплив близько розташованих СВ приводить до того, що опір випромінювання і вхідний опір кожного СВ будуть відмінними від відповідних опорів одиничного СВ. Унаслідок цього порушується узгодження АР з живильним фідером і ДС АР зміниться.

4.4.1. Комплексний опір системи випромінювачів

Для АР, яка містить n СВ, справедлива **система рівнянь Кірхгофа**:

$$\begin{aligned} U_1 &= I_1 Z_{11} + I_2 Z_{12} + \dots + I_n Z_{1n}; \\ U_2 &= I_1 Z_{21} + I_2 Z_{22} + \dots + I_n Z_{2n}; \\ &\dots \\ U_n &= I_1 Z_{n1} + I_2 Z_{n2} + \dots + I_n Z_{nn}, \end{aligned} \quad (4.43)$$

де $U_1, U_2, \dots, U_n; I_1, I_2, \dots, I_n$ – комплексні напруги і струми на клеммах 1-го, 2-го і n -го СВ відповідно;

$Z_{11}, Z_{22}, \dots, Z_{nn}$ – **власні** опори на клеммах 1-го, 2-го і n-го окремих СВ;

Z_{12} – **взаємний** опір між 1-м і 2-м СВ;

Z_{13} – **взаємний** опір між 1-м і 3-м СВ.

Розділивши перше рівняння у (4.43) на I_1 , отримаємо значення вхідного опору на клеммах 1-го СВ:

$$Z_1 = \frac{U_1}{I_1} = Z_{11} + \frac{I_2}{I_1} Z_{12} + \frac{I_3}{I_1} Z_{13} + \dots + \frac{I_n}{I_1} Z_{1n} = Z_{11} + Z_{BH1}, \quad (4.44)$$

де Z_{BH1} – опір, який вносить СВ у перший:

$$Z_{BH1} = \frac{I_2}{I_1} Z_{12} + \frac{I_3}{I_1} Z_{13} + \dots + \frac{I_n}{I_1} Z_{1n} = Z_{BH12} + Z_{BH13} + \dots + Z_{BH1n}. \quad (4.45)$$

4.4.2. Метод наведених ЕРС

Взаємний опір визначають за допомогою методу наведених ЕРС, який було запропоновано 1922 р. незалежно один від одного Д. А. Рожанським (СРСР) і Л. Бріллуеном (Франція).

Розглянемо два активних півхвильових СВ, розташованих на відстані d паралельно один до одного (рис. 4.22). Під впливом струму I_ξ близько 2-го СВ з'явиться електромагнітне поле зі складовою E_z , яка тангенціальна до елемента dz 1-го СВ. Складова E_z у елементі dz наведе ЕРС: $dE_z = E_z dz$.

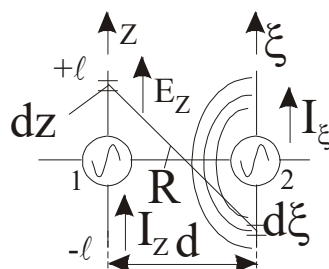


Рис. 4.22

Поява тангенціальної складової E_z у поверхні провідника є порушенням **граничної умови** $E_z|_{\text{на } dz} = 0$. Тому під впливом 2-го СВ поле 1-го СВ

перерозподіляється так: у поверхні елемента dz виникає власна ЕРС, яка дорівнює $-dE_z = -E_z dz$ і компенсує дію складової E_z , а також відновлює граничну умову.

Ця ЕРС створюється джерелом енергії 1-го СВ, для підтримки якої джерело затрачує додаткову потужність:

$$dP_{12} = -I_z E_z e^{i\alpha} dz = -I_z E_z \cos \alpha dz - i I_z E_z \sin \alpha dz = dP_{\Sigma 12} + i dP_{r12},$$

де $dP_{\Sigma 12}$, dP_{r12} – активна і реактивна потужності, які виникають на елементі dz , причому

$$\begin{aligned} dP_{\Sigma 12} &= -I_z E_z \cos \alpha dz; \\ dP_{r12} &= -i I_z E_z \sin \alpha dz, \end{aligned} \quad (4.46)$$

α – зсув за фазою між складовою E_z , яку створює 2-й СВ у 1-го і струм I_z 1-го СВ.

Виконавши інтегрування (4.46) уздовж 1-го СВ, отримаємо активну потужність випромінювання, яка наводиться 2-м СВ у 1-му,

$$P_{\Sigma 12} = - \int_{-\ell}^{\ell} I_z E_z \cos \alpha dz \quad (4.47)$$

і реактивну потужність, яку наводить 2-й СВ у 1-му,

$$P_{r12} = -i \int_{-\ell}^{\ell} I_z E_z \sin \alpha dz. \quad (4.48)$$

Активна R_{12} і реактивна X_{12} складові наведеного опору:

$$R_{12} = \frac{P_{\Sigma 12}}{I_1^2} = \frac{1}{I_1^2} \int_{-\ell}^{\ell} I_z E_z \cos \alpha dz; \quad (4.49)$$

$$X_{12} = \frac{P_{r12}}{I_1^2} = \frac{1}{I_1^2} \int_{-\ell}^{\ell} I_z E_z \sin \alpha dz. \quad (4.50)$$

