

АНТЕНИ З ОБЕРТОВОЮ ПОЛЯРИЗАЦІЄЮ ПОЛЯ ВИПРОМІНЮВАННЯ

Антен з обертовою поляризацією поля найчастіше використовуються в тих випадках, коли важко забезпечити стале положення площини поляризації електромагнітної хвилі. Так, поляризація хвилі, що випромінюється антеною, яку встановлено на літальному апараті, залежатиме від його положення. При еволюціях літака змінюється орієнтація бортової антени в просторі і тому площина поляризації також змінюватиме своє положення. Отже, для забезпечення надійнішого зв'язку доцільно використовувати антени з обертовою поляризацією.

У радіолокації антени з обертовою поляризацією поля використовують для забезпечення високого контрасту зображення хвилі на фоні завад, які створюються атмосферними опадами (гідрометеорами). При відбитті електромагнітної хвилі з обертовою поляризацією від гідрометеора, який найчастіше має правильну геометричну форму, створюється відбите поле з коловою поляризацією протилежного відносно падаючої хвилі напрямку обертання. Тому така хвиля поляризаційно розв'язана з випромінюючою антеною і майже не наводить ЕРС на затискачах антени. У той самий час хвиля відбита від об'єктів (наприклад, літальних апаратів), форма яких досить складна, набуває еліптичної поляризації, і тому коефіцієнт поляризаційного узгодження має помітне значення, тобто така хвиля наводить на затискачах антени значну ЕРС. Завдяки таким властивостям відбитих хвиль відношення напруги корисного сигналу до напруги завад від гідрометеорів зростає.

Антен з обертовою поляризацією поля використовують також і в космічному радіозв'язку, радіонавігації, телекеруванні, телеметрії та інших галузях радіотехніки.

15.1. Турнікетна антена

Розглянемо антену, яка складається з двох взаємно перпендикулярних симетричних вібраторів, довжини плечей яких задовольняють нерівність $l \leq 0,25\lambda$ (рис. 15.1). Відомо, що характеристику спрямованості таких вібраторів можна досить точно описати функцією $\sin \theta$, де кут θ відрховується від осі випромінювача. Таку саму ХС має електричний диполь, тому приймемо, що антену створено з двох електричних диполів. Нехай струм другого диполя, вісь якого збігається з віссю oy , відстає за фазою від струму першого диполя на кут 90° :

$$I_2 = -iI_1.$$

Поле в точці спостереження, яка знаходиться в площині xoz , складається з поля 1-го та 2-го диполів. Вісь диполя 1 розташована в площині xoz , тому ця площина

для диполя 1 меридіональна і, беручи до уваги, що кут θ відраховується від осі z , можемо записати напруженість поля в площині E

$$\dot{E}_\theta = i \frac{I_1 l W_c}{2\lambda r} \cos\theta e^{-ikr}.$$

Площина hoz для диполя 2 азимутальна (площина H), тому напруженість поля диполя 2 не залежить від кута θ

$$\dot{E}_\varphi = i \frac{I_2 l W_c}{2\lambda r} e^{-ikr}.$$

Для кращої наочності введемо позначення

$$\dot{E}_0 = i \frac{I_2 l W_c}{2\lambda r} e^{-ikr}. \quad (15.1)$$

Тоді меридіональна складова поля набуде вигляду

$$\dot{E}_\theta = iE_0 \cos\theta \quad (15.2)$$

і азимутальна

$$E_\varphi = E_0. \quad (15.3)$$

Уточні N , що знаходиться в площині $хоу$, вектор напруженості поля 1-го диполя E'_φ і вектор напруженості поля 2-го диполя E''_φ орієнтовані однаково, тому що площина $хоу$ для обох диполів є меридіональною. З рис.15.1, враховуючи позначення (15.1), отримуємо

$$\dot{E}'_\varphi = i\dot{E}_0 \sin\varphi$$

і

$$\dot{E}''_\varphi = \dot{E}_0 \cos\varphi.$$

Оскільки напрями векторів збігаються, то

$$\dot{E}_\varphi = \dot{E}'_\varphi + \dot{E}''_\varphi = \dot{E}_0 e^{i\varphi}. \quad (15.4)$$

Отже, в площині $хоу$ поле буде лінійно поляризованим. Амплітуда напруженості поля не залежить від кута φ , а фаза змінюється лінійно зі зміною напрямку в точку спостереження, тобто в площині $хоу$ антена не має фазового центра.

У напрямі осі z ($\theta=0$), як випливає з виразів (15.2) і (15.3), амплітуди векторів E_θ і E_φ однакові, а за фазою вектори зсунуті на 90° , що відповідає коловій поляризації.

В усіх інших напрямках, виключаючи площину $хоу$, хвиля матиме еліптичну поляризацію з коефіцієнтом еліптичності

$$K_e = \cos\theta.$$

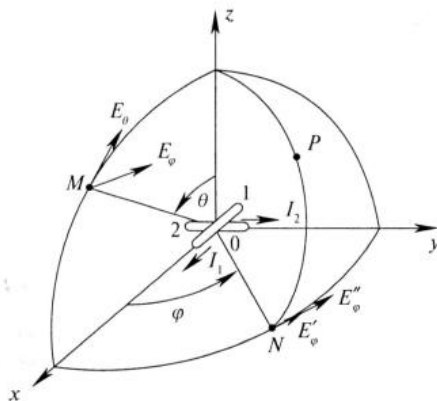


Рис.15.1

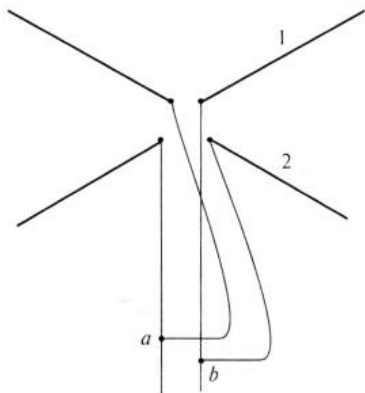


Рис.15.2

Можна показати, що для довільної точки спостереження P складові поля визначатимуться так само, як і в площині $хоz$ виразами, подібними до (15.2) і (15.3), але з урахуванням фазового зсуву φ (15.4).