Для визначення наведених опорів за допомогою методу наведених ЕРС необхідно:

1. Задати розподіл струмів в обох СВ:

$$I_z = I_1 \sin(k(\ell - |z|));$$

$$I_\xi = I_2 \sin(k(\ell - |\xi|)).$$

2. За струмом 2-го СВ I_ξ визначити його поле випромінювання \vec{E} :

$$\vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \text{grad}U,$$

де $A = \frac{1}{4\pi} \int_{-\ell}^{\ell} I_\xi \frac{e^{-ikR}}{R} d\xi$ – векторний запізнений потенціал; $U = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{-\ell}^{\ell} Q_\xi \frac{e^{-ikR}}{R} d\xi$

– скалярний запізнений потенціал на 1-му СВ, викликаний зарядами, що розподілено уздовж 2-го СВ; Q_ξ – заряд на одиниці довжини 2-го СВ, який можна визначити з рівняння неперервності

$$\frac{dI_\xi}{d\xi} + \frac{dQ_\xi}{dt} = 0 \Rightarrow Q_\xi.$$

3. Зі знайденого поля \vec{E} виділити складову E_z , тангенціальну 1-му СВ.

4. Визначити зсув за фазою α між E_z і I_z .

5. За формулами (4.47) і (4.48) знайти наведені потужності, а за формулами (4.49) і (4.50) – наведені опори.

Наведені опори R_{12} і X_{12} для двох півхвильових СВ (рис. 4.23):

$$R_{12} = 30 \left\{ 2\text{Ci}(kd) - \text{Ci} \left[k \left(\sqrt{d^2 + \frac{\lambda^2}{4}} + \frac{\lambda}{2} \right) \right] - \text{Ci} \left[k \left(\sqrt{d^2 + \frac{\lambda^2}{4}} - \frac{\lambda}{2} \right) \right] \right\}; \quad (4.51)$$

$$X_{12} = -30 \left\{ 2\text{Si}(kd) - \text{Si} \left[k \left(\sqrt{d^2 + \frac{\lambda^2}{4}} + \frac{\lambda}{2} \right) \right] - \text{Si} \left[k \left(\sqrt{d^2 + \frac{\lambda^2}{4}} - \frac{\lambda}{2} \right) \right] \right\}, \quad (4.52)$$

де $Ci(t)$ і $Si(t)$ – інтегральні косинус і синус.

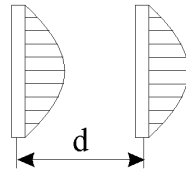


Рис. 4.23

Залежності R_{12} і X_{12} від відносної відстані між СВ d/λ наведено на рис. 4.24.

Аналіз залежностей: вони мають *коливальний* і *згасаючий* характер. Коливальний характер обумовлений тим, що зі змінням d/λ змінюється (і повторюється) зсув за фазою між E_z і I_z , а згасаючий – тим, що зі зростанням d/λ поле 2-го СВ біля 1-го слабне. Фізичний смисл від'ємних наведених опорів полягає у тому, що під впливом 2-го СВ потужність 1-го зменшується. При $d/\lambda = 0$ два СВ зливаються у один півхвильовий СВ з вхідним опором $Z_{12} = Z_{11} = (73,1 + i 42,5)$ Ом.

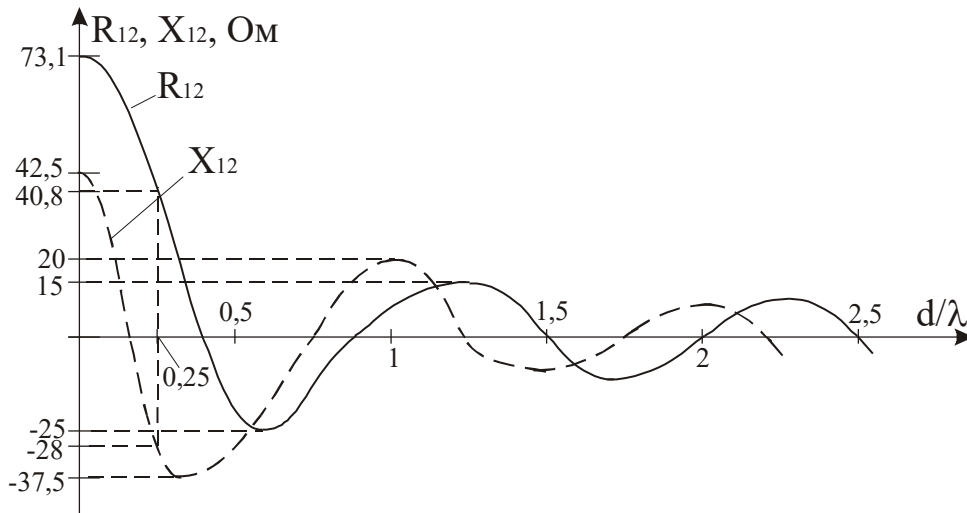


Рис. 4.24

5. ДИРЕКТОРНА АНТЕНА

Директорна антена (антена "хвильовий канал", антена Уда-Ягі) – лінійна система *приблизно півхвильових СВ*, перпендикулярних лінії їх розташування (рис. 5.1).