Турнікетну антену виконують з двох взаємно перпендикулярних півхвильових вібраторів (рис. 15.2). Для забезпечення необхідного фазового зсуву між струмами живлення вібраторів довжину фідера від точок ab до затискачів вібратора 2 беруть на чверть довжини хвилі більшу за відрізок від точок ab до затискачів випромінювача 1. Така антена в площині розташування вібраторів є ненапрявленою і випромінює хвилі лінійної поляризації, в напрямі нормалі до площини розташування вібраторів — хвилі з коловою

поляризацією. В усіх інших напрямках випромінюються еліптично поляризовані хвилі.

15.2. Спиральна антена

У діапазонах сантиметрових, дециметрових і метрових хвиль застосовують спіральні антени (рис. 15.3, а). Конструктивно такі антени мають вигляд спіралі, один кінець якої вільний, а другий — приєднується до центрального провідника

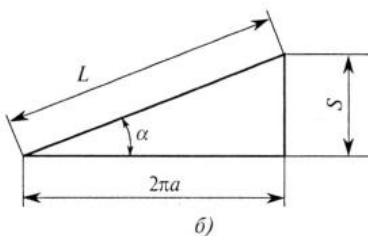
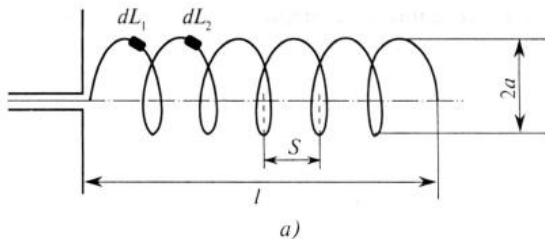


Рис.15.3

коаксіального кабелю. Зовнішня оболонка кабелю приєднується до диска, який є протиположною антеною. Крім того, диск виконує функцію рефлектора, оскільки зменшує випромінювання в задній півпростір. Циліндрична спіральна антена характеризується довжиною витка L , діаметром витка $2a$, кроком обмотки спіралі S і числом витків n . Очевидно, що довжина антени $l = nS$.

При збудженні антени в спіралі виникають хвилі різних типів [11]. Хвилі в спіралі позначають символом T_q , де q — кількість довжин хвиль, які вміщуються на одному витку. Хвиля T_0 поширюється з фазовою швидкістю, яка дорівнює швидкості світла c , та існує в спіралі з малою довжиною витка, що задовольняє умову

$$\frac{L}{\lambda} < \frac{L}{\lambda_{\min}}, \quad (15.5)$$

$$\text{де } \frac{L}{\lambda_{\min}} = \frac{\cos \alpha}{1 - \sin \alpha};$$

α — кут піднесення спіралі.

З розгортки витка, яку зображено на рис. 15.3, б, випливає, що

$$\alpha = \arctg \frac{S}{2\pi a}.$$

Хвиля T_0 відбивається від кінця спіралі і поширюється у зворотному напрямі з тією самою фазовою швидкістю. Коли задовольняється умова (15.5), коефіцієнт загасання цієї хвилі малий і її амплітуда вздовж спіралі майже не змінюється, що викликає появу стоячих хвиль. При цьому характер випромінювання антени такий самий, як і випромінювання несиметричного вібратора, або рамки (рис. 15.4, а). Тому таку спіральну антену називають антеною з ненапрямленим випромінюванням.

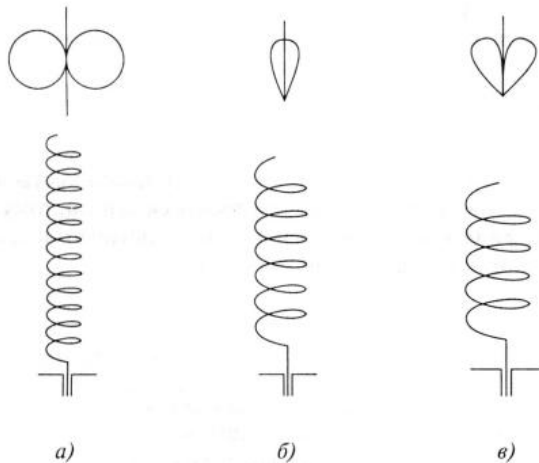


Рис.15.4

Поряд з хвилею T_0 поширюється хвиля T_1 , фазова швидкість якої менша від швидкості світла і залежить від відношення L/λ . Залежність фазової швидкості хвиль T_0 і T_1 від величини $ka = L\cos\alpha/\lambda$ наведено на рис.15.5. При $L/\lambda > L/\lambda_{\min}$ відбита хвиля T_1 має дуже малу амплітуду, тому в спіралі встановлюється біжуча хвиля струму. Хвиля T_0 при цьому дуже швидко згасає і характер випромінювання має вигляд, зображений на рис.15.4, б. Це режим осьового випромінювання, в якому $L/\lambda \approx 1$.

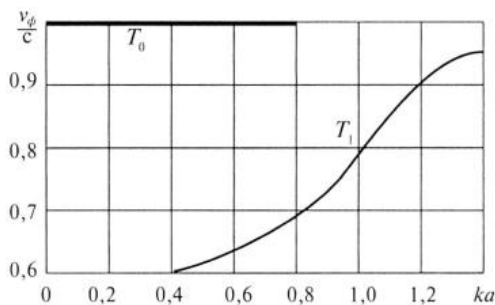


Рис.15.5

При зростанні частоти коливань ($L/\lambda > 1$) у спіралі виникають вищі типи хвиль T_2 , T_3 тощо. Такий режим живлення спіралі супроводжується конічним випромінюванням (рис.15.4, в), який практично не використовують.

Найбільше значення має режим осьового випромінювання, який існує за умови, що

$$0,25\lambda \leq 2a \leq 0,45\lambda.$$

Спіральну антену в режимі осьового випромінювання можна розглядати як сукупність n витків, які розташовані на одній осі і якими протікає біжуча хвиля струму. Незважаючи на те, що виток спіралі розміщується не в одній площині, його характер випромінювання дуже близький до характеру випромінювання плоского витка — кільцевої антени з біжучою хвилею струму.