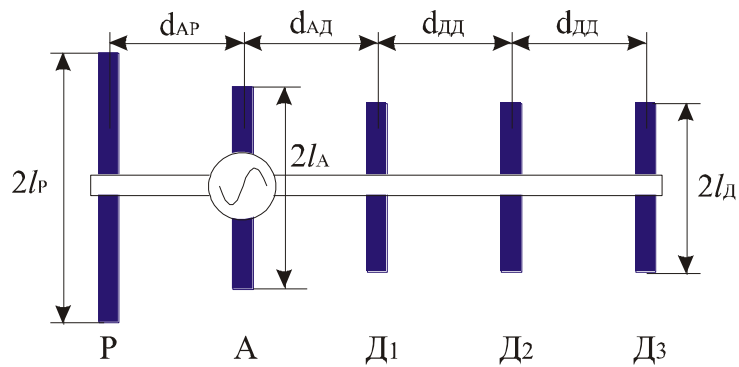


Рис. 5.1

Живлення від генератора отримує лише один СВ, який з цього приводу називають **активним**, довжиною $2l_A = (0,45...0,47)\lambda$. Збудження **пасивних** СВ виконується біжною хвилею, джерелом якої є активний СВ. Для того щоб забезпечити запізнення за фазою струму у СВ, що спрямовують випромінювання у свій бік, – **директорах**, їх вкорочують на 5...10 % порівняно з резонансною довжиною $2l_A$, тому їх довжина $2l_D = (0,9...0,95)2l_A$. Випередження фази струму у рефлекторі, який "відбиває" випромінювання у бік активного СВ, забезпечують за допомогою збільшення довжини рефлектора на 3...5 % відносно резонансної довжини СВ, тому довжина рефлектора $2l_P = (1,03...1,05)2l_A$. Звичайно вдається отримати хорошу ДС при відстанях між активним СВ і рефлектором у межах $d_{AP} = (0,1...0,25)\lambda$, а між директорами і між першим директором і активним СВ – $d_{AD} = d_{DD} = (0,1...0,34)\lambda$. Для отримання порівнянних амплітуд полів активного СВ і директорів відстань між ними d_{AD} і d_{DD} зазвичай встановлюють менш ніж $0,25\lambda$, а при кількості директорів $n_D > 3$ відстані d_{AD} і d_{DD} збільшують до $0,34\lambda$. У випадку застосування площинного рефлектора відстань d_{AP} приймаємо як $0,25\lambda$.

5.1. Векторна діаграма складання полів у системі “антена – пасивний рефлектор”

Розглянемо систему приблизно півхвильових СВ, показану на рис. 5.2. Припустимо, що відстань між СВ $d_{AP} = \lambda/4$, а також, що активний СВ

має резонансну довжину, тобто $Z_{11} = R_{11}$ ($X_{11} = 0$).

Система рівнянь Кірхгофа

$$U_1 = I_1 Z_{11} + I_2 Z_{12}; \quad (5.1)$$

$$0 = I_1 Z_{21} + I_2 Z_{22}, \quad (5.2)$$

де U_1 – комплексна напруга на клеммах активного СВ; I_1 і I_2 – комплексні струми у пучностях активного і пасивного СВ; Z_{11} , Z_{22} та Z_{12} , Z_{21} – власні і взаємні опори активного і пасивного СВ, причому згідно з теоремою взаємності $Z_{12} = Z_{21}$.

Із рівняння (5.2) випливає, що

$$\frac{I_2}{I_1} = -\frac{Z_{21}}{Z_{22}} = \frac{Z_{21}}{Z_{22}} e^{i\pi} = \left| \frac{Z_{21}}{Z_{22}} \right| e^{i(\pi + \psi_{21} + \psi_{22})}, \quad (5.3)$$

де $|Z_{21}|$, ψ_{21} – модуль і фаза взаємного опору між 1-м і 2-м СВ:

$$|Z_{21}| = \sqrt{R_{21}^2 + X_{21}^2}, \quad \psi_{21} = \arctg \frac{X_{21}}{R_{21}}, \quad (5.4)$$

де $|Z_{22}|$, ψ_{22} – модуль і фаза власного опору 2-го СВ (рефлектора):

$$|Z_{22}| = \sqrt{R_{22}^2 + X_{22}^2}, \quad \psi_{22} = \arctg \frac{X_{22}}{R_{22}}. \quad (5.5)$$