При збудженні кільцевої антени біжучою хвилею струму і виконанні умови $L/\lambda = 1$ електромагнітні хвилі найінтенсивніше випромінюються в напрямі осі. Аналіз поля випромінювання такої антени досить складний, тому розглянемо на якісному рівні поле випромінювання в напрямі осі кільцевої антени (рис.15.6, а).

Струм в будь-якій точці кільця має значення

$$\dot{I}_{\xi} = I_0 e^{-i\beta\xi},$$

де I_0 — амплітуда струму;

β — коефіцієнт фази хвилі в кільці;

ξ — відстань по кільцю, яка відраховується від осі z .

Користуючись тригонометричним поданням експоненціальної функції уявного аргументу, можна вважати, що біжуча хвиля струму складається з двох стоячих хвиль

$$\dot{I}_{\xi} = I_0 \cos\beta\xi - iI_0 \sin\beta\xi.$$

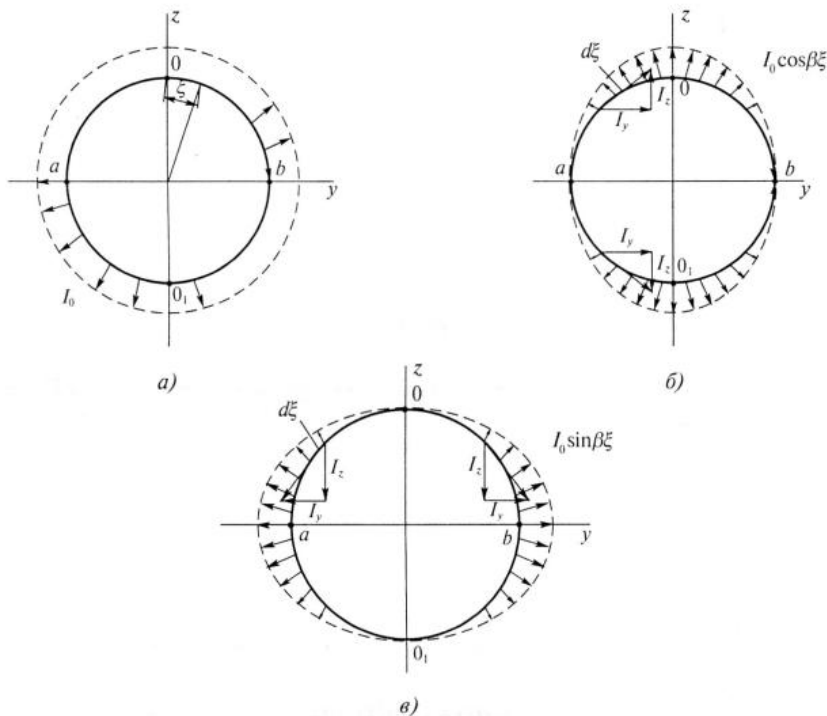


Рис.15.6

Отже, кільцеву антену (рис. 15.6, а) можна розглядати як систему двох кільцевих випромінювачів, збуджуваних стоячими хвилями $I_0 \cos \beta \xi$ (рис. 15.6, б) та $iI_0 \sin \beta \xi$ (рис. 15.6, в).

Розкладемо вектори струму I_ξ на складові, паралельні координатним осям. З наведених рисунків видно, що в кільці, яке збуджується хвилею $I_0 \cos \beta \xi$, складові I_z протифазні, I_y — синфазні, тому в напрямі осі x поле випромінювання півкільця aob та ao_1b визначатиметься складовими I_y . У кільці, що збуджується хвилею $iI_0 \sin \beta \xi$, синфазними будуть складові I_z , а протифазними — I_y , тому поле випромінювання півкільця oao_1 та obo_1 визначатиметься складовими I_z . Оскільки розглядається поле в напрямі осі x , то півкільця aob та ao_1b можна замінити півхвильовими вібраторами (рис. 15.7, а) з синфазним живленням. Так само півкільця oao_1 та obo_1 замінимо вібраторами, паралельними осі z (рис. 15.7, б). У напрямі, перпендикулярному до лінії розташування вібраторів, поле випромінювання двох вібраторів можна отримати як поле випромінювання одного вібратора. Замінюючи дві двійки вібраторів двома взаємно перпендикулярними вібраторами (рис. 15.7, в), струми живлення яких зсунуті за фазою один відносно одного на 90° , отримаємо турнікетну антену. Отже, в напрямі осі x поле випромінювання системи випромінювачів, а значить, і кільця, матиме колову поляризацію.

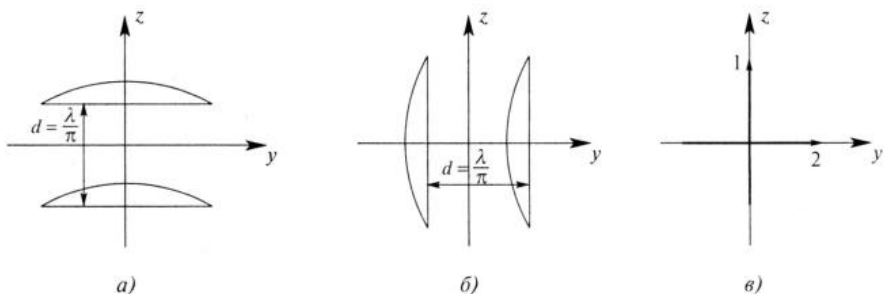


Рис.15.7

Такі самі результати можна отримати і шляхом строгого аналізу кільцевої антени. Характеристика спрямованості кільця, яке отбикається біжучою хвилею струму і має відносну довжину $L/\lambda = 1$, визначається як [7]:

$$F_{\theta}^k(\theta) = 2\text{ctg}\theta J_1(\sin\theta)$$

і

$$F_{\varphi}^k(\theta) = J_0(\sin\theta) - J_2(\sin\theta),$$

де $J_0(u)$, $J_1(u)$, $J_2(u)$ — функції Бесселя нульового, першого та другого порядків. На рис.15.8 зображено ДС кільця в площині, що проходить через вісь кільця.