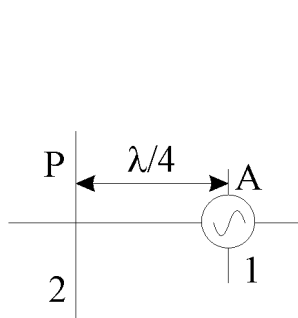


Рис. 5.2

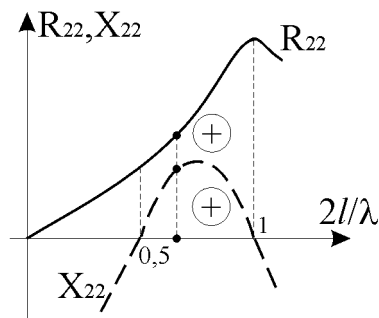


Рис. 5.3

Рівняння (5.3) визначає зв'язок між амплітудами і фазами струмів активного і пасивного СВ. Можна знайти таку відстань у дальній зоні, для

якої вектори струмів \vec{I} і полів \vec{E} СВ будуть суміщені, тоді векторна діаграма для струмів буде одночасно і векторною діаграмою для полів.

З (5.3) – (5.5) видно, що без подовження рефлектора ($X_{22} = 0, \psi_{22} = 0$) і без урахування впливу СВ один на одного ($\psi_{21} = 0$) струми I_1 і I_2 було б зсунуто за фазою один відносно другого на π . На практиці довжина рефлектора $2l_p > 0,5\lambda$ (рис. 5.3) і $R_{22} > 0, X_{22} > 0$, тому і $\psi_{22} > 0$. Як впливає із залежностей наведених опорів від відстані між СВ (див. рис. 4.27), при $d_{AP} = 0,25\lambda$ $R_{21} = 40,8 \text{ Ом}$ ($R_{21} \gg 0$), $X_{21} = -28 \text{ Ом}$ ($X_{21} < 0$), отже, і $\psi_{21} < 0$. Тоді у (5.3) $\psi_{21} - \psi_{22} = -|\psi_{21}| - |\psi_{22}| = -(|\psi_{21}| + |\psi_{22}|) = -\Delta\psi$, а відношення струмів

$$\frac{I_2}{I_1} = \left| \frac{Z_{21}}{Z_{22}} \right| e^{i(\pi - \Delta\psi)}, \quad \Delta\psi = |\psi_{21}| + |\psi_{22}|. \quad (5.6)$$

Позначимо через \vec{E}_1 поле антени у безпосередній близькості від антени, через \vec{E}_2 – поле рефлектора біля рефлектора, через \vec{E}_{12} – поле рефлектора біля антени, а через \vec{E}_{21} – поле антени біля рефлектора.

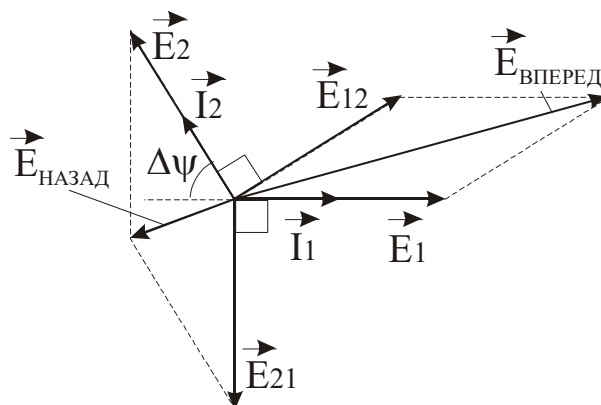


Рис. 5.4

Як впливає з (5.6), струми \vec{I}_1 і \vec{I}_2 (а тому і поля \vec{E}_1 та \vec{E}_2) будуть зсунуті за фазою не на π , а на кут $\Delta\psi$, менший, ніж π (рис. 5.4). Поле рефлектора \vec{E}_2 , рухаючись у бік антени, пройде шлях $d_{AP} = \lambda/4$, зсунеться за

фазою на кут $kd_{AP} = \pi/2$ і стане полем \vec{E}_{12} . Сумуючись з полем антени \vec{E}_1 , воно дасть поле $\vec{E}_{ВПЕРЕД}$.

Поле антени \vec{E}_1 , рухаючись у бік рефлектора, пройде таку саму відстань $d_{AP} = \lambda/4$, зсунеться за фазою на кут $kd_{AP} = \pi/2$ і стане полем \vec{E}_{21} . Унаслідок підсумування полів \vec{E}_2 і \vec{E}_{21} отримаємо поле $\vec{E}_{НАЗАД}$.

Рекомендація: підбором довжини рефлектора $2l_P$ і відстані d_{AP} можна добитися, щоб $\Delta\psi$ дорівнювало $\pi/2$. У цьому випадку поле в бік антени подвоїться, а в бік рефлектора буде дорівнювати нулю.

5.2. Векторна діаграма складання полів у системі “антена – пасивний директор”

Формули (5.3) – (5.5) є правдивими і для цієї системи, тільки індекс 2 буде відповідати директору – пасивному СВ з довжиною, яка менша довжини активного резонансного СВ (рис. 5.5).