ХС спіральної антени можна, згідно з теоремою перемноження, отримати у вигляді добутків

$$f_{\theta}(\theta) = F_{\theta}^k(\theta) f_c(\theta);$$

$$f_{\varphi}(\theta) = F_{\varphi}^k(\theta) f_c(\theta),$$

де $f_c(\theta)$ — множник системи.

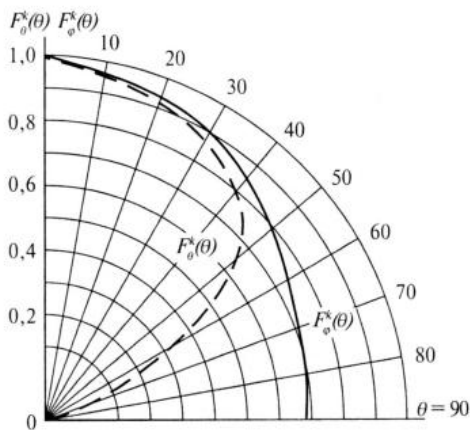


Рис.15.8

Враховуючи, що спіральну антену можна розглядати як антенну решітку осьового випромінювання, елементами якої є витки спіралі, використаємо формулу (5.15) для множника системи.

Фазовий зсув у струмів двох суміжних витків визначається як

$$\psi = \beta L = \frac{2\pi}{\Lambda} L = k\xi L, \quad (15.6)$$

де Λ — довжина хвилі в спіралі; ξ — коефіцієнт сповільнення.

Відстань між кільцями спіралі дорівнює кроку спіралі, тобто $d = S$. Враховуючи зв'язок між кутом піднесення спіралі α , кроком спіралі S та довжиною витка L (рис.15.3, б), записуємо $S = L \sin \alpha$.

Підставимо значення d і ψ у множник системи (5.15). Після упорядкування виразу отримуємо множник системи для спіральної антени

$$f_c(\theta) = \frac{\sin \left[\frac{nkl}{2} (\xi - \sin \alpha \cos \theta) \right]}{\sin \left[\frac{kL}{2} (\xi - \sin \alpha \cos \theta) \right]}.$$

Умову осевого випромінювання знайдемо з таких міркувань. Якщо виокремити у двох суміжних витках спіралі на відстані L на одній і тій самій твірній поверхні спіралі елементи dL_1 і dL_2 (рис. 15.1, а), то різниця фаз струмів у цих елементах дорівнюватиме $\psi = k\xi L$. А різниця фаз полів, які збуджуються струмами елементів dL_1 і dL_2 , становитиме $\psi_{\Pi} = k\xi L - kS$, де kS — фазовий зсув, обумовлений різницею ходу променів, які випромінюються елементами dL_1 і dL_2 у напрямі осі антени, тобто кроком спіралі S . Поля випромінювання цих двох елементів підсумовуватимуться в напрямі осі спіралі з максимальним ефектом, коли фазовий зсув променів буде кратний 2π . Тому прирівнюємо ψ_{Π} значенню 2π

$$\frac{2\pi}{\lambda} \xi L - \frac{2\pi}{\lambda} S = 2\pi$$

і отримуємо умову осевого випромінювання

$$L = \frac{S + \lambda}{\xi}. \quad (15.7)$$

Ця умова задовольняється в широкій смузі частот у зв'язку з тим, що при зростанні довжини хвилі λ збільшується і коефіцієнт сповільнення ξ . Виконання залежності (15.7) у смузі частот простежується на графіку, зображеному на рис. 15.5.

Для спіральних антен з кутом піднесення $\alpha = 12^\circ \dots 16^\circ$, що найчастіше використовуються, в результаті експериментальних досліджень знайдено такі співвідношення [1, 20]:

ширина ДС

$$2\theta_0 = \frac{115^\circ}{\frac{L}{\lambda} \sqrt{\frac{nS}{\lambda}}}$$

і

$$2\theta_{0,5} = \frac{52^\circ}{\frac{L}{\lambda} \sqrt{\frac{nS}{\lambda}}};$$

коефіцієнт спрямованої дії

$$D = 15 \left(\frac{L}{\lambda} \right)^2 \frac{nS}{\lambda};$$

вхідний опір антени

$$R_A = 140 \frac{L}{\lambda}.$$

Спіральна антена працює в смузі частот біля 30%.

15.3. Плоскі спіральні антени

У діапазонах дециметрових та сантиметрових хвиль знаходять застосування надширокосмугові антени, які виготовляють на основі архімедових (арифметичних) або рівнокутових (логарифмічних) спіралей. Арифметична спіраль в полярних координатах описується рівнянням

$$\rho = \alpha \varphi, \quad (15.8)$$

де ρ — радіус-вектор;

α — стала величина, що визначає швидкість розгортання спіралі;

φ — полярний кут.

Рівняння логарифмічної спіралі має вигляд

$$\rho = \rho_0 e^{a\varphi}, \quad (15.9)$$

де ρ_0 — початковий радіус спіралі (при $\varphi = 0$).

Кут між дотичною до кривої (15.9) в будь-якій точці і радіусом-вектором не залежить від координат точки, тому таку спіраль називають рівнокутовою.

Для побудови спіральної антени використовують однозахідні, двозахідні та багатозахідні спіралі. Принцип дії спіральної антени розглянемо на прикладі двозахідної спіралі. Архімедову двозахідну спіраль (15.8), що живиться струмами у протифазі (рис. 15.9, а), можна подати у вигляді двопровідної лінії. У зв'язку з близьким розташуванням проводів і фазовим зсувом струмів у двох суміжних елементах, що дорівнюють 180° , лінія не випромінює електромагнітних хвиль. Але завдяки геометричній формі згорнутої в спіраль лінії можна знайти такі суміжні елементи проводів, які живитимуться синфазними струмами. Проведемо через початок полярної системи координат точку 0 — пряму лінію. Точку перетину прямої з гілкою спіралі, проведеною товстішою лінією (рис. 15.9, а), позначимо через P . На такій самій відстані від початку координат відмітимо перетин прямої з другою гілкою точкою Q . Продовжуючи другу гілку так, щоб радіус повернувся на кут π , перетнемо пряму в точці P' .

Як впливає з визначення точок перетину, довжина першої гілки від початку до точки P дорівнюватиме довжині другої гілки від початку до точки Q . Оскільки

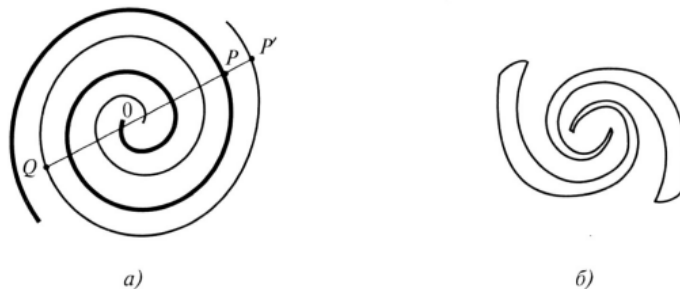


Рис.15.9

гілки живляться струмами у протифазі, то в точках P і Q струми також будуть зсунуті за фазою на 180° . Виберемо таку довжину хвилі струму, щоб відстань по колу від точки Q до точки P' дорівнювала половині довжини хвилі. Тоді струм, проходячи в другій гілці шлях від точки Q до точки P' , набуває додаткового фазового зсуву 180° . Отже, фаза струму в точці P' збігається з фазою струму в точці P . Так само можна показати, що синфазні струми будуть і в усіх інших елементах першої та другої гілок, які розташовані вздовж кола з діаметром, близьким до відстані $P'Q$. Ця обставина дає змогу вважати, що синфазно збуджені елементи створюють кільця, довжина яких дорівнює довжині хвилі в спіралі. Такі кільця називають резонансними. Вони інтенсивно випромінюють електромагнітні хвилі, у зв'язку з чим у спіралі встановлюється режим біжучої хвилі. У витках, радіус яких перевищує радіус резонансних кілець, амплітуда струму різко зменшується внаслідок майже повної втрати потужності, обумовленої випромінюванням. Тому витки великого радіуса за межами резонансних кілець не впливають на формування поля випромінювання. Витки радіуса, меншого, ніж радіус резонансних кілець, також не впливають на поле випромінювання, через те, що вони живляться протифазними струмами. Зміна довжини хвилі призводить до зміни середнього радіуса резонансних кілець. При цьому всі параметри антени залишаються незмінними, що забезпечує можливість роботи в широкому діапазоні частот.

Спіральна антена, як і кільцева антена, довжина якої дорівнює довжині хвилі, випромінює в обидва півпростори. Напрями максимальної інтенсивності випромінювання збігаються з віссю антени. Якщо необхідно отримати однонаправлене випромінювання, то спіраль розміщують перед екраном або у відбиваючій порожнині.

Двозахідну логарифмічну спіральну антену зображено на рис. 15.9, б. Підставляючи у вираз (15.9) розміри радіуса в частках довжини хвилі, отримаємо

$$\frac{\rho}{\lambda} = \rho_0 e^{a(\varphi - \varphi_0)},$$

де

$$\varphi_0 = \frac{1}{a} \ln \lambda.$$

З отриманої формули випливає, що зміна довжини хвилі викликає лише зміну кута або ж поворот спіралі. При збудженні антени в центрі інтенсивність струму в гілках різко зменшується (приблизно в 100 разів) після витка, довжина якого дорівнює довжині хвилі. Це дає змогу не враховувати скінченних розмірів спіралі в певному діапазоні частот. Коефіцієнт перекриття діапазону антен, побудованих з використанням логарифмічних спіралей, сягає двадцяти.

15.4. Конічні спіральні антени

Циліндрична спіральна антена випромінює електромагнітні хвилі в один півпростір і може створити досить гостру ДС, але вона, в порівнянні з плоскими спіральними антенами, працює у вузькому діапазоні частот. Коефіцієнт перекриття діапазону циліндричної спіральної антени не перевищує 1,6. Щоб розширити робочий діапазон, антену виготовляють у вигляді спіралі зі змінним діаметром намотування (рис. 15.10). У цьому випадку умова (15.7) задовольнятиметься тільки для частини витків спіралі, які створюють активну зону. В активній зоні переважає хвиля типу T_1 і ця зона визначає форму ДС у режимі осьового випромінювання. Зі зміною довжини хвилі активна зона зміщується вздовж осі спіралі, тому мінімальна довжина хвилі робочого діапазону визначається мінімальним діаметром $2a_{\min}$, а максимальна — максимальним діаметром спіралі $2a_{\max}$. Коефіцієнт перекриття діапазону конічних спіральних антен сягає трьох. Але КСД конічної спіральної антени значно менший за КСД циліндричної спіралі.

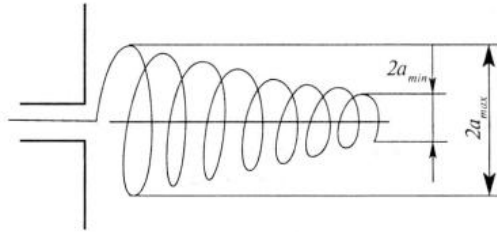


Рис.15.10

На рис. 15.11 зображено проекцію логарифмічної спіралі на поверхню конуса. Гілки спіральної антени описуються рівнянням у сферичній системі координат (ρ, θ, φ)

$$\rho_1 = \rho_0 \exp \left(\frac{\sin \theta_0}{\operatorname{tg} \alpha} \varphi \right),$$

$$\rho_2 = \rho_1 \exp \left(- \frac{\sin \theta_0}{\operatorname{tg} \alpha} \delta \right),$$

де ρ_1 і ρ_2 — радіуси внутрішньої та зовнішньої крайок гілки спіралі;
 ρ_0 — значення радіуса початку гілки спіралі біля вершини конуса;
 θ_0 — кут між віссю і твірною конуса;
 φ — координатний кут;
 α — кут між радіусом, проведеним у довільну точку спіралі, і дотичною до спіралі в цій самій точці;
 δ — сталий кут, на який повернуто спіраль зовнішньої крайки відносно внутрішньої крайки в одній і тій самій гілці.