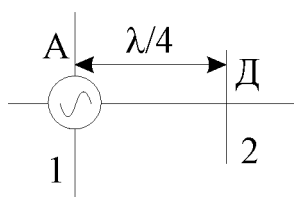


Рис. 5.5

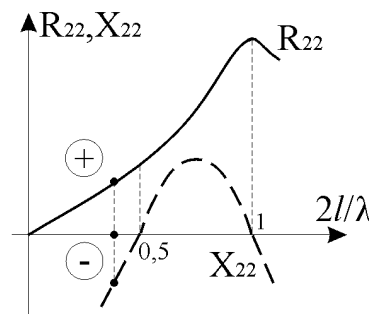


Рис. 5.6

З (5.3) – (5.5) видно, що без укорочення директора ($X_{22} = 0, \psi_{22} = 0$) і без урахування впливу СВ один на одного ($\psi_{21} = 0$) струми I_1 і I_2 були б зсунуті за фазою один відносно одного на π . Довжина директора $2l_D < 0,5\lambda$ (рис. 5.6) і $R_{22} > 0, X_{22} < 0$, а це означає, що $\psi_{22} = \arctg(X_{22}/R_{22}) < 0$. Із

залежностей (4.27) – (4.32), як і для попередньої системи, впливає, що при $d_{\text{Ад}} = \lambda/4$ $R_{21} > 0$, $X_{21} < 0$, а отже, $\psi_{21} = \text{arctg}(X_{21}/R_{21}) < 0$.

Тоді для фазового зсуву в (5.3) $\psi_{21} - \psi_{22} = -|\psi_{21}| - (-|\psi_{22}|) = -|\psi_{21}| + |\psi_{22}|$, тому можливі такі варіанти:

- 1) $|\psi_{21}| > |\psi_{22}|$, $\Delta\psi < 0$;
- 2) $|\psi_{22}| > |\psi_{21}|$, $\Delta\psi > 0$.

Перший варіант відповідає небажаному напрямку випромінювання від пасивного СВ до активного – від директора до антени. Залишається другий варіант, але для його здійснення треба вводити значне укорочення директора (до 10 %), щоб отримати більші значення $|X_{22}|$, а тому і $|\psi_{22}|$.

Тоді відношення струмів

$$\frac{I_2}{I_1} = \left| \frac{Z_{21}}{Z_{22}} \right| e^{i(\pi + \Delta\psi)}, \quad \Delta\psi = |\psi_{22}| - |\psi_{21}|. \quad (5.7)$$

Як впливає з (5.7), струми \vec{I}_1 і \vec{I}_2 (а отже, і поля \vec{E}_1 та \vec{E}_2) будуть зсунуті за фазою не на π , а на кут $\Delta\psi$, більший, ніж π (рис. 5.7). Поле директора \vec{E}_2 , рухаючись у бік антени, пройде відстань $d_{\text{Ад}} = \lambda/4$, зсунеться за фазою на кут $kd_{\text{Ад}} = \pi/2$ і стане полем \vec{E}_{12} . Після складання з полем антени \vec{E}_1 воно дасть поле $\vec{E}_{\text{НАЗАД}}$.

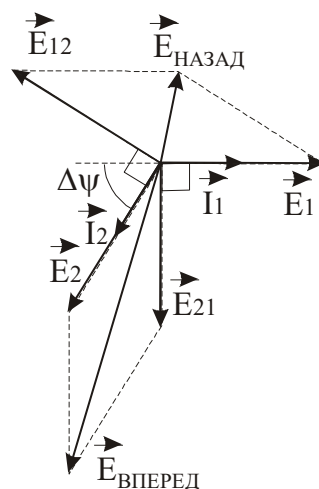


Рис. 5.7

Поле антени \vec{E}_1 , рухаючись у бік директора, пройде ту саму відстань $d_{AD} = \lambda/4$, зсунеться за фазою на кут $kd_{AD} = \pi/2$ і стане полем \vec{E}_{21} . Після складання з полем директора \vec{E}_2 воно дасть поле $\vec{E}_{ВПЕРЕД}$.

Рекомендація: підбором довжини директора $2l_D$ і відстані d_{AD} можна добитись, що $\Delta\psi$ буде дорівнювати $\pi/2$. У цьому випадку поле в бік директора подвоїться, а поле в бік антени буде дорівнювати нулю.

5.3. Вхідний опір директорної антени. Трансформувальні і симетрувальні пристрої

Із виразу (5.1) знаходимо вхідний опір активного СВ:

$$\begin{aligned} Z_1 = \frac{U_1}{I_1} &= Z_{11} - \frac{Z_{12}^2}{Z_{22}} = Z_{11} - \frac{R_{12}^2 + X_{12}^2}{\sqrt{R_{22}^2 + X_{22}^2}} e^{i(2\psi_{12} - \psi_{22})} \approx \\ &\approx R_{11} - \frac{R_{12}^2 + X_{12}^2}{\sqrt{R_{22}^2 + X_{22}^2}} \cos(2\psi_{12} - \psi_{22}). \end{aligned} \quad (5.8)$$

Видно, що за рахунок внесеного з боку пасивного СВ опору активна частина вхідного опору антени зменшується. Наприклад, пасивний директор за умови $d_{AD} = 0,25\lambda$ зменшує активний опір антени приблизно до 50 Ом. Ще більше зниження активного опору виникає за наявності декількох директорів у директорних антенах. Наприклад, вхідний опір п'ятиелементної антени падає до 10...30 Ом, що приводить до **різкого розузгодження** антени з фідером.