Конічні логарифмічні спіральні антени найчастіше виконують двозахідними. Живлення до антени підводять від вершини конуса. Враховуючи те, що антена однонапрямлена і максимум випромінювання орієнтований у півпростір від вершини конуса, лінію, яка живить антену, прокладають на гілці спіралі так, щоб джерело живлення знаходилося за основою конуса і не опромінювалося. Ширина ДС при зменшенні кута α зростає. Мінімальна довжина хвилі робочого діапазону λ_{min} визначається радіусом витків a_{min} біля вершини конуса

$$\lambda_{min} \approx 8a_{min}.$$

Максимальна довжина хвилі λ_{max} — радіусом витків біля основи конуса

$$\lambda_{max} \approx 6a_{max}.$$

Коефіцієнт перекриття діапазону конічних логарифмічних спіральних антен сягає значень, близьких до 20.

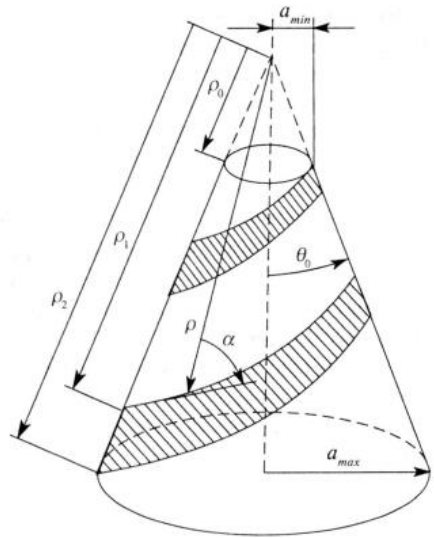


Рис.15.11

15.5. Рупорні антени з обертовою поляризацією поля випромінювання

Рупорна або хвилеводна антена з обертовою поляризацією поля будується з використанням принципу дії турнікетної антени, тобто розкрив антени збуджується двома хвилями, площини поляризації яких взаємно перпендикулярні, а напруженості зсунуті за фазою на 90° . Отже, для отримання обертової поляризації необхідно, насамперед, у прямокутному хвилеводі створити одночасно хвилі типу H_{10} і H_{01} , а у круглому хвилеводі — дві хвилі H_{11} із взаємно перпендикулярною поляризацією.

Для одночасного збудження двох типів хвиль можна використати несиметричний вібратор у хвилеводі, вісь якого збігається з діагоналлю поперечного перерізу (рис.15.12, а). При квадратному перерізі хвилеводу коефіцієнт перекриття за діапазоном частот не перевищує 1,4. Більш широкосмуговим є збуджувач у вигляді щілини на торці хвилеводу (рис.15.12, б). Коефіцієнт перекриття за діапазоном частот може сягати 2,8. Змінюючи кут нахилу щілини можна змінювати відношення амплітуд хвиль H_{10} і H_{01} . Потенційно такі самі властивості має збуджувач у вигляді прямокутного хвилеводу (рис.15.12, в). Але в перерізі, в якому з'єднується прямокутний хвилевід з квадратним, виникає значна неоднорідність, що звукує смугу робочих частот. Щоб усунути неоднорідність, використовують плавний перехід від прямокутного до квадратного хвилеводу.

Фазовий зсув між двома отриманими хвилями забезпечується за допомогою поляризаційних секцій, побудованих на використанні залежності фазової швидкості поширення хвиль від орієнтації площини поляризації. Такі поляризаційні секції створюють або на відрізках хвильоводу, або у рупорі. Тому, загалом, фазовий зсув між перпендикулярно поляризованими хвилями визначається сумою зсувів у хвильоводі $\Delta\varphi_x$ та у рупорі $\Delta\varphi_p$

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_x + \Delta\varphi_p. \quad (15.10)$$

Якщо випромінювачем є відкритий кінець квадратного хвильоводу або правильний пірамідний рупор, в якому фазові швидкості хвиль H_{10} і H_{01} однакові, то $\Delta\varphi_p$ дорівнює нулю, і загальний фазовий зсув забезпечується хвильоводною поляризаційною секцією.

Найпростішу конструкцію має хвильоводна поляризаційна секція, виготовлена на основі квазіквадратного хвильоводу. Якщо ширина однієї стінки a не дорівнює ширині іншої стінки b , фазові швидкості хвиль H_{10} і H_{01} відрізняться одна від одної, тобто

$$v_\phi = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{kp}}\right)^2}}, \quad (15.11)$$

$$\text{де } \lambda_{kp}(H_{10}) = 2a \text{ і } \lambda_{kp}(H_{01}) = 2b.$$

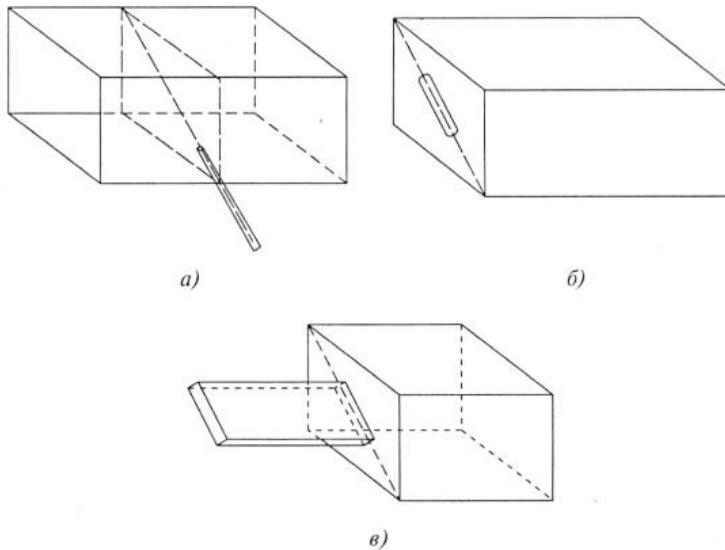


Рис.15.12

Враховуючи ці співвідношення, можемо підібрати таку довжину квазіквадратного хвиеводу з розмірами поперечного перерізу a і b , щоб фазовий зсув становив $\pi/2$. При цьому на виході хвиеводної секції отримаємо колову поляризацію. Перевагою квазіквадратного хвиеводу є найбільша для подібних вузлів допустима потужність. Недоліками є неможливість перенастроювання, тому що це потребує зміни розмірів a і b , а також відносно вузька смуга робочих частот.

Схеми поляризаційних секцій на відрізках хвиеводу квадратного перерізу ($a = b$) зображено на рис. 15.13. У квадратному хвиеводі фазові швидкості хвиль H_{10} і H_{01} однакові, тому необхідно всередину хвиеводу внести певні конструктивні елементи, які змінюватимуть фазову швидкість однієї хвилі і не впливатимуть на фазову швидкість іншої хвилі. Таким елементом може бути тонка металева пластина, встановлена перпендикулярно до стінки хвиеводу вздовж осі (рис. 15.13, а).

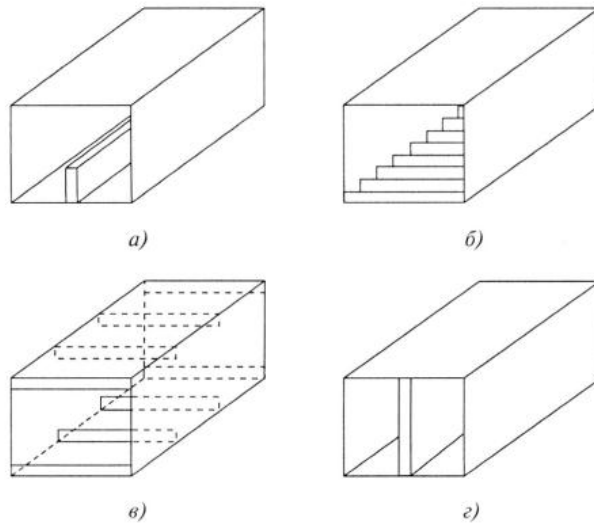


Рис.15.13

Для хвилі H_{10} такий елемент перетворює прямокутний хвиевід на П-подібний, в якому критична довжина хвиль може бути значно більшою, ніж у прямокутному хвиеводі, отже, і фазова швидкість, як випливає з формул (15.11), буде меншою, ніж для хвилі H_{01} , тому що для неї критична довжина хвиль не змінюється.

У деяких випадках суцільну металеву пластину замінюють штирями, які розміщують так само, як і пластину, тобто вздовж осі хвиеводу у вертикальній площині симетрії. Така секція має досить широкую смугу робочих частот, легко настраюється, але допустима потужність у секції порівняно мала.

У хвиеводі з ребристою структурою нижньої стінки (рис.15.13, б) за певних конструктивних параметрів ребер вертикально поляризована хвиля матиме меншу фазову швидкість, ніж хвиля з горизонтальною поляризацією. Наближений

розрахунок фазової швидкості вертикально поляризованої хвилі ґрунтується на теорії поверхневих хвиль [20]. Фазова швидкість горизонтально поляризованої хвилі розраховується згідно з виразом (15.11) при розмірі широкої стінки, що дорівнює відстані від верхньої стінки хвилеводної секції до вершини ребер. Робоча смуга частот ребристої секції досить широка, задовільні характеристики секції і за допустимої потужності, і за можливостями настройки.

Хвилеводну секцію з неоднорідностями (рис. 15.13, в) розглядають як відрізок еквівалентної лінії, періодично навантаженої реактивними елементами (індуктивностями або ємностями). При цьому діафрагми віддаляють одну від одної так, щоб на цій відстані повністю загасали хвилі вищих типів і можна було не враховувати взаємодію між реактивностями на вищих типах хвиль. Діафрагми, наведені на рис. 15.13, в, мають від'ємний індуктивний характер провідності для хвилі типу H_{01} і позитивний (ємнісний) — для хвилі типу H_{10} . Тому вони по-різному впливають на фазовий зсув для хвиль із взаємно перпендикулярними площинами поляризації. Методику розрахунку таких поляризаційних секцій наведено в монографії [11]. Діафрагмовані секції відносно вузькосмугові і можуть в деяких межах перенастроюватися. Допустима потужність у секції менша, ніж у квазіквдратному хвилеводі, але більша, ніж у секції зі штирями або діелектричною пластиною.

Тонка діелектрична пластина (рис. 15.13, г) майже не впливає на фазову швидкість хвилі, вектор напруженості електричного поля якої нормальний площині пластини. Істотно сповільнюється хвиля, вектор напруженості електричного поля якої паралельний площині діелектричної пластини. Коефіцієнти фази хвилі, що поширюється в такій секції, визначаються як

$$\beta_{10} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_{10} - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}$$

і

$$\beta_{01} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_{01} - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2},$$

де ϵ_{10} і ϵ_{01} — еквівалентні діелектричні проникності для хвиль H_{10} і H_{01} .
Очевидно, що

$$\Delta\varphi_x = (\beta_{10} - \beta_{01})L,$$

де L — довжина секції хвилеводу.

Поляризаційна секція з діелектричною пластиною має найбільшу ширину смуги робочих частот і досить просту настройку. Недоліком її є порівняно з іншими секціями невелика допустима потужність.

Забезпечити необхідний фазовий зсув у рупорі значно складніше. Можна застосувати рупор з неоднаковим кутом розкриву у взаємно перпендикулярних площинах. При цьому розкриття буде не квадратним, а прямокутним, що викличе неоднакові значення КСД для хвиль різної поляризації. В цьому випадку колову поляризацію можна отримати лише за певних співвідношень інтенсивностей хвиль H_{10} і H_{01} у розкритті рупора.

За необхідності одержати вузьку ДС рупор може мати таку довжину, яка створить фазовий зсув між складовими хвилями, більший ніж $\pi/2$. У цьому випадку потрібно збільшити різницю фаз до значення $\Delta\varphi_x = (2s + 1)\pi/2$, де $s = 1, 2, 3, \dots$, що викликає звуження робочої смуги частот.

З метою компенсації останнього недоліку до рупора приєднують хвильоводну поляризаційну секцію, яка забезпечує результуючий фазовий зсув (15.10), що дорівнює $\pi/2$. Для цього складові $\Delta\varphi_x$ і $\Delta\varphi_p$ повинні мати різні знаки, а коефіцієнти фази хвиль у хвильоводі і в рупорі задовольняти взаємно протилежні умови. Так, наприклад, якщо у хвильоводі реалізовано нерівність $\beta_{10} < \beta_{01}$, то в рупорі має виконуватися нерівність $\beta_{10} > \beta_{01}$.