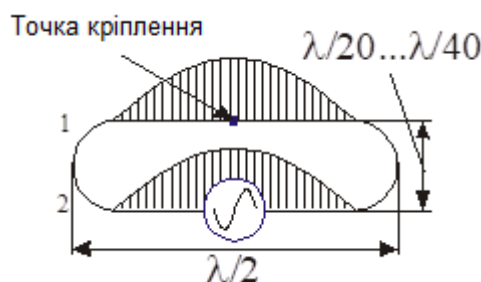


Рис. 5.8

Для збільшення вхідного опору антени як активний СВ використовують **шлейф-вібратор Пістолькорса (бівібратор)**. Шлейф-вібратор (рис. 5.8) містить два піхвильових СВ, розташованих на відстані $d = \lambda/20 \dots \lambda/40$ один від одного і з'єднаних своїми кінцями. Живлення підводиться лише до одного з них, тому другий СВ може кріпитися безпосередньо до стріли.

Вхідний опір шлейф-вібратора можна визначити за допомогою методу наведених ЕРС. Вважаючи 1-й і 2-й СВ на рис. 5.8 резонансними, отримуємо

$$R_A = R_1 + R_2 = (R_{11} + R_{12}) + (R_{21} + R_{22}) = 2(R_{11} + R_{12}).$$

Оскільки відносна відстань d/λ між СВ є дуже малою, то можна припустити (див. формулу (4.27)), що $R_{12} \approx R_{11} = 73,1$ Ом, тоді

$$R_A \approx 4R_{11} = 292 \text{ Ом}.$$

Для узгодження цього опору з хвильовим опором стандартного кабелю РК-75 ($\rho_\Phi = 75$ Ом) використовують **трансформатор опору – U-коліно** (рис. 5.9).

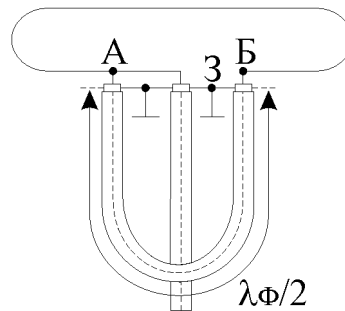


Рис. 5.9

Опір лівої половини СВ відносно землі $Z_{A3} = Z_{AB}/2$, опір правої половини СВ – $Z_{B3} = Z_{AB}/2$, тобто є однаковими. Ці опори з'єднані фідером довжиною $d_\Phi = \lambda_\Phi/2$ і є протифазними – $kd_\Phi = (2\pi/\lambda_\Phi)(\lambda_\Phi/2) = \pi$, а це відповідає їх паралельному з'єднанню. Тоді

$$Z_A = \frac{Z_{A3}Z_{B3}}{Z_{A3} + Z_{B3}} = \frac{Z_{AB}}{4},$$

тобто вхідний опір антени, перерахований через U-коліно, зменшується у чотири рази.

Оскільки напруга у U-коліні така сама, як і у живильному фідері, а струм – менший у два рази, то U-коліно необхідно виготовити з коаксіального кабелю з хвильовим опором у два рази більшим, ніж хвильовий опір основного фідера, тобто з $\rho_{\Phi} = 150 \text{ Ом}$.

З рис. 5.9 видно, що обидві половини СВ абсолютно симетричні відносно оболонки кабелю і, таким чином, U-коліно є не тільки трансформувальним, але і **симетрувальним** пристроєм.

Ситуація є такою, що безпосереднє під'єднання кабелю до симетричної антени (рис. 5.10) не забезпечує задовільної роботи системи "антена – кабель", тому що коаксіальний кабель є несиметричним пристроєм.

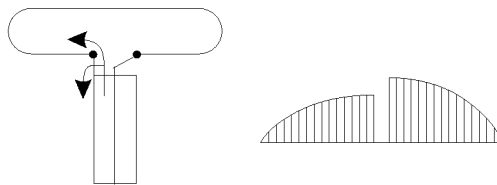


Рис. 5.10

Тому при подібному збудженні СВ виникають такі небажані явища:

1. Спотворюється форма ДС порівняно з розрахованою.
2. Частина потужності, що передається кабелем, відгалужується на зовнішню поверхню оболонки і випромінюється нею. Унаслідок цього зменшується потужність, пов'язана з електричним полем, поляризованим у площині СВ (горизонтальній), і з'явиться поле, поляризоване у площині, перпендикулярній до осі СВ (вертикальній). У випадку використання несиметричної горизонтальної приймальної антени зовнішньою оболонкою кабелю будуть прийматися і передаватися у навантаження **вертикально поляризовані** завади.