Хвилю колової поляризації можна отримати і безпосередньо, якщо скористатися турнікетним гібридним з'єднанням (рис. 15.14). Розглянемо принцип дії пристрою надвисоких частот (НВЧ) з плечима прямокутного перерізу (рис. 15.14, а). Хвиля типу H_{10} від джерела енергії подається в плече 1. З'єднання плечей 1, 2, 4 — це H -трійник, сукупність плечей 2, 4, 5 створює E -трійник і сукупність плечей 1 і 5 створює завдяки квадратному перерізу плеча 5 вигин в площині E . Отже, хвиля з плеча 1 проходить в усі інші плечі. Плече 3 навантажене на узгоджений опір, тому хвиля, яка потрапляє туди, поглинається і не впливає на процеси створення хвилі колової поляризації. Хвиля, яка з плеча 1 відгалужується в плече 5, буде поляризована так само, як і хвиля у вхідному плечі 1. У перерізі вихідного плеча вона позначається як хвиля H_{10} . Синфазні хвилі, які відгалужуються з плеча 1 в плечі 2 і 4, проходять різні відстані до короткозамикачів. У плечі 2 ця відстань дорівнює $5\Lambda/8$, а в плечі 4 — $7\Lambda/8$, де Λ — довжина хвилі у хвильоводі. Відбиті від короткозамикачів хвилі будуть у протифазі і завдяки властивостям H -трійників практично не пройдуть в плечі 1 та 3, а створять хвилю H_{01} в плечі 5. Неважно переконатися, що вибрані відстані до короткозамикачів забезпечать зсув фаз хвиль H_{10} і H_{01} на кут 90° . Отже, в квадратному хвильоводі 5 виникне хвиля з коловою поляризацією.

Плече 5 можна виконати із круглого хвильоводу (рис. 15.14, б). При цьому в плечі 5 збуджуватимуться дві хвилі: типу H_{11} із взаємно перпендикулярними поляри-

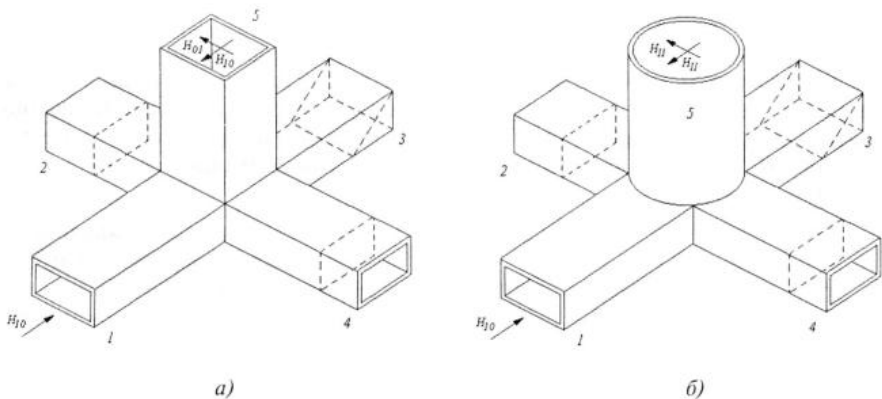


Рис.15.14

заціями і зсунуті за фазою на 90° . Турнікетні з'єднання мають відносно вузьку смугу робочих частот. Допустимо потужність буде на такому самому рівні, як і в ребристих або діафрагмованих поляризаційних секціях.

Якщо не застосувати спеціальних конструктивних заходів, то хвилеводні і рупорні антени випромінюватимуть хвилі колової поляризації тільки в напрямі максимального випромінювання. В інших напрямках поляризація буде еліптичною, що обумовлено різною шириною ДС для хвиль різної поляризації в одній і тій самій площині. Як відомо з теорії рупорних антен, це явище викликане тим, що в розкритті рупора вздовж однієї координатної осі буде різний амплітудний розподіл тангенціальних складових напруженості хвиль H_{10} і H_{01} . Наприклад, якщо для H_{10} матимемо косинусоїдний розподіл амплітуди, то для H_{01} розподіл буде рівномірний, і навпаки. Для вирівнювання ширини ДС необхідно, щоб в одному і тому самому розкритті були різні розміри для хвиль з різною поляризацією. Це досягається встановленням металевих перегородок (рис.15.15, а), або ж ребер (рис.15.15, б). Металева перегородка впливає на вертикально поляризовану хвилю. У місці розміщення перегородки амплітуда напруженості зменшується до нуля, що призводить до рівномірнішого амплітудного розподілу і зменшення ширини ДС вертикально поляризованої хвилі в горизонтальній площині. За певних геометричних розмірів перегородки можна досягти приблизно однакової ширини ДС у горизонтальній площині для хвиль H_{10} і H_{01} .

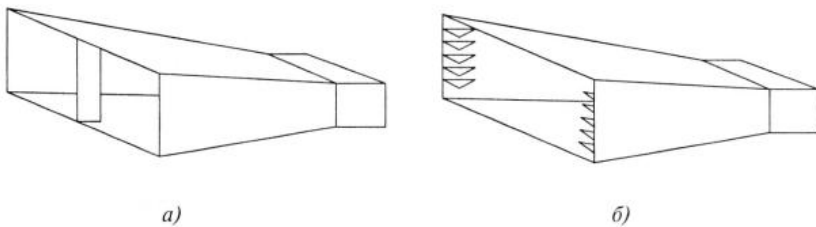


Рис.15.15

Ребра в рупорі впливають на горизонтально поляризовану хвилю H_{01} . Для цієї хвилі зменшується розмір розкриття до відстані між вершинами ребер, що викликає розширення ДС у горизонтальній площині. Встановлюючи приблизно однакову ширину ДС для обох складових поля, можна досягти більш рівномірної поляризаційної ДС, тобто зменшити відхилення коефіцієнта еліптичності від 1 при зміні координатного кута.