3. Змінюється вхідний опір антени. Паралельно до лівої частини СВ увімкнена зовнішня поверхня кабелю з невідомим вхідним опором. Це

приводить до розузгодження кабелю, появи у ньому стоячої хвилі і зменшення потужності, що відводиться в антену.

5.4. ДС, КСД і смуга пропускання антени "хвильовий канал"

ДС антени "хвильовий канал" можна оцінити, якщо розглядати антену як лінійну дискретну АР. З використанням теореми перемноження ДС отримаємо:

– у Н-площині

$$F_H(\varphi) = F_{IH}(\varphi)F_B(\varphi) = 1 \cdot \frac{\sin\left(\frac{nk d}{2}(1 - \cos\varphi)\right)}{n \sin\left(\frac{k d}{2}(1 - \cos\varphi)\right)}; \quad (5.9)$$

– у Е-площині

$$F_E(\theta) = F_{IE}(\theta)F_B(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\right) \sin\left(\frac{nk d}{2}(1 - \cos\theta)\right)}{\cos\theta \cdot n \sin\left(\frac{k d}{2}(1 - \cos\theta)\right)}, \quad (5.10)$$

де $F_{IH}(\varphi)$, $F_{IE}(\theta)$ – ДН одиничного півхвильового СВ у площинах Н та Е:

$$F_{IH}(\varphi) = 1, \quad F_{IE}(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\right)}{\cos\theta};$$

$F_B(\varphi)$, $F_B(\theta)$ – множники решітки для СБВ:

$$F_B(\varphi) = F_B(\theta) = \frac{\sin\left(\frac{nk d}{2}(1 - \cos\theta)\right)}{n \sin\left(\frac{k d}{2}(1 - \cos\theta)\right)}; \quad (5.11)$$

де θ і φ – кути, які відраховано від осі антени; n – повна кількість СВ у антені; d – відстань між СВ (для розрахунків беруть $d = \lambda/4$).

Ширина ДС за половиною потужності у Н-площині:

$$2\varphi_{0,5}^{\circ} \approx 108^{\circ} \sqrt{\frac{\lambda}{L}}, \quad (5.12)$$

де $L = (n - 1)d$ – повна довжина антени.

Ширина ДС у Е-площині згідно з (5.10) буде дещо вужчою, але не набагато.

Зазвичай директорну антену розміщують над землею на висоті, яка дорівнює декільком довжинам хвиль. У цьому випадку необхідно зважати вплив землі на ДС у вертикальній площині.

Для випадку горизонтальної поляризації (площина розміщення СВ і стріла паралельні до поверхні землі) у виразі для ДС у площині Н з'явиться додатковий множник

$$F_3(\varphi) = \sin(kh \sin \varphi), \quad (5.13)$$

де h – висота підйому антени над землею.

Тоді з урахуванням (5.13) ДС у Н-площині

$$F_H(\varphi) = \sin(kh \sin \varphi) \frac{\sin\left(\frac{nk d}{2}(1 - \cos \varphi)\right)}{n \sin\left(\frac{k d}{2}(1 - \cos \varphi)\right)}. \quad (5.14)$$

Як видно з (5.13) і (5.14), головна пелюстка ДС антени буде припіднятою над землею на кут, який залежить від висоти підйому h/λ .

КСД антени

$$D_m \approx 5n, \quad (5.15)$$

де n – кількість директорів, або

$$D_m \approx 7 + 4 L/\lambda. \quad (5.16)$$

Як видно з (5.15) і (5.16), при розумній кількості вібраторів КСД високим бути не може.

Переваги директорних антен:

1. Простота пристрою.

2. Механічна міцність конструкції.
3. Зручність живлення вібраторів (за допомогою біжної хвилі).
4. Формування ДС одночасно у двох площинах (за рахунок множника СБВ).

Недоліки директорних антен:

1. Вузькосмуговість (її властивості зберігаються у смузі частот 5...10 % відносно середньої частоти).
2. Складність настройки.
3. Малий вхідний опір, який потребує складної системи трансформації.
4. Неможливість формування ДС шириною менш ніж 20...30°.
5. Високий (до 50 %) рівень бокових пелюсток.

БІБЛІОГРАФІЧНИЙ СПИСОК

1. Антенні пристрої засобів зв'язку / І. П. Заїкін, О. О. Зеленський, О. В. Тоцький, С. К. Абрамов. – Харків : ХАІ, 2009. – 523 с.
2. Проектирование антенных устройств СВЧ : учеб. пособие / И. П. Заикин, А. В. Тоцкий, С. К. Абрамов, В. В. Лукин. – Харьков : ХАИ, 2005. – 109 с.
3. Лавров, А. С. Антенно-фидерные устройства : учеб. пособие для вузов / А. С. Лавров, Г. В. Резников. – М. : Сов. радио, 1974. — 368 с.
4. Драбкин, А. Л. Антенно-фидерные устройства / А. Л. Драбкин, В. Л. Зузенко, А. Г. Кислов. – М. : Сов. радио, 1974. – 536 с.
5. Антенны и устройства СВЧ. Расчет и проектирование антенных решеток и их излучающих элементов : учеб. пособие для вузов / под ред. Д. И. Воскресенского, Р. А. Грановской, В. Л. Гостюхина, В. С. Филиппова и др. — М. : Сов. радио, 1972. — 320 с.
6. Сазонов, Д. М. Антенны и устройства СВЧ : учеб. для радиотехн. спец. вузов / Д. М. Сазонов. – М. : Высшая школа, 1988. — 432 с.
7. Жук, М. С. Проектирование линзовых, сканирующих, широкодиапазонных антенн и фидерных устройств / М. С. Жук, Ю. Б. Молочков. – М. : Энергия, 1973. – 440 с.
8. Заикин, И. П. Антенны СВЧ : пособие для вузов. В 4 ч. Ч. 4 / И. П. Заикин. – Харьков : ХАИ, 1974. – 74 с.
9. Заїкін, І. П. Антени та пристрої НВЧ: посіб. для вузів. В 4 ч. Ч. 2 / І. П. Заїкін, О. В. Тоцький.– Харків : ХАІ, 1994. – 96 с.

ЗМІСТ

1. ПАРАМЕТРИ АНТЕН.....	3
1.1. Роль та призначення антен під час передачі та прийому.....	3
1.2. Дальня зона антени (зона випромінювання, зона Фраунгофера).....	5
1.3. Параметри антени, що характеризують функцію перетворення.....	7
1.4. Діаграма спрямованості (pattern).....	9
1.5. Діяльна висота.....	12
1.6. Коефіцієнт спрямованої дії.....	14
1.6.1. КСД лінійно поляризованих антен.....	15
1.6.2. КСД антен з будь-якою поляризацією.....	16
1.6. Коефіцієнт підсилення антени.....	18
1.8. Частотна характеристика антени.....	19
1.9. Поляризаційна характеристика.....	20
1.10. Фазова характеристика.....	24
2. ПРИЙМАЛЬНІ АНТЕНИ.....	24
2.1. Параметри приймальних антен.....	24
2.1.1. Діаграма спрямованості.....	24
2.1.2. Діяльна висота.....	25
2.1.3. Діяльна площа.....	25
2.2. Потужність, яку приймальна антена віддає до навантаження.....	26
3. СИМЕТРИЧНИЙ ВІБРАТОР.....	30
3.1. Розподіл струму і заряду уздовж СВ.....	31
3.2. Поле СВ у дальній зоні.....	33
3.3. Діяльна висота СВ.....	38
3.4. Опір випромінювання і КСД СВ.....	39
3.5. Еквівалентний хвильовий та вхідний опори симетричного вібратора.....	43
3.6. Антенний зазор.....	48
4. СПРЯМОВАНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ.....	49
4.1. Система з двох неспрямованих випромінювачів.....	49
4.1.1. Синфазна система.....	50
4.1.2. Протифазна система.....	54
4.1.3. Система “антена – активний рефлектор”.....	56
4.2. Система з n неспрямованих випромінювачів.....	57
4.2.1. Синфазна антенна решітка.....	61
4.2.2. Лінійно-фазна антенна решітка.....	65
4.3. Система з n спрямованих випромінювачів.....	68
4.4. Взаємний вплив вібраторів на випромінювання АР.....	74
4.4.1. Комплексний опір системи випромінювачів.....	74
4.4.2. Метод наведених ЕРС.....	75
5. ДИРЕКТОРНА АНТЕНА.....	78

5.1. Векторна діаграма складання полів у системі “антена – пасивний рефлектор”	79
5.2. Векторна діаграма складання полів у системі “антена – пасивний директор”	82
5.3. Вхідний опір директорної антени. Трансформувальні і симетрувальні пристрої.....	84
5.4. ДС, КСД і смуга пропускання антени "хвильовий канал"	86
БІБЛІОГРАФІЧНИЙ СПИСОК.....	90

Навчальне видання

Тоцький Олександр Володимирович

Науменко Вікторія Володимирівна

АНТЕННІ ПРИСТРОЇ І КОМПЛЕКСИ

Частина 1

Редактор Н. В. Мазепа

Зв. план, 2021

Підписано до видання 11.06.2021

Ум. друк. арк. 5,2. Обл.-вид. арк. 5,81. Електронний ресурс

Видавець і виготовлювач

Національний аерокосмічний університет ім. М. Є. Жуковського

«Харківський авіаційний інститут»

61070, Харків-70, вул. Чкалова, 17

<http://www.khai.edu>

Видавничий центр «ХАІ»

61070, Харків-70, вул. Чкалова, 17

izdat@khai.edu

Свідоцтво про внесення суб'єкта видавничої справи
до Державного реєстру видавців, виготовлювачів і розповсюджувачів
видавничої продукції сер. ДК № 391 від 30.03.2001